

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОЛОКАЦИИ

Под редакцией
Я. Д. ШИРМАН

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОЛОКАЦИИ

*Под редакцией
профессора Я. Д. ШИРМАНА*

*Допущено Министерством высшего
и среднего образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов радиотехнических
специальностей вузов*

Scanned & DJVUed



ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКОЕ РАДИО»
МОСКВА — 1970

Теоретические основы радиолокации. Под ред. Ширмана Я. Д.
Учебное пособие для вузов. М., изд-во «Советское радио», 1970, стр. 560
т. 25 000 экз., ц. 1 р. 42 к.

Книга представляет учебное пособие для радиотехнических факультетов высших учебных заведений, готовящих специалистов по радиолокации. Его особенностью является использование статистических методов анализа как единой базы курса. Даются принципы построения и теория устройств оптимального обнаружения при наличии помех; рассматриваются методы получения радиолокационной информации с учетом достижений в области оптимальной обработки сложных радиолокационных сигналов, закономерностей вторичного излучения и распространения радиоволн. Приводится большее число примеров, позволяющих читателю быстрее усвоить главные вопросы теории и ее приложения. Наряду с этим приведен набранный петитом дополнительный материал, рассчитанный на более углубленное изучение отдельных вопросов курса.

Книга может быть полезна инженерам и аспирантам радиолокационного профиля, а также специалистам смежных областей, занимающимся вопросами обработки широкополосных сигналов.

Табл. 4, рис. 371, назв. библи. 194.

Авторы

Ширман Я. Д., Голиков В. Н., Бусыгин, И. Н.,
Костин Г. А., Манжос В. Н., Минервин Н. Н.,
Найденов Б. В., Поляков В. И., Челпанов А. С.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга создавалась на протяжении ряда лет для обеспечения нужд учебного процесса в вузах, готовящих специалистов по радиолокации. В процессе ее создания решалась задача широкого использования методов статистического анализа и синтеза как важной базы курса. Курс строится в предположении, что учащиеся уже ознакомлены в общих чертах с работой какого-либо образца радиолокационной техники в порядке практического обучения и теперь приступают к систематическому изучению теоретических основ современной радиолокации. Изучаемый курс должен, в свою очередь, подготовить их к освоению основ эксплуатации и проектирования конкретных разновидностей аппаратуры, изучаемых в последующих курсах, а также дать базу для самостоятельной работы после окончания вуза. Для углубления знаний по отдельным вопросам в книге предусмотрен дополнительный материал, набранный петитом или вынесенный в приложения.

Структура книги определилась из опыта преподавания, который показывает, что для достаточно глубокого освоения статистической части курса и ее приложений требуется напряженная работа. Усвоение бывает наиболее эффективным, когда учащийся все время ощущает тесную связь теории и ее практического применения. Этот принцип был исходным при выборе последовательности изложения, даже если при этом в какой-либо мере нарушалась стройность рассмотрения раздельно теоретических и практических вопросов курса.

Готовя книгу, авторы стремились одновременно избежать как чрезмерной концентрации теории, так и излишних повторений. Для того чтобы избежать повторений, систематическое рассмотрение методов радиолокации начинается после того, как даны основы статистической теории обнаружения радиолокационных сигналов и измерения их параметров. Чтобы подчеркнуть практическую значимость получаемых при этом результатов, они постоянно иллюстрируются примерами статистического синтеза устройств обработки сигналов (накопления, автосопровождения и т. д.), в том числе сравнительно новых устройств сжатия радиоимпульсов.

Дальнейшему наращиванию теории предшествует рассмотрение комплекса практических вопросов, связанных с зондированием пространства некогерентными радиоимпульсами малой длительности. Сюда относятся: разрешение и однозначность измерения дальности, различные методы обзора пространства, расчет дальности действия и зон видимости, методы измерения угловых координат,

использование активного ответа и разнесенной радиолокации. Освоение перечисленных вопросов дает необходимый материал для понимания особенностей работы довольно широкого класса радиолокационных устройств, в том числе многочастотных, с широкополосными сигналами (но без разрешения по доплеровской частоте), моноимпульсных и т. д.

Последующему обобщению класса используемых сигналов предшествует изложение теории двумерных автокорреляционных функций когерентных сигналов и соответствующих им тел и диаграмм неопределенности. Условия применимости последних подробно рассматриваются. Анализируется их структура для различных сигналов, оценивается влияние на точность измерений, разрешающую способность, а также степень сложности систем обработки. Полученные результаты используются при рассмотрении методов радиолокации, связанных с зондированием пространства протяженными когерентными сигналами: монохроматическими, многочастотными, частотно-модулированными, фазо-манипулированными.

К ранее рассмотренным вопросам обзора пространства, расчета дальности действия и зон видимости, измерения угловых координат даются при этом лишь минимально необходимые дополнения. Подробно рассматривается влияние деформации огибающей при движении цели, которое обычно не учитывается в теории двумерных автокорреляционных функций, но определяет точность многократных измерений с использованием некогерентной обработки. Выявляются принципиально допустимые пределы когерентного накопления с учетом флуктуаций цели. Учитывается возможное влияние условий распространения на когерентную обработку и диаграммы неопределенности. В этой связи даются различные обобщения диаграмм неопределенности. Как одно из важных приложений когерентных сигналов большой длительности рассматривается их использование в радиолокаторах обзора земной поверхности. При этом наряду с другими возможными методами описываются методы оптической обработки принимаемых сигналов.

Изложение вопросов активной радиолокации заканчивается кратким анализом возможных видов естественных, взаимных и искусственных помех, а также принципов защиты от них. Основное место уделяется маскирующим помехам, активным и пассивным. Значительная часть излагаемого материала связана с селекцией движущихся целей. Наряду с маскирующими помехами рассматриваются имитирующие.

В конце книги изложены вопросы пассивной радиолокации искусственных и естественных излучений, в том числе потенциальные возможности триангуляционной и корреляционной локации.

Книга содержит приложения и подробную библиографию, позволяющие читателю получить дополнительную информацию по рассматриваемым вопросам.

Работа по написанию книги была выполнена авторским коллективом и распределялась следующим образом. Около половины ее была написана Я. Д. Ширманом и В. Н. Голиковым (§ 2.1—2.8, 3.1—3.21, 4.1—4.10, 5.15, 6.1—6.7, 6.13—6.18, 6.20—6.21 и приложения 3—6, 9—10); Я. Д. Ширманом и В. И. Поляковым написаны § 7.1—7.21; Я. Д. Ширманом и Г. А. Костиным написаны § 1.1—1.2, 1.4—1.5, 2.9—2.10; Г. А. Костиным написаны, кроме того, § 2.11—2.16, 6.8—6.9; И. Н. Бусыгиным написаны § 5.12—5.14, 5.16; В. Н. Манжосом написаны § 5.1—5.7, 5.10—5.11, приложение 7 и совместно с Н. Н. Минервиным § 5.8—5.9; Н. Н. Минервиным написаны § 1.3, 5.21, 6.19 и приложение 8; Б. В. Найденовым написаны § 5.17—5.20, 5.23, 6.10—6.12; А. С. Челпановым написаны § 5.22, 8.1—8.5, приложения 1—2, 11, 12. При написании § 5.12—5.20 с согласия автора частично использовано пособие, изданное в 1963 г. С. И. Красногоровым. Общее редактирование проводилось Я. Д. Ширманом, принимавшим участие в разработке всего материала; его лекции были положены в основу большей части книги. Существенную помощь в редактировании и подготовке рукописи к печати оказывали В. Н. Голиков и И. Н. Бусыгин.

Авторы выражают свою признательность гг. А. Ф. Богомолову и Л. А. Щернаковой (кафедра радиоприборов МЭИ), коллективу кафедры ЛИАП, руководимому Н. А. Сусловым, гг. С. Е. Фальковичу, А. И. Палию, А. А. Казакову, А. П. Кривелеву, М. А. Лисенкову, Л. Н. Рудневу, М. З. Чашнику за сделанные замечания, способствовавшие улучшению книги.

ГЛАВА I

ВВЕДЕНИЕ

§ 1.1. Общие сведения о радиолокации

Радиолокация — отрасль радиоэлектроники, обеспечивающая получение сведений об объектах за счет приема и анализа радиоволн.

Объекты радиолокации, т. е. физические тела, сведения о которых представляют практический интерес, называются *радиолокационными целями*.

В зависимости от области применения радиолокации цели могут быть: аэродинамическими (самолеты, крылатые ракеты), баллистическими и космическими (босголовки, спутники), наземными и надводными (танки, корабли); возможны цели природного происхождения (облака, планеты, ориентиры на местности).

Совокупность сведений о целях, получаемых средствами радиолокации, называют *радиолокационной информацией*.

Технические средства получения радиолокационной информации называют *радиолокационными станциями* (РЛС) или *радиолокаторами*. Радиолокаторы представляют собой сложные комплексы, которые помимо радиотехнических устройств могут содержать системы автоматики и вычислительные устройства.

Процесс получения радиолокационной информации, во многих случаях единый, удобно разделить на следующие этапы:

- обнаружение целей;
- измерение координат и параметров движения;
- разрешение;
- распознавание целей.

Обнаружение состоит в принятии решения о наличии или отсутствии цели в каждом выделенном участке пространства с минимально допустимыми вероятностями ошибочных решений.

Измерение сводится к выработке оценок координат и параметров движения цели с минимально допустимыми погрешностями. При использовании сферической системы координат обычно измеряют дальность до цели r , а также ее азимут β и угол места γ (рис. 1.1). В качестве параметров движения цели могут вводиться производные координат, либо другие параметры траектории цели.

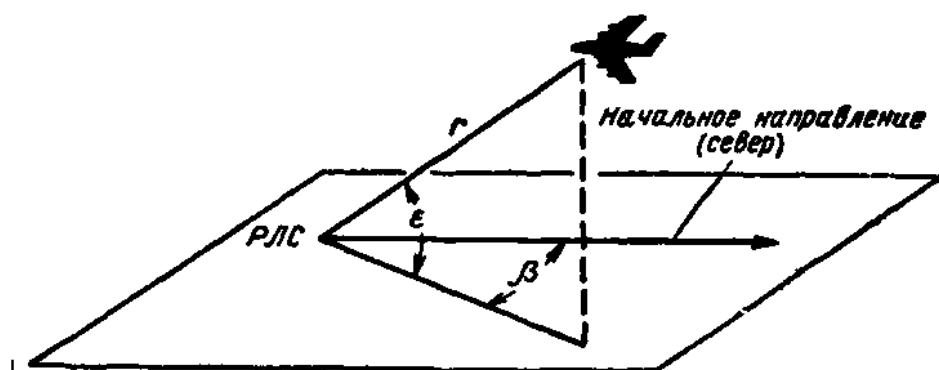


Рис. 1.1. Сферические координаты цели

Разрешение состоит в выполнении задач обнаружения и измерения параметров произвольной цели при наличии других, кроме выбранной для наблюдения. Говорят о разрешении целей по дальности, угловым координатам, скорости и т. д. Разрешающую способность по координатам характеризуют элементарным объемом. Размеры последнего по дальности — Δr , в азимутальной плоскости — Δl_β и в угломестной — Δl_ϵ (рис. 1.2) устанавливаются так, что наличие цели в соседнем объеме практически не ухудшает показателей качества обнаружения и измерения координат цели, которая расположена в центре выделенного объема. Выделенный таким образом элементарный объем называют *разрешаемым объемом* (при импульсном облучении цели — *импульсным объемом*).

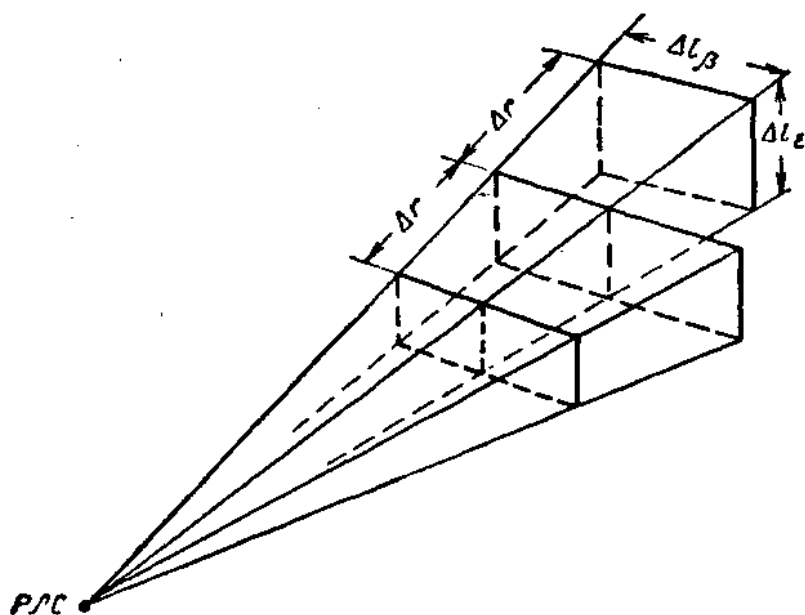


Рис. 1.2. Пояснение разрешаемого объема и разрешающей способности по координатам

Распознавание заключается в установлении принадлежности разрешаемой цели к определенному классу. В одних случаях необходимо установить принадлежность «свой — чужой» с помощью запросно-ответных устройств радиолокационного опознавания, в других — распознать боеголовку баллистической ракеты на фоне ее корпуса, ложных целей, метеорных следов и т. п. или определить характер искусственного спутника Земли с помощью специальной аппаратуры селекции.

Скоротечность и сложность радиолокационной обстановки требуют, как правило, высокого *темпа выдачи данных*, образующих потоки с большим объемом информации. Поэтому каждая из задач: обнаружение, измерение, разрешение и распознавание, для любого конечного объема пространства должна решаться за *ограниченное время*.

К средствам выработки радиолокационной информации предъявляется требование высокой *помехозащищенности* по отношению к естественным и искусственным помехам. Создание искусственных помех — один из важных способов *противодействия со стороны противника системам радиолокации*. Эти помехи создаются, например, в виде *мешающих излучений* (активные помехи) или *мешающих отражений* (пассивные помехи), которые *маскируют* полезные сигналы или *имитируют* цели.

Помехозащищенность — это способность радиолокатора поддерживать на заданном уровне показатели качества обнаружения, измерения (или распознавания) при наличии помех, а также способность использовать сами помехи как источник информации.

Термин «радиолокация» образован из двух латинских слов: «*locus*» — место и «*radio*» — излучение. Первое слово кратко характеризует одну из основных задач радиолокации, второе — указывает способ ее решения, основанный на использовании радиоволн.

Термин «радиоволны» по своему лексическому смыслу означает волны излучения произвольного вида и может быть распространен, например, на ультразвуковые волны, используемые в гидролокации для обнаружения подводных объектов. Тем не менее, исторически радиоволнами называют только колебания электромагнитного происхождения в условно ограниченном диапазоне длин волн в свободном пространстве. Принято называть *радиоволнами* такие электромагнитные колебания, частота которых ниже 3000 Гц. Наиболее важную роль играют диапазоны метровых, сантиметровых и миллиметровых волн. Однако в настоящее время и более коротковолновое электромагнитное излучение (инфракрасное, световое) также начинает использоваться для решения задач локации. Поэтому наряду с вопросами собственно радиолокации целесообразно рассматривать некоторые примыкающие вопросы инфра- и светолокации, расширяя тем самым условные границы диапазона радиоволн.

§ 1.2. Принципы получения радиолокационной информации

Основные принципы получения радиолокационной информации могут быть сформулированы в виде следующих положений.

1. Информация получается за счет *возмущения среды целью*, в частности за счет *эффекта излучения целью радиоволн*.

2. Для получения необходимой информации учитываются и используются *реальные закономерности распространения радиоволн в пространстве*.

3. *Выделение слабых сигналов, приходящих от цели, и разрешение целей обеспечивается за счет различий сигналов и помех, а также сигналов от разных целей между собой*.

4. Информация о целях получается параллельно или последовательно во времени и выдается в виде *информационных потоков*.

Рассмотрим перечисленные положения более подробно.

К видам излучения относятся: *вторичное излучение, переизлучение и собственное излучение* радиоволн. В первом и втором случаях радиолокатор излучает в направлении на цель мощный зондирующий сигнал; в последнем случае облучения цели не требуется.

Радиолокация с использованием вторичного излучения и переизлучения (ретрансляции) называется *активной*, а радиолокация с использованием собственного излучения — *пассивной*.

Активную радиолокацию с переизлучением называют радиолокацией с *активным ответом* (рис. 1,3, б). При использовании вторичного излучения можно по аналогии говорить о радиолокации с *пассивным ответом* (рис. 1,3, а).

Явление вторичного излучения позволяет обнаружить цели, не являющиеся источниками собственных радиоизлучений или переизлучений. Принимаемый сигнал при этом называют *отраженным*.

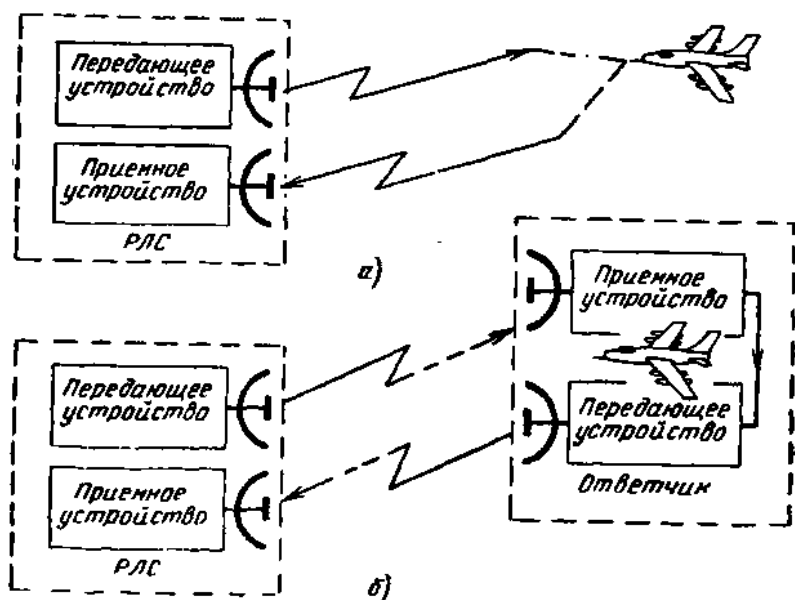


Рис. 1.3. Активная радиолокация с пассивным ответом (а) и с активным ответом (б)

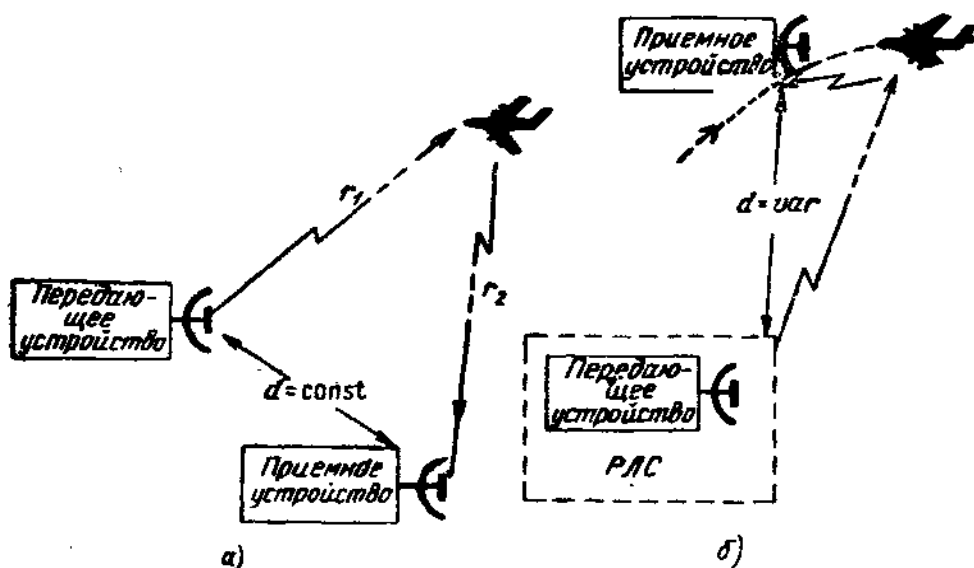


Рис. 1.4. Разнесенная система активной радиолокации:
а) $d = \text{const}$; б) $d = \text{var}$

Активный ответ находит широкое применение при радиолокации и опознавании своих объектов: самолетов, ракет, противоракет и искусственных спутников Земли. На объекте в данном случае устанавливается приемно-передатчик (ответчик), обеспечивающий достаточно большую интенсивность переизлученного сигнала.

Системы активной радиолокации могут быть *совмещенными* и *разнесенными*. В совмещенном радиолокаторе передающее и приемное устройства располагаются совместно (рис. 1.3), возможно поочередное использование одной и той же антенны для передачи и приема.

В *разнесенной* системе передающее и приемное устройства располагают на удалении d друг от друга (рис. 1.4). Для наземной разнесенной системы (рис. 1.4, а) характерно постоянство расстояния d между приемным и передающим пунктами. При расположении передающего пункта на Земле, а приемного на самонаводящейся ракете (рис. 1.4, б) расстояние d является переменным.

В случае *пассивной* радиолокации (рис. 1.5) цель электромагнитными колебаниями не облучается. Электромагнитные колебания создаются элементами цели: ее нагретыми частями (тепловое излучение в диапазоне инфракрасных или миллиметровых волн), радио-

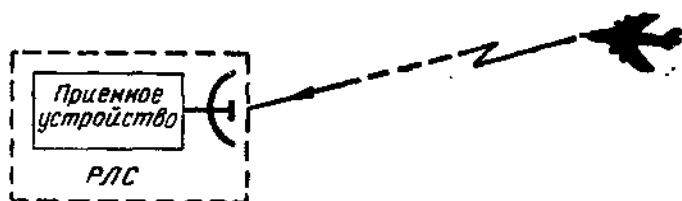


Рис. 1.5. Пассивная радиолокация

техническими устройствами связи, навигации, локации, радиопротиводействия (обычное радиоизлучение), а также колеблющимися частицами ионизированных участков атмосферы в окрестности цели (радиоизлучение при запуске ракеты или ядерном взрыве, распространяющееся в сверхдлинноволновом диапазоне на очень большие расстояния вокруг Земли). Прием может осуществляться одним или несколькими разнесенными приемными устройствами.

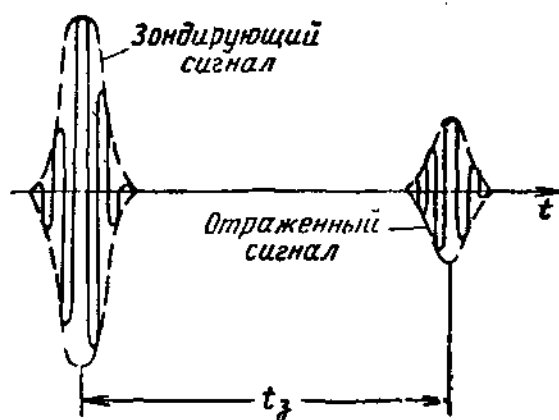


Рис. 1.6. Пояснение запаздывания отраженного сигнала

При определении координат цели в любой радиолокационной системе используются определенные закономерности распространения радиоволн. В данном параграфе ограничимся пока случаем распространения радиоволн в свободном пространстве, которое является однородным, изотропным и недиспергирующим. Иначе говоря, для всех точек этого пространства скорость распространения радиоволн одинакова, не зависит от поляризации волны и частоты колебаний ($c \approx 3 \cdot 10^8$ м/сек). При этом зондирующий и отраженный сигналы распространяются по прямолинейной траектории и без искажения своей формы. Время запаздывания $t_з$ отраженного сигнала относительно зондирующего (рис. 1.6) для разнесенной системы определяется соотношением

$$t_з = \frac{r_1 + r_2}{c}$$

(r_1 и r_2 — расстояния от цели до передающего и приемного пунктов соответственно рис. 1.4) и для совмещенной системы радиолокации (рис. 1.3, а) — соотношением

$$t_з = \frac{2r}{c}.$$

В последнем случае дальность до цели

$$r = \frac{ct_з}{2}$$

или

$$r_{[м]} = 150 t_{з[мксек]}.$$

$$r_{[км]} = 150 t_{з[мсек]}.$$

Концентрация излучаемой энергии в каком-то одном направлении и направленный прием обеспечивают существенное увеличение

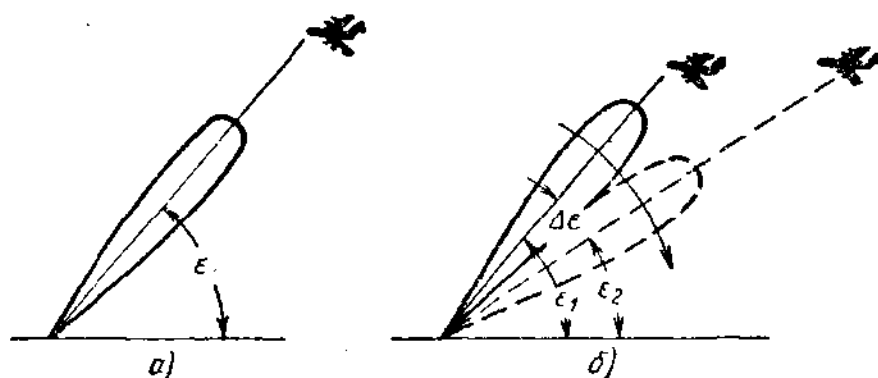


Рис. 1.7. Измерение угловой координаты (а) и разрешение целей (б) при направленном приеме

дальности радиолокации. Появляется возможность измерять угловые координаты цели — азимут и угол места, например, по максимуму отраженного сигнала (рис. 1.7, а), а также разрешать цели по угловым координатам (рис. 1.7, б). Ширина диаграммы (характеристики) направленности антенны радиолокатора определяется отношением ее геометрических размеров к длине волны. Поэтому высокие направленные свойства обеспечиваются за счет увеличения размеров антенны и использования дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн.

Даже при остронаправленном облучении цели от ее поверхности отражается незначительная часть излучаемой энергии. Еще в большей степени рассеяние энергии проявляется на пути от цели до приемной антенны в силу слабой направленности вторичного излучения. Приходящие сигналы, особенно на больших расстояниях, оказываются слабыми и нужно принять ряд мер, чтобы выделить их на фоне помех (собственных шумов приемника, шумов космического происхождения, помех от других радиоустройств и т. п.). К числу этих мер относятся: увеличение средней мощности

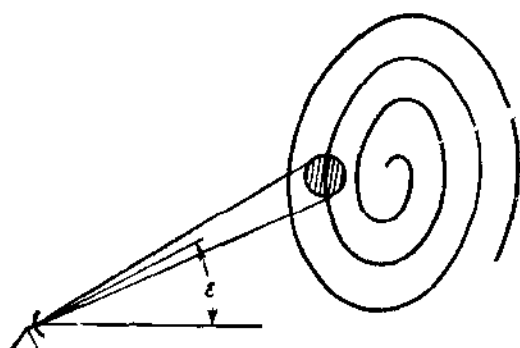


Рис. 1.8. Пояснение принципа последовательного составления потока радиолокационной информации

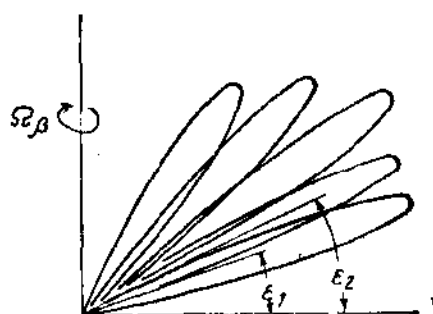


Рис. 1.9. Пояснение принципа составления параллельного потока радиолокационной информации по углу места и последовательного — по азимуту

зондирующих колебаний, габаритов антенн, применение высокочувствительных (малозумящих) элементов приемника. Наряду с этим должна предусматриваться такая обработка смеси слабых сигналов и помех, при которой обеспечивается *наилучшее использование взаимных различий сигнала и помех для решения задач радиолокации*. Взаимные различия должны наилучшим образом использоваться и при *разрешении* сигналов от нескольких целей.

Большинство современных радиолокаторов вырабатывает *поток информации* о целях в участке пространства, содержащем весьма большое число разрешаемых объемов. При этом могут использоваться принципы *последовательного, параллельного и параллельно-последовательного* составления потоков информации. Эти принципы закладываются в основу построения отдельного радиолокатора и системы радиолокаторов.

Рис. 1.8 поясняет принцип последовательного обнаружения целей радиолокатором с лучом игольчатого вида. Закон перемещения луча может быть различным, например, по спирали.

Рис. 1.9 поясняет принцип *параллельного* получения нескольких потоков информации. Создается пучок игольчатых лучей, каждому из которых соответствует свой приемник.

Если по одной из угловых координат (углу места) поток информации получается параллельно, а по другой (азимуту) — последовательно, например, за счет вращения многоканальной антенной системы, имеет место *параллельно-последовательное* составление потока информации.

Последовательные, параллельные и параллельно-последовательные потоки информации могут быть образованы также с помощью *двух и более раздельных радиолокаторов*. Например, радиолокаторы (дальномеры) с диаграммой, изображенной на рис. 1.10 сплошной линией, образуют последовательный поток информации об азимуте целей. Специальные радиолокаторы (высотомеры) с узкой диаграммой направленности в вертикальной плоскости (пунктир на

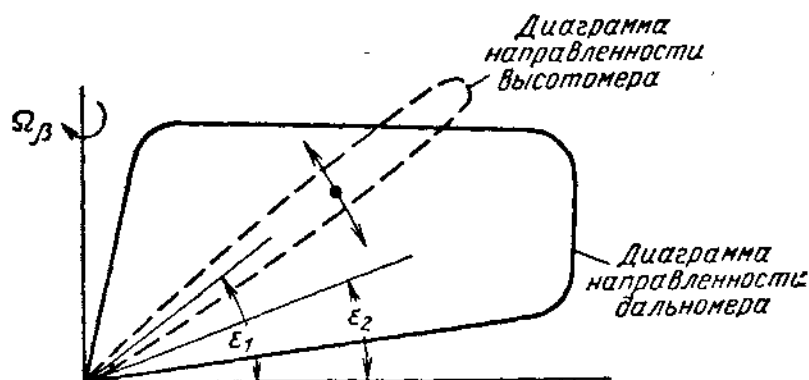


Рис. 1.10. Пояснение принципа составления последовательного потока информации по азимуту и углу места

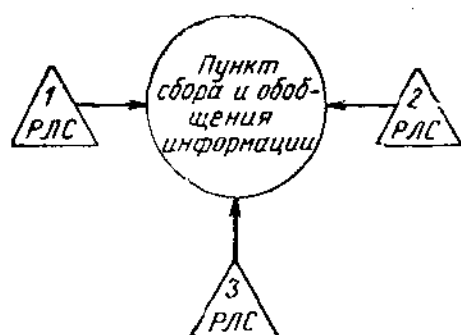


Рис. 1.11. Радиолокационный узел

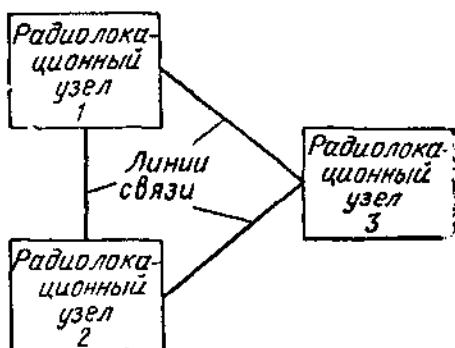


Рис. 1.12. Радиолокационная система

рис. 1.10) производят последовательный обзор по углу места и определяют высоту целей на тех азимутах, где они обнаружены дальномером. Для объединения и обработки информации нескольких радиолокаторов могут создаваться *радиолокационные узлы* (рис. 1.11). Несколько радиолокационных узлов, обменивающихся информацией, образуют *радиолокационную систему* (рис. 1.12).

В соответствии с выполняемыми функциями различают радиолокаторы *обнаружения целей*, *точного измерения координат* и *параметров движения целей*, *распознавания* и т. д. Если радиолокаторы обнаружения обычно являются многоцелевыми, то радиолокаторы точного измерения координат и параметров могут быть также одноцелевыми или рассчитанными на малое число целей. Радиолокаторы, обеспечивающие выполнение ряда функций (обнаружения, распознавания, точного измерения координат и параметров движения целей), называют *многофункциональными радиолокаторами*.

По мере развития радиолокационной техники расширяется многообразие известных типов радиолокационных устройств. Современные радиолокаторы дальнего обнаружения космических объектов могут представлять собой гигантские сооружения с размерами антенн порядка десятков и сотен метров, со значениями средней мощности излучаемых колебаний порядка сотен и даже тысяч киловатт. Наряду с этим широко используются значительно меньшие по размеру подвижные наземные радиолокаторы обнаружения аэродинамических объектов, радиолокаторы наведения и т. д. Широкое применение находят бортовые радиолокационные устройства обнаружения и наведения, обзора и картографирования земной поверхности, определения путевой скорости и измерения угла сноса. Наряду с самолетными и корабельными радиолокаторами могут использоваться миниатюрные переносные радиолокационные устройства весом порядка одного килограмма или даже сотен граммов, способные обнаружить движущуюся автомашину или передвигающегося человека, оценить угловую координату, дальность и скорость.

§ 1.3. Некоторые эффекты распространения радиоволн, существенно сказывающиеся на получении радиолокационной информации

Реальную атмосферу (тропосферу и ионосферу) не всегда можно отождествлять со свободным пространством, так как эффекты распространения радиоволн в ней могут существенно влиять на получение радиолокационной информации. Кроме того, в радиолокационных станциях используются устройства с распределенными параметрами (фидеры, линии задержки и т. п.), в которых имеют место эффекты, аналогичные эффектам распространения волн в атмосфере. Понимание последующего материала будет облегчено, если здесь будут рассмотрены некоторые эффекты распространения радиоволн.

Простейшим из эффектов распространения радиоволн является отличие фазовой скорости в реальной среде v_{ϕ} от соответствующей скорости в свободном пространстве c . Напомним, что фазовая скорость есть скорость перемещения геометрического места точек с постоянной фазой (волнового фронта) при распространении монохроматической волны. Отличие фазовых скоростей в реальной среде и свободном пространстве часто характеризуют коэффициентом преломления среды

$$n = \frac{c}{v_{\phi}}. \quad (1)$$

Если фазовая скорость зависит от частоты, то это вносит существенные дополнительные эффекты при распространении радиолокационных сигналов.

Явление зависимости фазовой скорости от частоты называется *дисперсией волн*. Среда, в которых наблюдается дисперсия волн, называются *диспергирующими*. Влияние дисперсии волн проявляется при одновременном распространении нескольких монохроматических волн различных частот, что практически всегда имеет место, так как всякий радиосигнал может быть передан только совокупностью (группой) монохроматических волн.

В недиспергирующей среде распространение сигнала не имеет никаких особенностей по сравнению с монохроматической волной. В частности, скорость распространения модуляции узкополосного сигнала, иначе *групповая скорость* $v_{гр}$, равна фазовой скорости каждой из составляющих его монохроматических волн.

В диспергирующей среде монохроматические волны группы распространяются с различными фазовыми скоростями. Это является причиной того, что фазовые соотношения между спектральными компонентами сигнала меняются. Выясним, к чему приводит эта особенность распространения сигнала в диспергирующей среде.



Рис. 1.13. Фазовая и групповая скорости

Для простоты рассмотрим случай, когда группа состоит всего из двух волн одинаковой амплитуды с близкими частотами колебаний ω_1 и ω_2 , распространяющихся с фазовыми скоростями $v_{\phi 1}$ и $v_{\phi 2}$ в направлении возрастания координаты z . Суммарное колебание

$$u(t, z) = U_0 \cos(\omega_1 t - k_1 z) + U_0 \cos(\omega_2 t - k_2 z),$$

где $k_1 = \frac{\omega_1}{v_{\phi 1}}$ и $k_2 = \frac{\omega_2}{v_{\phi 2}}$, можно представить в виде

$$\begin{aligned} u(t, z) &= U(t, z) \cos(\omega t - kz) = \\ &= 2U_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} z\right) \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} z\right). \end{aligned}$$

Из этого соотношения видно, что медленно изменяющаяся огибающая амплитуды

$$U(t, z) = 2U_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} z\right)$$

перемещается вдоль оси z со скоростью

$$v_{гp} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2},$$

а быстро изменяющиеся мгновенные значения, определяемые множителем

$$\cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} z\right),$$

— со скоростью

$$v_{\phi} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_1 + k_2}.$$

Учитывая близость частот ω_1 и ω_2 , имеем

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \approx \omega_1 \approx \omega_2,$$

$$k = \frac{k_1 + k_2}{2} \approx k_1 \approx k_2,$$

$$v_\phi = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_1 + k_2} \approx v_{\phi 1} \approx v_{\phi 2}$$

и, наконец,

$$v_{\text{гр}} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \approx \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\omega}{d\left(\frac{\omega}{v_\phi}\right)} = \frac{v_\phi}{1 - \frac{\omega}{v_\phi} \frac{dv_\phi}{d\omega}}. \quad (2)$$

Таким образом, в диспергирующей среде ($dv_\phi/d\omega \neq 0$) огибающая сигнала и фаза колебаний распространяются с различной скоростью (рис. 1.13). Различие скоростей распространения огибающей и фазы колебаний в диспергирующей среде поясним еще раз рис. 1.14, на котором показано расположение монохроматической волны 2 (пунктирная линия) относительно монохроматической волны 1 (сплошная линия) в два последовательных момента времени. Проследим за перемещением в пространстве точек, где колебания складываются в фазе. На рис. 1.14, а такой точкой является точка А. В последующие моменты времени взаимное расположение волн изменится. Через время $(\lambda_2 - \lambda_1)/(v_{\phi 2} - v_{\phi 1})$ горбы обеих волн сойдутся в точке А', удаленной от точки А на расстояние λ_1 в сторону, противоположную направлению движения волн (рис. 1.14, б). Отсюда скорость движения точек, где колебания складываются в фазе, иначе *групповая скорость* определяется соотношением

$$v_{\text{гр}} = v_{\phi 1} - \frac{\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)/(v_{\phi 2} - v_{\phi 1})}.$$

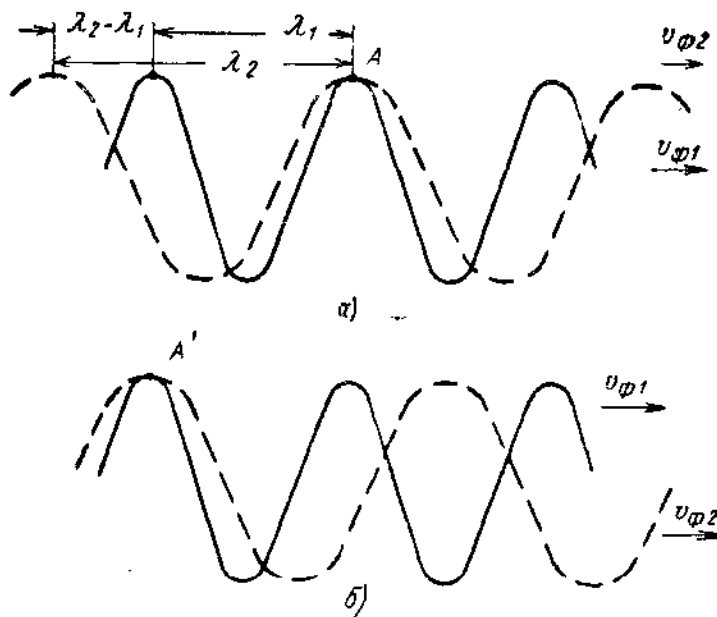


Рис. 1.14. Пояснение различия фазовой и групповой скоростей ($v_{\phi 2} > v_{\phi 1}$)

При близких частотах отсюда нетрудно получить (2)

$$v_{\text{гр}} \approx v_{\phi} - \lambda \frac{dv_{\phi}}{d\lambda} = v_{\phi} - \left(2\pi \frac{v_{\phi}}{\omega} \right) \frac{dv_{\phi}}{d \left(2\pi \frac{v_{\phi}}{\omega} \right)} = \frac{v_{\phi}}{1 - \frac{\omega}{v_{\phi}} \frac{dv_{\phi}}{d\omega}}.$$

Явление дисперсии часто удобнее характеризовать не зависимостью скорости распространения монохроматической волны от частоты $v_{\phi}(\omega)$, а фазо-частотной характеристикой $\psi(\omega)$, и вместо групповой скорости $v_{\text{гр}}$ использовать время группового запаздывания $t_{\text{гр}}$.

При линейной аппроксимации фазо-частотной характеристики

$$\psi = \psi_0 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial \omega} \right)_0 (\omega - \omega_0)$$

фаза любой гармонической составляющей сигнала определяется выражением вида

$$\omega t - \psi \approx \omega (t - t_{\text{гр}}) + \text{const.}$$

Величина $t_{\text{гр}} = (d\psi/d\omega)_0$ характеризует общее для всех гармонических составляющих спектра групповое запаздывание, приводящее к запаздыванию огибающей сигнала без искажения его формы.

При распространении в однородной среде на пути l величину $v_{\text{гр}}$ можно найти как

$$v_{\text{гр}} = \frac{l}{t_{\text{гр}}}.$$

Дисперсионные явления будут рассматриваться далее более подробно применительно к распространению колебаний как в линиях задержки, так и в атмосфере.

Другим существенным эффектом распространения радиоволн в реальной среде, рассматриваемым здесь, является искривление направления распространения, иначе рефракция волн. Это явление может возникнуть в неоднородной среде, т. е. среде с изменяющимся от точки к точке коэффициентом преломления. Рефракция возникает, если имеет место изменение коэффициента преломления в плоскости, перпендикулярной направлению распространения (поперечный градиент n не равен нулю). При этом условия различные участки волнового фронта будут перемещаться с отличающимися скоростями, в результате чего направление распространения будет искривляться. На рис. 1.15 иллюстрируется механизм поворота волно-

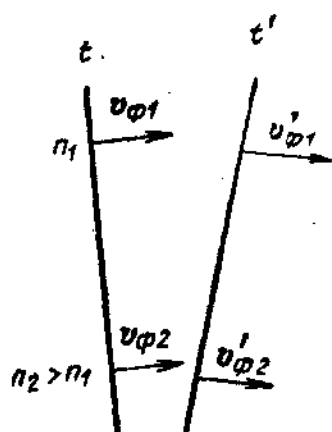


Рис. 1.15. Пояснение явления рефракции

илюстрируется механизм поворота волно-

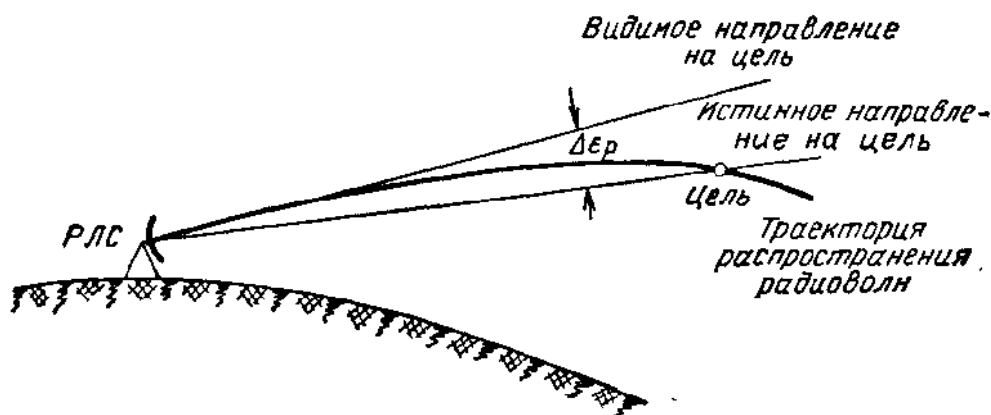


Рис. 1.16. Ошибка измерения угла места цели $\Delta \epsilon_p$ из-за рефракции в неоднородной атмосфере

вого фронта при наличии поперечного направлению распространения градиента коэффициента преломления.

Рефракция может быть источником ошибок определения угловых координат цели (рис. 1.16). Это может потребовать внесения поправок при точных измерениях направления на цель и ее дальности.

В ряде случаев неоднородность атмосферы имеет полезное применение, позволяя в диапазоне коротких волн осуществлять радиолокацию целей, находящихся за горизонтом (рис. 1.17).

Здесь искривление луча столь сильное, что уже можно говорить не только о рефракции, но и об отражении. Примечательно, что обратный путь отраженного сигнала повторяет путь зондирующего. Возможность получения отраженных сигналов с использованием однокачковых или многоскачковых отражений от ионосферы и Земли впервые экспериментально была показана советским ученым Н. И. Кабановым. Это явление получило наименование *эффекта Кабанова*.

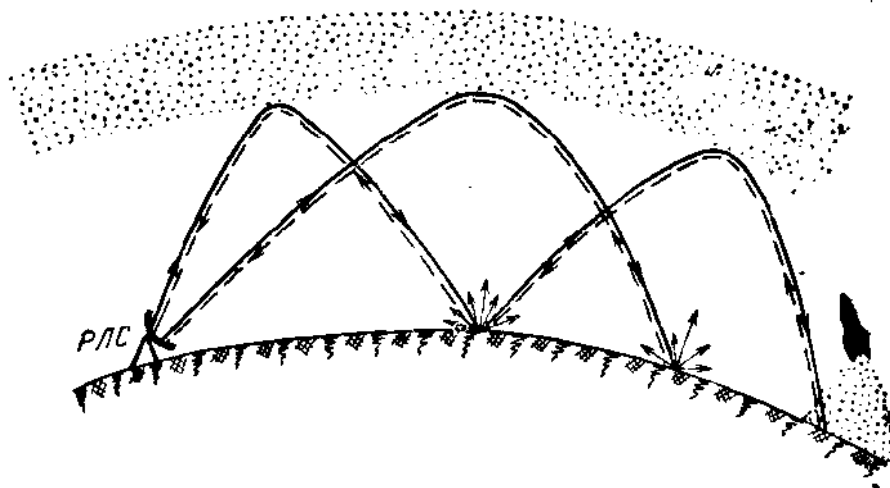


Рис. 1.17. Использование отражения радиоволн от ионосферы для радиолокации целей за горизонтом

§ 1.4. Краткие сведения из истории отечественной радиолокации

Развитие теории электромагнитных колебаний в период «предыстории» радио, изобретение радио А. С. Поповым и первые опыты по радиосвязи привели к мысли о возможности использования радиоволн для целей обнаружения и измерения направления на объекты. Определенные указания об этом содержатся в отчете А. С. Попова об опытах радиосвязи в 1897 году на Балтийском море. В ходе опытов была установлена возможность обнаружения корабля («Лейтенант Ильин») при пересечении им линии радиосвязи между двумя другими кораблями («Европа» и «Африка»); впервые предложено использование радио для ориентирования при плохой видимости и скрытного обнаружения. В отчете упоминалось об явлении вторичного излучения радиоволн препятствиями, эффект которых сказывается подобно тому, «как действует на обыкновенную волну, распространяющуюся по поверхности воды, брекватор». Разумеется, современная роль этого явления тогда не могла быть выяснена, и по уровню техники оно не могло получить своего развития, однако первые шаги А. С. Попова в области радиолокации, как и изобретение им радио, составляют славную страницу истории отечественной науки.

В последующий период начала XX века появляется ряд предложений в области местоопределения отражающих объектов (кораблей, поездов, айсбергов и т. д.). Эти разрозненные предложения, однако, не дали еще толчка развитию радиолокации из-за отсутствия достаточной потребности в ней и в связи с начальным уровнем развития радиотехники.

Возрастающая роль авиации, увеличение скоростей самолетов остро поставили в 30-х годах проблему перехода от звуколокации к радиолокационному способу наблюдения воздушного пространства. Эта проблема независимо решалась в Советском Союзе и за рубежом; ряд отечественных исследований опережал зарубежные. Так еще в 1932—1933 гг. военные инженеры М. М. Лобанов, П. К. Ощепков и др. выступают как инициаторы отечественных работ в этой области. На основе доклада П. К. Ощепкова Управление ПВО привлекает к работе Академию наук СССР, а Главное артиллерийское управление по инициативе М. М. Лобанова — Центральную радиолaborаторию. Последняя в конце 1933 г. под руководством Ю. К. Коровина выполняет первые опыты приема радиоволн, отраженных самолетом в дециметровом диапазоне при дальности обнаружения 600—700 м.

В январе 1934 г. Академия наук СССР проводит специальное совещание по проблеме радиообнаружения под председательством академика А. Ф. Иоффе. Хотя возможности решения ставившейся проблемы вызвали сомнения у отдельных специалистов, совещание приняло четкое решение о целесообразности развертывания иссле-

дований в этой области. С поддержкой идеи радиообнаружения выступил, в частности, директор Ленинградского электрофизического института академик А. А. Чернышев. Последний поручает проведение работ по договорам с ГАУ и УПВО начальнику сектора радиотехники института Б. К. Шембелю. Под его руководством создается и совместно с УПВО в июле — августе 1934 г. испытывается экспериментальный макет разнесенной системы активной радиолокации на базе 50—70 км. Передающий пункт этой системы излучал непрерывные колебания в диапазоне метровых волн. Факт пролета самолета надежно регистрировался при высоте полета 5—6 км на дальности более 3 км от приемного пункта. Заместитель наркома обороны М. Н. Тухачевский в специальном письме к секретарю ЦК ВКП(б) С. М. Кирову высоко оценил результаты поставленной по инициативе П. К. Ощепкова работы и обратился с просьбой о помощи в ее скорейшей реализации. В октябре 1934 г. Наркоматом обороны был заключен первый в отечественной и мировой практике договор с промышленностью на изготовление пяти опытных образцов радиолокаторов.

Наряду с проблемой радиообнаружения, по заказам ГАУ начинается решаться проблема радиолокационного наведения орудий зенитной артиллерии. Впервые для задач радиолокации осваивается диапазон дециметровых волн. Первая совмещенная дециметровая радиолокационная установка с непрерывным излучением испытывается Б. К. Шембелем в 1935 г. На этой установке с использованием частотной модуляции в 1936 г. он производит успешные эксперименты по обнаружению таких отражающих объектов, как отроги гор на дальности порядка 150—160 км. В 1937 г. создаются экспериментальные устройства для измерения дальности методом частотной модуляции и угловых координат методом равносигнальной зоны (в частности с вращающимся диполем). Дальнейшие работы в области радиолокационного наведения ведутся в Ленинграде под руководством М. А. Бонч-Бруевича и в Харькове под руководством А. А. Слуцкого.

Начиная с 1935 г. в руководимом А. Ф. Иоффе Физико-техническом институте АН СССР по заказу УПВО советскими учеными Д. А. Рожанским и Ю. Б. Кобзаревым ставятся научные исследования в особенно перспективной области импульсного радиообнаружения. Разрабатываются новые методы импульсной радиолокации, создается и испытывается экспериментальная аппаратура. Так, к концу 1936 г. под руководством Д. А. Рожанского была создана первая приемно-индикаторная установка с электроннолучевым индикатором. Весной 1937 г. лаборатория, руководимая Ю. Б. Кобзаревым, развертывает на полигоне опытного сектора УПВО действующую радиолокационную установку и впервые получает экспериментальные данные, необходимые для проектирования импульсных радиолокаторов. Аналогичные опыты повторяются осенью 1938 г. при увеличенной до 100 *квт* импульсной мощности пе-

редатчика. Все это позволило задать промышленности опытно-конструкторскую работу на импульсный обзорный радиолокатор дальнего обнаружения.

В 1939 г. на вооружение войск ПВО были приняты разработанные под руководством Д. С. Стогова разнесенные радиолокаторы непрерывного излучения «Ревень», получившие после этого наименование «РУС-1». К началу Великой Отечественной войны было изготовлено и развернуто 45 комплектов этих радиолокаторов. Вслед за ними промышленность поставляет значительно более совершенные совмещенные импульсные радиолокаторы. Уже в 1940 г. в войска ПВО поступило 12 таких радиолокаторов типа РУС-2. Если первые импульсные радиолокаторы РУС-2 имели отдельные приемную и передающую антенны, то в 1941 г. был принят на вооружение одноантенный вариант подвижной импульсной радиолокационной станции РУС-2. К началу Великой Отечественной войны в войска поступило 15 комплектов этих станций, а выпуск их продолжался до конца войны. Перевозимый в ящиках вариант этой станции получил наименование «Пегматит» (РУС-2с). Руководитель исследований по созданию импульсных радиолокаторов виднейший советский ученый Ю. Б. Кобзарев был в 1941 г. совместно со своими сотрудниками удостоен Государственной премии.

Несмотря на большой урон, нанесенный фашистскими захватчиками, работы по созданию и совершенствованию отечественных радиолокаторов продолжались в течение всей Великой Отечественной войны.

Большое внимание развитию радиоэлектроники было уделено партией и правительством в послевоенный период. Происходит качественный скачок в развитии радиолокации и радиоуправления. Осваиваются новые диапазоны волн, растут мощности передающих устройств, развиваются новые методы радиолокации, широкое развитие получает обработка радиолокационной информации методами цифровой электронно-вычислительной техники. Об успехах отечественной радиоэлектроники свидетельствуют замечательные запуски первых в мире советских искусственных спутников Земли и Луны, первый в мире и последующие полеты советских людей в космос, решение основной задачи противоракетной обороны.

Радиолокация — быстро развивающаяся отрасль радиоэлектроники, ее развитие нельзя считать завершенным. Возникла и развивается, например, статистическая теория радиолокации. Ее основы были заложены фундаментальным исследованием потенциальной помехоустойчивости радиоприема, завершенным советским ученым В. А. Котельниковым в 1946 году. В связи с усложнением задач радиолокации намечается переход к использованию более сложных зондирующих сигналов, антенн, систем обработки информации и автоматического управления.

§ 1.5. Предмет и задачи курса

Предметом курса является теория получения информации о наличии, координатах, параметрах движения и принадлежности целей путем использования вторичного излучения, переизлучения или собственного излучения радиоволн. *Основными задачами* курса являются установление принципов построения и выяснение потенциальных возможностей радиолокационных устройств на основе современных методов статистической теории обнаружения радиолокационных сигналов и измерения их параметров.

В начале курса рассматриваются вопросы электродинамики и статистики вторичного излучения радиоволн (гл. 2). Далее рассматриваются основы статистической теории обнаружения радиолокационных сигналов на фоне флюктуационных помех (гл. 3). При этом выявляется тесная связь практических методов синтеза устройств оптимального обнаружения с математическими решениями соответствующих статистических задач. Наряду с вопросами обнаружения существенное внимание уделяется теории и принципам оптимального измерения параметров радиолокационных сигналов (гл. 4).

Вопросы теории обнаружения и измерения являются базой изучения методов радиолокации при различных видах зондирующих излучений.

В первую очередь рассматриваются основы радиолокации при зондировании пространства радиоимпульсами малой длительности (гл. 5). Сюда входят: общие особенности радиолокации при импульсном зондировании, методы обзора пространства и измерения угловых координат, расчет дальности обнаружения и зон видимости, использование активного ответа в целях увеличения дальности обнаружения и решения задачи опознавания.

Далее излагаются особенности радиолокации при зондировании пространства когерентными сигналами большой длительности (гл. 6). Увеличение длительности когерентных посылок является в настоящее время важным средством повышения дальности обнаружения малоразмерных целей. Базируясь на результатах статистической теории обнаружения и измерения, обработку принимаемых колебаний в этом случае следует проводить с учетом различия в скоростях (и дальностях) целей. В этой связи подробно рассматриваются новые широкополосные сигналы, импульсные и непрерывные, а также методы их оптимальной обработки. Учитывается влияние условий распространения радиоволн.

В гл. 7 изложены основные виды помех активной радиолокации и принципы защиты от помех. В гл. 8 кратко даны основы пассивной радиолокации.

Изложение материала предполагает знание предшествующих курсов, в первую очередь курса теории вероятностей.

ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОВОЛН**А. ЯВЛЕНИЕ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
И ЭФФЕКТИВНАЯ ОТРАЖАЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ЦЕЛИ****§ 2.1. Явление вторичного излучения**

Явление вторичного излучения, лежащее в основе активной радиолокации, свойственно волнам любой природы. Оно возникает всякий раз, когда волна встречает препятствие на пути своего распространения. Падающую на препятствие волну называют первичной, отраженную или рассеянную — вторичной, а препятствие — пассивным вторичным излучателем. *Препятствием для радиоволн служит любая неоднородность электрических параметров среды: диэлектрической и магнитной проницаемости, или проводимости.* Под действием электрического поля волны на облучаемой поверхности, например проводящей, возникают колебания электрических зарядов. Наведенные при этом токи проводимости являются источником излучения вторичных электромагнитных волн. В диэлектрике таким же источником являются токи смещения.

При изучении явления вторичного излучения интересуются двумя группами вопросов: электродинамической и статистической. В первом случае изучаются закономерности вторичного излучения конкретных излучателей в зависимости от соотношения их размеров и длины волны, поляризации облучающего поля, ориентации относительно радиолокатора, геометрической формы и материала облучаемой поверхности. Во втором случае исследуются статистические характеристики поля вторичного излучения при случайной ориентации одного или совокупности вторичных излучателей с учетом особенностей их движения. Эти характеристики существенно влияют на статистическую оценку предельной дальности действия радиолокатора, точности измерения координат и параметров движения цели.

С точки зрения электродинамики (как и динамики волн произвольной природы) важное значение имеет соотношение размеров цели и длины волны. Соответствующую закономерность легко наблюдать на водной поверхности, возбуждая распространяющиеся по ней ко-

лебания определенной длины волны. Если на пути распространения установлен прут, тонкий по сравнению с длиной волны, то он, в свою очередь, возбуждается участками водной поверхности, колеблющимися в фазе. Рассеяние энергии первичной волны невелико и происходит во все стороны равномерно. Если же на пути распространения установлена пластина, широкая по сравнению с длиной волны, то в результате интерференции волн от элементов отражающей поверхности происходит более интенсивное и неравномерное рассеяние энергии. В том направлении, где волны складываются в фазе, вторичное излучение максимально. Наоборот, оно отсутствует в тех направлениях, где элементарные водяные волны гасят друг друга. Аналогично, при вторичном излучении радиоволн в зависимости от соотношения размеров цели и длины волны создаются различные распределения фаз (и амплитуд) токов на облучаемой поверхности и проявляется различный характер интерференции создаваемых этими токами волн в различных точках пространства.

Интенсивность результирующего поля в точке приема, создаваемого в какой-либо момент времени, определяется только теми элементарными отражателями, которые расположены внутри одного разрешаемого объема пространства. Только эти излучатели создают интерферирующие между собой отраженные сигналы. Сигналы, принятые из соседних разрешаемых объемов, во времени не совпадают. В этой связи различают *сосредоточенные* вторичные излучатели, элементы которых не разрешаются радиолокационной станцией, и *распределенные*, занимающие в пространстве несколько разрешаемых объемов. Из класса сосредоточенных излучателей выделяют *одиночные* и *групповые*. Групповой вторичный излучатель состоит из ряда *независимых* одиночных. Так, группа самолетов в пределах разрешаемого объема — групповой излучатель, в то время как каждый самолет — одиночный либо групповой, если его составные части (фюзеляж, крылья и т. п.) рассматриваются как одиночные излучатели.

При изучении сосредоточенных и распределенных вторичных излучателей наибольший практический интерес представляет характеристика интенсивности создаваемого ими поля вторичного излучения в дальней зоне, *независимая* от мощности облучения. Эта характеристика дается с помощью понятия *эффективной поверхности вторичного излучателя*.

§ 2.2. Эффективная поверхность произвольного сосредоточенного вторичного излучателя

Пусть в свободном пространстве расположены передатчик, облучаемая цель и приемник радиолокатора (рис. 2.1, а). Расстояние от цели до приемника равно r . Плотности потоков мощности первичной волны у цели $S_{\text{ц}}$ и вторичной волны в точке приема $S_{\text{пр}}$

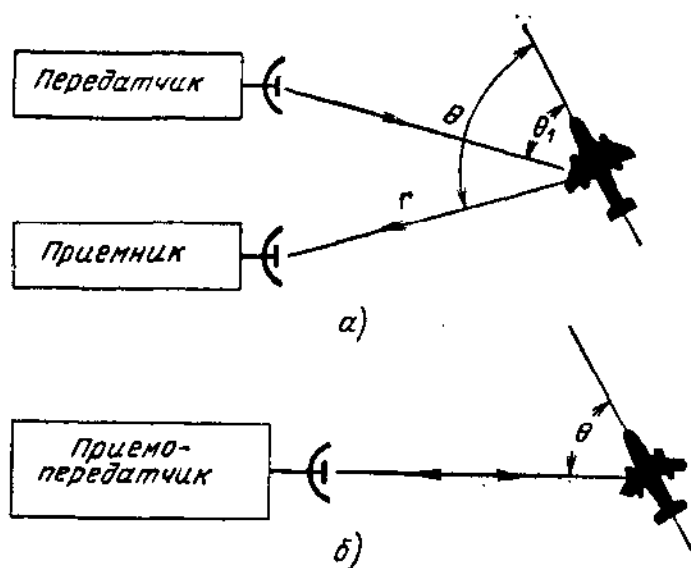


Рис. 2.1. К определению диаграммы направленности вторичного излучения (а) и диаграммы обратного вторичного излучения (б)

для заданной поляризации приемной антенны считаются известными. Заменяем цель воображаемым ненаправленным вторичным излучателем, который создает на всей сфере радиуса r плотность потока мощности, равную $S_{\text{пр}}$, и, следовательно, рассеивает мощность $P = 4\pi r^2 S_{\text{пр}}$. Отношение этой мощности к плотности потока мощности первичной волны, имеющее размерность площади,

$$\sigma = \frac{P}{S_{\text{ц}}} = 4\pi r^2 \frac{S_{\text{пр}}}{S_{\text{ц}}} \quad (1)$$

называют эффективной поверхностью вторичного излучателя. Величину σ называют также *эффективной поверхностью вторичного излучения*, *эффективной отражающей поверхностью*, *эффективной поверхностью рассеяния* (ЭПР). Для совмещенных РЛС (рис. 2.1, б) используют термин *эффективная поверхность обратного вторичного излучения*. Когда ясно, что речь идет о вторичном излучении, в дальнейшем будем использовать более краткий термин *эффективная поверхность*.

Выражая $S_{\text{пр}}$ и $S_{\text{ц}}$ через квадраты амплитуд соответствующих полей, выражение (1) можно представить также в следующем виде:

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{E_{\text{пр}}^2}{E_{\text{ц}}^2} = 4\pi r^2 \frac{H_{\text{пр}}^2}{H_{\text{ц}}^2}. \quad (2)$$

Величина эффективной поверхности σ в общем случае зависит от ориентации цели относительно передатчика и приемника РЛС (рис. 2.1, а). Пусть цель поворачивается в плоскости, проходящей через пункты приема и передачи. Тогда для разнесенной РЛС

$\sigma = \sigma(\theta_1, \theta)$, где θ_1 и θ — углы поворота цели относительно направлений на передатчик и приемник. Для совмещенной РЛС (рис. 2.1, б) имеем $\theta_1 = \theta$ и $\sigma = \sigma(\theta)$. Зависимость σ от направления приема θ для разнесенной РЛС определяет *диаграмму направленности вторичного излучения* по мощности $\Phi(\theta) = \sigma(\theta_1, \theta)$ при $\theta_1 = \text{const}$. Чтобы экспериментально снять эту зависимость, достаточно обнести приемник вокруг цели, сохраняя неизменным положение передатчика и цели. Если же обносить вокруг цели приемо-передатчик, либо поворачивать цель относительно направления на приемо-передатчик, будет снята *диаграмма обратного вторичного излучения* $\sigma(\theta)$.

В общем случае изменения ориентации цели в пространстве, а не только в плоскости, эффективная поверхность вторичного излучения для совмещенной РЛС есть функция двух углов $\sigma = \sigma(\epsilon, \beta)$; для разнесенной РЛС $\sigma = \sigma(\epsilon_1, \epsilon, \beta_1, \beta)$ — функция четырех углов.

Величина эффективной поверхности зависит от электрических свойств цели, соотношения ее геометрических размеров и длины волны, поляризационных характеристик антенн (приемной и передающей). Если об этом не будет оговорено особо, среду будем считать изотропной, т. е. не меняющей характера поляризации, поляризацию антенн — одинаковой в режимах передачи и приема, а радиолокатор — совмещенным.

§ 2.3. Особенности вторичного излучения группового излучателя

Реальная цель или группа целей по закономерностям вторичного излучения чаще всего сводится к групповому излучателю. Даже не вникая в детали вторичного излучения элементов группы, ряд выводов можно сделать на основании модели группового вторичного излучателя, состоящего из нескольких одиночных ненаправленных излучателей.

Рассмотрим групповой вторичный излучатель, состоящий из двух одиночных (рис. 2.2, а). Обозначим расстояние между ними l , расстояния до РЛС $r_{1,2}$, а соответствующие запаздывания во времени $t_{1,2} = \frac{2r_{1,2}}{c}$. Считаем, что одиночные излучатели не влияют друг на друга. Поскольку излучатели не разрешаются, колебания от одного накладываются на колебания другого. При этом поле обратного вторичного излучения в точке приема равно

$$e_{\text{пр}}(t) = E_1 \cos \omega(t - t_1) + E_2 \cos \omega(t - t_2) = E_{\text{пр}} \cos(\omega t - \psi),$$

где амплитуда $E_{\text{пр}}$ и фаза ψ определяются по правилу сложения колебаний, сдвинутых по фазе на угол $\varphi = \omega(t_2 - t_1) = \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta r =$

$$= \frac{4\pi l}{\lambda} \sin \theta,$$

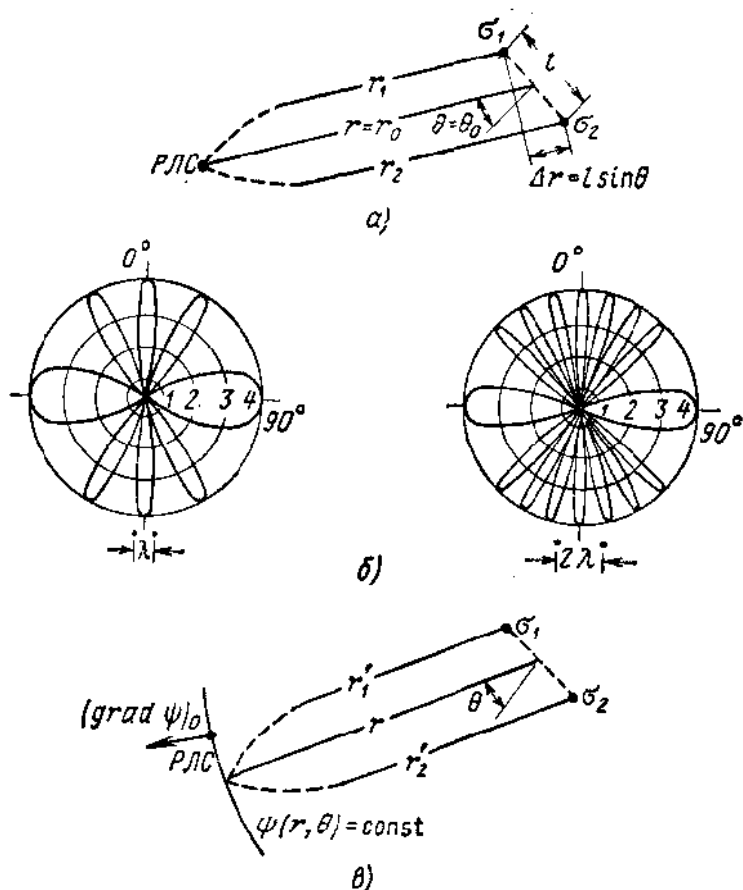


Рис. 2.2. Пояснение соотношений для группового вторичного излучателя:

a — к выводу значения $\sigma(\theta)$; *б* — полярные диаграммы $\sigma(\theta)/\sigma_0$; *в* — к анализу блуждания радиолокационного центра

$$E_{\text{пр}}^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \varphi, \quad (1)$$

$$\psi = \omega \frac{t_1 + t_2}{2} + \arctg \left(\frac{E_2 - E_1}{E_2 + E_1} \tg \frac{\varphi}{2} \right). \quad (2)$$

В соответствии с введенным в § 2.2 определением эффективной поверхности имеем

$$\sigma = 4\pi r^2 (E_{\text{пр}}^2 / E_{\text{к}}^2) = \sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos \varphi, \quad (3)$$

т. е. величина σ излучателя зависит от сдвига фаз φ вторичных волн, возбуждаемых его элементами в точке приема. Для $\varphi = 0$ волны складываются в фазе (когерентное синфазное сложение), и при ненаправленном вторичном излучении одиночных излучателей σ принимает максимальное значение $\sigma_{\text{макс}} = (\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2})^2$. Для $\varphi = \pi$ получаем $\sigma_{\text{мин}} = (\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2})^2$. При равновероятных значениях

угла сдвига фаз φ (некогерентное сложение) среднее значение $\bar{\sigma} = \sigma_1 + \sigma_2$. Такой же результат получается и при равновероятных θ , но только при $l/\lambda \gg 1$, когда справедливо приближенное равенство нулю

$$\overline{\cos \varphi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \left(\frac{4\pi l}{\lambda} \sin \theta \right) d\theta = J_0 \left(\frac{4\pi l}{\lambda} \right) \approx 0.$$

Последнее связано с тем, что при больших отношениях l/λ даже небольшое изменение θ на $\Delta\theta$ может привести к изменению φ на 2π .

На рис. 2.2, б приведены диаграммы обратного вторичного излучения системы двух ненаправленных одиночных вторичных излучателей при $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_0$ и относительном расстоянии между ними $l/\lambda = \text{const}$. Разность фаз $\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} \sin \theta$ в этом случае является функцией угла θ и уравнение (3) принимает вид:

$$\sigma = \sigma(\theta) = 2\sigma_0 \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi l}{\lambda} \sin \theta \right) \right]. \quad (4)$$

Нули диаграммы $\sigma(\theta)$ соответствуют направлениям, где вторичные волны гасят друг друга, а максимумы — где волны складываются в фазе. Групповая цель имеет, таким образом, многолепестковую диаграмму $\sigma(\theta)$. Чем больше величина отношения l/λ , тем сильнее проявляется интерференционный характер зависимости $\sigma(\theta)$.

В случае, если групповой излучатель состоит из n одиночных, то

$$\sigma = \sum_{i=1}^n \sigma_i + 2 \sum_{i>j}^n \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \cos \varphi_{ij}. \quad (5)$$

При этом его диаграмма $\sigma(\theta)$ имеет весьма сложную лепестковую структуру, зависящую от взаимного расположения отражающих элементов и относительных расстояний между ними l_{ij}/λ . Поэтому групповые цели в зависимости от их углового положения относительно линии визирования могут давать значительные колебания мощности отраженных сигналов. Эти колебания происходят вокруг среднего уровня, пропорционального среднему значению эффективной поверхности при некогерентном сложении:

$$\bar{\sigma} = \sum_{i=1}^n \sigma_i. \quad (6)$$

Одновременно с колебаниями мощности отраженного сигнала наблюдаются случайные изменения времени его запаздывания и угла прихода.

О времени запаздывания сигнала, отраженного групповым излучателем, вообще можно говорить, если форма отраженного сигнала существенно не отличается от формы зондирующего, т. е. если расстояние между излучателями заметно меньше, чем размер разрешае-

мого объема по дальности, и не происходит раздвоения отраженного сигнала. В этом случае, как и в § 1.3, допустима *линейная аппроксимация* фазо-частотной характеристики (2) трассы «передатчик—цель—приемник»:

$$\psi = \psi_0 + (\partial\psi/\partial\omega)_0 (\omega - \omega_0). \quad (7)$$

Фаза любой гармонической составляющей отраженного сигнала определяется тогда выражением вида $\omega t - \psi \approx \omega(t - t_{\text{гр}}) + \text{const}$. Величина $t_{\text{гр}} = (\partial\psi/\partial\omega)_0$ характеризует общее для всех гармонических составляющих спектра групповое запаздывание, приводящее к запаздыванию огибающей сигнала без искажения ее формы. Величина

$$\frac{c}{2} t_{\text{гр}} = \frac{c}{2} \left(\frac{\partial\psi}{\partial\omega} \right)_0 \quad (8)$$

определяет *измеряемую дальность* до группового вторичного излучателя в свободном пространстве, в общем случае отличающуюся от дальности до каждого элемента группы.

Измеряемую угловую координату группового излучателя можно установить, проводя через «точку стояния» $r = r_0$, $\theta = \theta_0$ совмещенного радиолокатора поверхность фронта приходящей от излучателя волны (рис. 2.2, в)

$$\psi(r, \theta) = \psi(r_0, \theta_0) = \text{const},$$

которая, вообще говоря, отличается от сферической. Здесь r , θ — полярные координаты произвольной точки фронта волны; r_0 , θ_0 — координаты точки стояния РЛС; начало координат на рис. 2.2, а выбрано в точке на середине прямой между двумя излучателями.

Если функцию $\psi(r, \theta, \omega_0)$ разложить в ряд Тейлора в окрестности точки r_0 , θ_0 и ограничиться линейными членами, можно получить линейную аппроксимацию фронта волны

$$\psi = \psi_0 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial r} \right)_0 (r - r_0) + \left(\frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right)_0 (\theta - \theta_0)$$

или

$$\psi = \psi_0 + (\text{grad } \psi)_0 (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (9)$$

Здесь индекс 0 соответствует точке $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(r_0, \theta_0)$, в которой берутся производные.

Величина ψ наиболее быстро меняется в направлении градиента $(\text{grad } \psi)_0$. Наоборот, по нормали к градиенту через точку r_0 , θ_0 проходит практически плоский участок поверхности равных фаз. Если приемная антенна радиолокатора целиком укладывается в пределах этого участка, можно говорить о едином измеряемом направлении на цель, которое определяется вектором $(\text{grad } \psi)_0$. С увеличением размеров антенны справедливость линейной аппроксимации нарушится. Но это значит, что элементы группы разрешаются по угловой координате и групповой излучатель нельзя считать сосредоточенным.

Таким образом, если размер группового излучателя мал по сравнению с размерами разрешаемого объема, можно считать:

1) фронт волны плоским в пределах раскрыва антенны, а направление на групповой излучатель соответствующим единичному вектору — $\frac{(\text{grad } \psi)_0}{|(\text{grad } \psi)_0|}$ (рис. 2.2, в);

2) огибающую отраженного сигнала неискаженной, а расстояние до цели равным $\frac{2}{c} t_{\text{гр}}$.

Иначе говоря, можно считать, что вторичное излучение группового излучателя происходит из некоторого его *эффективного центра*, характеризуемого радиус-вектором:

$$\mathbf{a} = \mathbf{r}_0 - \frac{c}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \omega} \right)_0 \frac{(\text{grad } \psi)_0}{|(\text{grad } \psi)_0|}, \quad (10)$$

где $\mathbf{r}_0$ — радиус-вектор точки стояния радиолокатора.

Эффективный центр может располагаться не только в пределах габаритных размеров групповой цели, но и выходить за эти пределы, блуждая в зависимости от направления облучения. Для системы двух вторичных излучателей с эффективными поверхностями σ_1 и σ_2 эффективный центр блуждает вдоль прямой, соединяющей излучатели. Смещение эффективного центра относительно середины отрезка этой прямой составляет

$$\mathbf{a} = \frac{l}{2} \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma(\theta)}, \quad (11)$$

где $\sigma(\theta)$ — эффективная поверхность группового излучателя (3), l — вектор, проведенный от второго излучателя к первому.

Если $\sigma_2 = \sigma_1$ и $\sigma(\theta) \neq 0$, смещение отсутствует, $\mathbf{a} = 0$. Если $\sigma_2 \gg \sigma_1$, эффективный центр совмещается с доминирующим излучателем, $\mathbf{a} = l/2$. Для значений θ , соответствующих максимумам диаграммы обратного вторичного излучения, наблюдается минимальное значение абсолютной величины смещения

$$|a|_{\text{мин}} = \frac{l}{2} \left| \frac{\sqrt{\sigma_2} - \sqrt{\sigma_1}}{\sqrt{\sigma_2} + \sqrt{\sigma_1}} \right|. \quad (12)$$

Наоборот, минимумам диаграммы $\sigma(\theta)$ соответствует максимальное смещение

$$|a|_{\text{макс}} = \frac{l}{2} \left| \frac{\sqrt{\sigma_2} + \sqrt{\sigma_1}}{\sqrt{\sigma_2} - \sqrt{\sigma_1}} \right|. \quad (13)$$

Например, при $\sigma_2/\sigma_1 = 4$ значение $|a|_{\text{мин}} = l/6$, значение $|a|_{\text{макс}} = 3l/2$. Последнее значение характеризует вынос эффективного центра на величину l за пределы габаритного размера цели. При таком выносе эффективная поверхность $\sigma(\theta)$ меньше средней в $\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{(\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2})^2} = 5$ раз.

Рассмотренные для групповых сосредоточенных вторичных излучателей соотношения могут быть частично распространены на распределенные вторичные излучатели. Примерами последних являются скопления отражателей на земной поверхности или в пространстве, например в виде капель воды и т. п. Среднее значение эффективной поверхности $\bar{\sigma}$ рассчитывается при этом на разрешаемый объем и является функцией координат облучаемого пространства. При измерении координат целей на фоне распределенных отражателей в той или иной мере могут проявляться ошибки, подобные отмеченным выше для сосредоточенного группового излучателя.

В заключение приведем некоторые выкладки, иллюстрирующие переход от соотношения (10) к (11).

Запаздывания $t_{1,2}$ на пути двойного прохождения колебаний от совмещенной РЛС с координатами r_0, θ_0 (рис. 2.2, а) до элемента 1 или 2 групповой цели и обратно до произвольной точки r, θ фронта волны вблизи РЛС представим в виде

$$t_{1,2} = \frac{r_{1,2} + r'_{1,2}}{c}, \quad (14)$$

где $r'_{1,2}$ — расстояния от соответствующего элемента цели до выбранной точки фронта. При малом расстоянии l между элементами 1 и 2

$$r_{1,2} = r_0 \mp 0,5l \sin \theta_0, \quad (15)$$

$$r'_{1,2} = r \mp 0,5l \sin \theta, \quad (16)$$

где r, θ — полярные координаты выбранной точки.

Из (2), (14) — (16) находим

$$\begin{aligned} \psi = & \omega \frac{r_0 + r}{c} + \\ & + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\sqrt{\sigma_2} - \sqrt{\sigma_1}}{\sqrt{\sigma_2} + \sqrt{\sigma_1}} \operatorname{tg} \left[\frac{\omega l}{c} (\sin \theta_0 + \sin \theta) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Вычисляя в соответствии с (10) значения

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \omega} \right)_0 &= \frac{\partial \psi}{\partial \omega} \Big|_{r=r_0, \theta=\theta_0, \omega=\omega_0}, \\ (\operatorname{grad} \psi)_0 &= \left[\frac{\partial \psi}{\partial r} r^0 + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \theta^0 \right]_{r=r_0, \theta=\theta_0, \omega=\omega_0}. \end{aligned}$$

величину l будем рассматривать как малую по отношению к r , что позволяет пренебрегать величинами второго (первого) порядка малости по сравнению с величинами первого (нулевого) порядка; при этом, в частности, можно считать, что $l (\operatorname{grad} \psi)_0 = (\omega_0/c)$. В результате расчета получим

$$a = \frac{l}{2} \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma(\theta)} [r^0 \sin \theta + \theta^0 \cos \theta] = \frac{l}{2} \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma(\theta)} r^0. \quad (18)$$

Здесь $\mathbf{r}^0$ и θ^0 — орты полярных координат точки стояния радиолокатора; $\mathbf{l}^0$ — единичный вектор, проведенный от первого ко второму излучателю и связанный с ортами полярной системы координат соотношением $\mathbf{l}^0 = \mathbf{r}^0 \sin \theta + \theta^0 \cos \theta$, где $\sigma(\theta)$ находится из формулы (3) при

$$\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda_0} \sin \theta.$$

Б. ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СООТНОШЕНИЯХ РАЗМЕРОВ ЦЕЛИ И ДЛИНЫ ВОЛНЫ

§ 2.4. Эффективная поверхность тел, малых по сравнению с длиной волны

Расчет эффективной поверхности сосредоточенных вторичных излучателей при любом соотношении их размеров и длины волны принципиально сводится к решению двух задач. Первая и наиболее сложная из них состоит в отыскании наведенных токов по заданному полю первичной волны. Для ее решения часто прибегают к приближенным методам анализа заменяя реальные тела их электродинамическими моделями, используя теорию антенн и различные аппроксимации граничных условий. Вторая задача заключается в нахождении поля вторичного излучения в точке приема по найденному распределению наведенных токов. Эту задачу можно решить, рассматривая каждый элемент возбужденной поверхности как элементарный вибратор и применяя принцип суперпозиции волн. Величина эффективной поверхности определяется затем из соотношений [(1) или (2), § 2.2].

Для тел, малых по сравнению с длиной волны, основные закономерности вторичного излучения можно выяснить на простейшей электродинамической модели в виде тонкого провода с пластинками на концах (рис. 2.3, а). Длина провода и стороны пластинок $l \ll \lambda$, провод ориентирован вдоль вектора электрического поля $E_{\text{ц}}$ первичной волны.

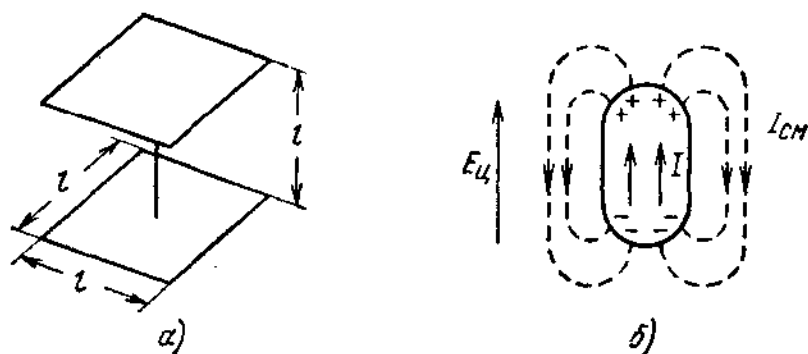


Рис. 2.3. Простейшая электродинамическая модель (а) и распределение наведенных токов и зарядов (б) для тел, малых по сравнению с длиной волны

Применимость этой модели к рассматриваемому случаю основана на том, что при $l \ll \lambda$, независимо от формы и ориентации тела, наведенный ток возбуждается в фазе на всей его поверхности (область тени отсутствует) и замыкается током смещения через окружающее пространство. При этом величина наведенного тока ограничивается, главным образом, электрическим полем зарядов, образующихся на концах тела (рис. 2.3, б), или иначе — емкостным сопротивлением между ними. Введенная модель как раз и учитывает это явление. Она представляет собой электрический вибратор с действующей высотой $h_d = l$ и сопротивлением емкостного характера

$$|Z| = \left| R + i \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right| \approx \frac{1}{\omega C},$$

где $C = \epsilon_0 \frac{l^2}{l} = \frac{l}{120\pi c}$ — емкость пластин, а $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ — круговая частота, так что

$$|Z| \approx 60 \frac{\lambda}{l}. \quad (1)$$

Ток в проводе можно определить, рассматривая данный вибратор как приемную антенну. Он равен отношению наведенной э. д. с. $E_{\text{ц}} l$ к сопротивлению

$$I = \frac{E_{\text{ц}} l}{|Z|} \approx \frac{E_{\text{ц}}}{60} \frac{l^2}{\lambda}. \quad (2)$$

Напряженность поля вторичного излучения в точке приема определяется на основании теории элементарного вибратора соотношением

$$E_{\text{пр}} = \frac{60\pi I l}{r\lambda}. \quad (3)$$

Тогда для рассматриваемого примера

$$E_{\text{пр}} = E_{\text{ц}} \frac{\pi l^3}{r\lambda^2}$$

и эффективная поверхность вторичного излучения при этом оказывается равной

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{E_{\text{пр}}^2}{E_{\text{ц}}^2} = 4\pi^3 \frac{l^6}{\lambda^4}. \quad (4)$$

Таким образом, эффективная поверхность вторичного излучения тел, малых по сравнению с длиной волны, пропорциональна шестой степени их размера и обратно пропорциональна четвертой степени длины волны. Иначе, *отношение эффективной поверхности к квад-*

рату линейного размера тела σ/l^2 оказывается пропорциональным величине $(l/\lambda)^4$. Полученные зависимости выражают хорошо известный в физике закон рассеяния Релея, который справедлив для тел любой формы, если только линейные размеры последних значительно меньше длины волны. Так, например, эффективная поверхность малого диэлектрического шара, вычисленная строгими методами электродинамики, равна

$$\sigma = \pi^5 \frac{d^6}{\lambda^4} \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right|^2, \quad (5)$$

где d — диаметр шара ($d \ll \lambda$), а ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость материала, из которого выполнен шар.

Отмеченная зависимость вторичного излучения от соотношения размеров тела и длины волны при $l \ll \lambda$ объясняет такое оптическое явление, как голубой цвет неба: коротковолновая часть спектра солнечного света (синие лучи) рассеивается на малых неоднородностях скопления молекул атмосферы значительно сильнее, нежели длинноволновая (красные лучи).

Хотя выражение (4) относится лишь к случаю $l \ll \lambda$, уже оно позволяет понять практически важное положение о том, что в радиолокации можно применять лишь сравнительно короткие волны, поскольку нельзя получить интенсивного вторичного излучения, если длина волны велика по сравнению с линейными размерами цели. Поэтому не случайно верхняя граница используемых в радиолокации длин волн лежит в метровом (а для тел больших размеров — в коротковолновом) диапазоне. Обнаружение мин, снарядов и других целей сравнительно малых размеров возможно, например, только на сантиметровых или еще более коротких волнах.

Рассмотренный случай имеет также практическое значение при оценке помех радиолокационному приему, создаваемых большими скоплениями малых частиц, находящихся во взвешенном состоянии (туман, облака, песок) или в виде выпадающих осадков (дождь, град, снег). Известно, что на экранах индикаторов радиолокационных станций сантиметрового диапазона хорошо наблюдается грозная облачность. Это явление используется в радиометеорологии.

§ 2.5. Эффективная поверхность тел, соизмеримых с длиной волны

Простейшим примером тела, соизмеримого с длиной волны, является пассивный вибратор в виде тонкого провода или узкой металлической полоски. При равенстве длины вибратора целому числу полуволн наступает резонанс наведенного тока. Поэтому зависимость σ от величины отношения l/λ носит резонансный характер, что является основной особенностью рассматриваемого случая. Второй особенностью является зависимость σ от направления прихода волны и поляризации приемной и передающей антенн.

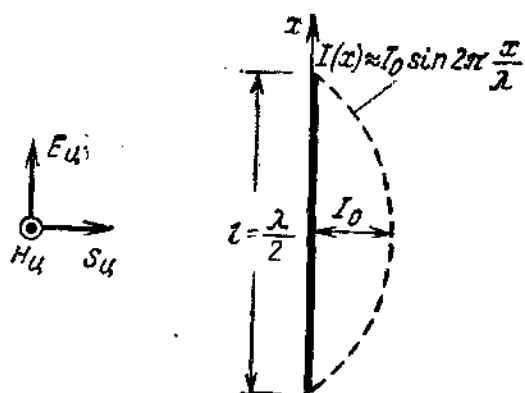


Рис. 2.4. Распределение тока вдоль полуволнового вибратора

Рассмотрим вначале полуволновый вибратор, ориентированный в поле первичной волны параллельно вектору $E_{ц}$. Наведенная в нем э. д. с. равна произведению напряженности поля $E_{ц}$ на действующую высоту вибратора h_d , ток распределен практически по синусоидальному закону (рис. 2.4), а амплитуда тока в пучности стоячей волны I_0 определяется отношением наведенной э. д. с. к модулю сопротивления излучения вибратора $|Z|$:

$$I_0 = \frac{E_{ц} h_d}{|Z|}.$$

Амплитуда поля обратного вторичного излучения в точке приема находится из соотношения

$$E_{пр} = \frac{60\pi I_0 h_d}{r\lambda}.$$

При этом эффективная поверхность будет равна

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{E_{пр}^2}{E_{ц}^2} = 4\pi \left(\frac{60\pi h_d^2}{\lambda |Z|} \right)^2. \quad (1)$$

Настроенный в резонанс полуволновый вибратор имеет только активную составляющую сопротивления излучения, равную $R = 73 \text{ ом}$, и действующую высоту $h_d = \lambda/\pi$. Поэтому резонансное значение его эффективной поверхности

$$\sigma_0 = 0,86\lambda^2 = 0,86 (2l)^2, \quad (2)$$

где $l = \lambda/2$ — соответствующая резонансная длина вибратора.

Полученный результат (2) показывает, что эффективная поверхность полуволнового вибратора при резонансе значительно превышает его собственную геометрическую площадь. Такие вибраторы, легкие по весу и малые по объему, можно использовать в качестве эффективных вторичных излучателей. На этом основано их применение для создания пассивных помех радиолокационным станциям.

Величина σ_0 , определяемая выражением (2), является максимальной. При изменении длины волны (или длины вибратора) условия резонанса нарушаются. Если расстройка недостаточно велика, чтобы изменить распределение тока, зависимость $\sigma = \sigma(l/\lambda)$ имеет вид обычной резонансной кривой, возведенной в квадрат,

$$\sigma \approx \sigma_0 \left(\frac{R}{|Z|} \right)^2,$$

что следует из выражения (1). Чем тоньше вибратор, тем острее резонансная кривая вследствие более сильной зависимости реактивной составляющей сопротивления излучения от расстройки.

При постановке пассивных помех полуволновые вибраторы или, как их еще называют, *дипольные отражатели* могут занимать самое различное положение. Поэтому представляет интерес зависимость их эффективной поверхности от ориентации в поле первичной волны.

Полуволновый вибратор является антенной направленного действия. Его диаграмма направленности

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \approx \cos \theta, \quad (3)$$

где θ — угол наклона вибратора в плоскости поляризации вектора $\mathbf{E}_u$ (рис. 2.5, а). Эта диаграмма оказывает влияние как при приеме, так и при излучении. В результате амплитуда поля обратного вторичного излучения уменьшается в $F^2(\theta)$ раз, а эффективная поверхность $\sigma(\theta)$ — в $F^4(\theta)$ раз, т. е.

$$\sigma(\theta) \approx \sigma_0 \cos^4 \theta. \quad (4)$$

Аналогичная зависимость, причем уже совершенно точная, имеет место, когда вибратор располагается в плоскости фронта падающей волны, а угол θ является углом поляризации (рис. 2.5, б).

В общем случае несовпадения вектора $\mathbf{E}_u$ с продольной осью вибратора зависимость его эффективной поверхности от угла θ также выражается формулой (4). При $\theta = 0$ эффективная поверхность максимальна, а при $\theta = \pi/2$ она равна нулю.

Поскольку угол θ является случайной величиной, принимающей любые значения от 0 до $\pi/2$, интересуются средним значением

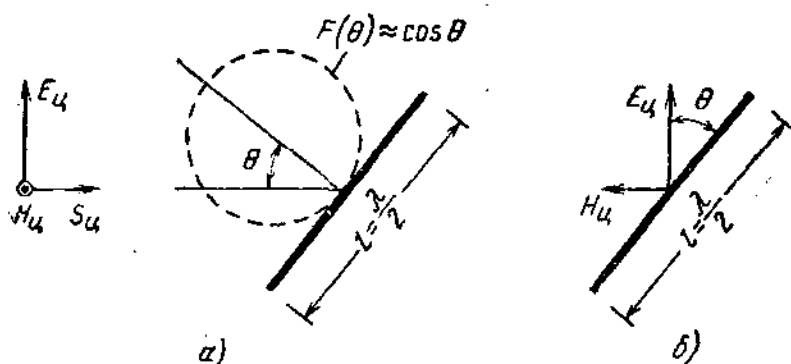


Рис. 2.5. Пояснение зависимости $\sigma(\theta) \approx \sigma_0 \cos^4 \theta$ за счет диаграммы направленности $F(\theta)$ (а) и угла поляризации (б) полуволнового вибратора

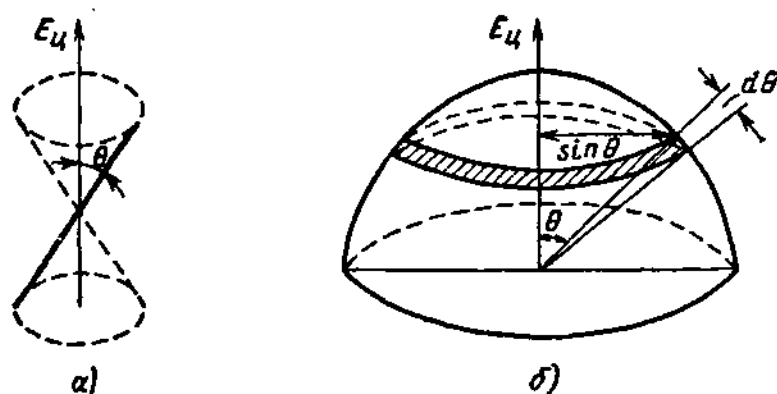


Рис. 2.6. К выводу формулы [(5), § 2.5]

эффективной поверхности

$$\bar{\sigma} = \int_0^{\pi/2} \sigma(\theta) \rho(\theta) d\theta.$$

Каждому значению θ соответствует произвольное положение вибратора вдоль образующей конуса (рис. 2.6, а). Поэтому вероятность $\rho(\theta)d\theta$ численно равна отношению площади заштрихованного кольца на полусфере единичного радиуса (рис. 2.6, б) ко всей площади полусферы

$$\rho(\theta) d\theta = \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{2\pi} = d(-\cos \theta).$$

Отсюда

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos^4 \theta d(-\cos \theta) = \frac{1}{5} \sigma_0,$$

или окончательно

$$\bar{\sigma} = 0,17\lambda^2 = 0,17 (2l)^2. \quad (5)$$

Найденная величина $\bar{\sigma}$ используется при расчетах необходимого количества дипольных отражателей для создания пассивных помех заданной интенсивности. В соответствии с результатами § 2.3 среднее значение эффективной поверхности n дипольных отражателей, сброшенных в разрешаемый объем пространства, будет равно

$$\bar{\sigma}_n = n\bar{\sigma}. \quad (6)$$

Среднее значение эффективной поверхности полуволнового вибратора, как и максимальное, является функцией отношения l/λ . При малых расстройках эта зависимость аналогична приведенной выше. При $l = \lambda, 3\lambda/2, 2\lambda$ и т. д. также наступает резонанс, но в этих случаях меняется вид диаграммы направленности. Поэтому при исследовании характера вторичного излучения вибратора в диапазоне длин волн интересуются поведением среднего значения $\bar{\sigma}$ в функции l/λ . Ход соответствующих кривых качественно

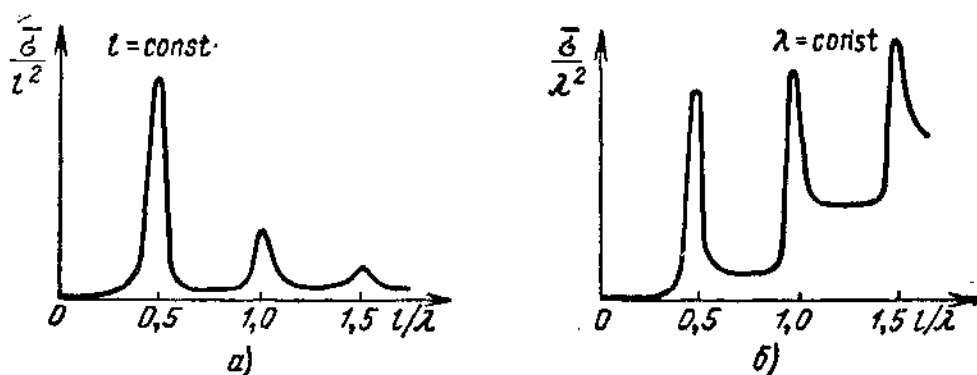


Рис. 2.7. Характер зависимостей среднего значения эффективной поверхности обратного вторичного излучения вибратора от λ^{-1} (а) и l (б)

иллюстрируется на рис. 2.7, а, б. Первая из них характеризует поведение $\bar{\sigma}$ вибратора постоянной длины в диапазоне длин волн. Вторая показывает, как меняется $\bar{\sigma}$ вибратора при изменении его длины. Обе кривые имеют осциллирующий характер. Их начальные участки ($l \ll \lambda/2$) соответствуют области релеевского закона рассеяния. Связь кривых определяется тождеством $\bar{\sigma}/\lambda^2 = (l/\lambda)^2 (\bar{\sigma}/l^2)$.

Резонансный характер вторичного излучения при $l \approx \lambda$ имеет место и для других тел: эллипсоида, шара и т. д.

§ 2.6. Методика приближенного анализа вторичного излучения плоских и выпуклых тел, размеры которых значительно превышают длину волны

Для выяснения характера вторичного излучения в рассматриваемом случае ограничимся телами с гладкой проводящей поверхностью, на которой наведенные токи и заряды в диапазоне сверхвысоких частот можно считать поверхностными. Расстояние r между радиолокатором и целью по-прежнему будем полагать достаточно большим по сравнению с линейными размерами тела и длиной волны λ , так что первичную волну вблизи облучаемой поверхности можно считать плоской и однородной. Данный случай представляет особый интерес, так как поверхности реальных целей (самолетов, кораблей, танков), как правило, металлические, а их размеры намного больше длины волны.

Поле вторичного излучения можно рассчитать по распределению наведенного тока на облучаемой поверхности, рассматривая каждый ее элемент как элементарный вибратор и применяя принцип суперпозиции к излучениям отдельных элементов. Поскольку точный анализ распределения наведенного тока затруднителен, задаются приближенным распределением. Последнее довольно просто определяется в предположении, что поверхность является плоской

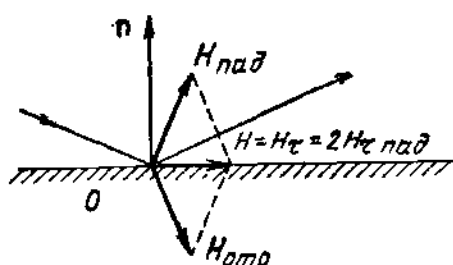


Рис. 2.8. Пояснение граничного условия [(2), § 2.6]

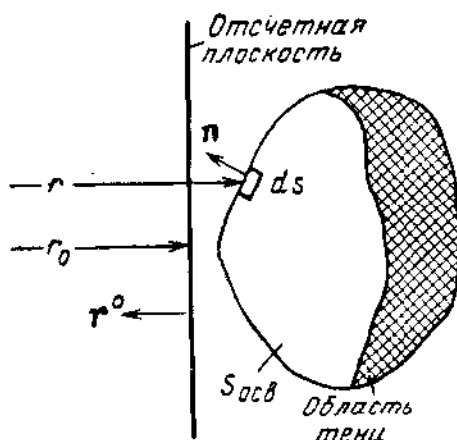


Рис. 2.9. К выводу формулы [(4), § 2.6]

или выпуклой с радиусами кривизны $\rho_{1,2}$ любого ее элемента, значительно превышающими длину волны. Поверхность тела можно при этом разделить на две области: обращенную к источнику (освещенную) и противоположную (область тени). Переход из освещенной области в область тени не резок: существует область полутени, связанная с дифракцией волн, что детально исследовано в работах академика В. А. Фока; в приближенных расчетах, однако, этими деталями пренебрегают. Плотность поверхностного тока в теневой области полагают равной нулю, а на каждом освещенном элементе выпуклой поверхности ее заменяют плотностью тока на касательной идеально проводящей плоскости

$$I_S = [n, H], \quad (1)$$

где H — вектор напряженности магнитного поля и n — единичный вектор нормали к соответствующему элементу освещенной поверхности. Указанное граничное условие иллюстрируется рис. 2.8, из которого видно, что нормальные составляющие магнитного поля падающей и отраженной волн взаимно компенсируются ($H_n = H_{n\text{ пад}} + H_{n\text{ отр}} = 0$), а тангенциальные составляющие суммируются, так что

$$H = H_{\tau\text{ пад}} + H_{\tau\text{ отр}} = H_{\tau} = 2H_{\tau\text{ пад}},$$

откуда

$$I_S = H = 2H_{\tau\text{ пад}},$$

или в векторной форме записи

$$I_S = 2[n, H_{\text{пад}}]. \quad (2)$$

Поскольку это выражение справедливо для мгновенных значений, оно справедливо и для векторных комплексных амплитуд.

Рассматривая освещенный участок плоской или выпуклой поверхности и некоторую отсчетную плоскость, нормальную к направлению облучения (рис. 2.9), введем обозначения: r_0 и r — расстояния от радиолокатора до отсчетной плоскости и произвольной точки на освещенной поверхности соответственно; $\Delta r = r - r_0$ — разность хода; $\mathbf{H}_\Pi = \mathbf{H}_{\text{о пад}}$ и $\mathbf{H}_{\text{пад}}$ — векторные комплексные амплитуды напряженности магнитного поля падающей волны в отсчетной плоскости и в точке r :

$$\mathbf{H}_{\text{пад}} = \mathbf{H}_{\text{о пад}} e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r} = \mathbf{H}_\Pi e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r}.$$

Плотность тока на освещенной поверхности может быть тогда представлена в виде

$$\mathbf{I}_S = 2 [\mathbf{n}, \mathbf{H}_\Pi] e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r}. \quad (3)$$

Переходя к расчету поля обратного вторичного излучения, выделим на освещенной поверхности элемент длиной dl , шириной da и площадью $dS = dl da$, по которому протекает ток $d\mathbf{I} = \mathbf{I}_S da$. Согласно теории элементарного вибратора поле в точке приема будет

$$d\mathbf{H}_{\text{пр}} = j \frac{[d\mathbf{I}, \mathbf{r}^0] dl}{2\lambda r} e^{-i(2\pi/\lambda)r} = j \frac{[\mathbf{I}_S, \mathbf{r}^0]}{2\lambda r} e^{-i(2\pi/\lambda)r} dS, \quad (4)$$

где $\mathbf{r}^0$ — единичный вектор в направлении радиолокатора.

Заменяя $\mathbf{I}_S$ по формуле (3) и раскрывая двойное векторное произведение, получим

$$[\mathbf{I}_S, \mathbf{r}^0] = -2 [\mathbf{r}^0 [\mathbf{n}, \mathbf{H}_\Pi]] e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r} = 2 \{ -\mathbf{n} (\mathbf{r}^0, \mathbf{H}_\Pi) + \\ + \mathbf{H}_\Pi (\mathbf{r}^0, \mathbf{n}) \} e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r}.$$

При обратном вторичном излучении скалярное произведение $(\mathbf{r}^0, \mathbf{H}_\Pi) = H_\Pi \cos(\pi/2) = 0$, так что

$$[\mathbf{I}_S, \mathbf{r}^0] = 2\mathbf{H}_\Pi \cos(\mathbf{r}^0, \mathbf{n}) e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r},$$

откуда

$$d\mathbf{H}_{\text{пр}} = j \frac{H_\Pi}{\lambda r} e^{-i(2\pi/\lambda) \Delta r} e^{-i(2\pi/\lambda)r} dS',$$

где $dS' = dS \cos(\mathbf{r}^0, \mathbf{n})$ — проекция площадки dS на отсчетную плоскость.

Заменяя здесь $r = r_0 + \Delta r$ и $1/r \approx 1/r_0$ интегрируя по всем источникам на освещенной поверхности и переходя к модулю, находим выражение для отношения амплитуд

$$\frac{H_{\text{пр}}}{H_\Pi} = \frac{1}{\lambda r_0} \left| \int_{S_{\text{осв}}} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta r} dS' \right|, \quad (5)$$

откуда эффективная поверхность обратного вторичного излучения плоской или выпуклой поверхности, размеры которой велики по сравнению с длиной волны, равна

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{S_{\text{осв}}} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta r} dS' \right|^2. \quad (6)$$

Полученные выражения соответствуют принципу Гюйгенса—Кирхгофа, согласно которому можно рассматривать каждый элемент поверхности как источник вторичных волн, а результирующее поле — как результат суперпозиции элементарных полей с учетом фаз (множитель $e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta r}$) и амплитуд (множитель $\frac{1}{\lambda} dS'$). В направлении радиолокатора налагающиеся волны могут как усиливать, так и ослаблять друг друга. Поэтому поле вторичного излучения больших тел носит, в общем случае, резко выраженный интерференционный характер, что проявляется тем сильнее, чем больше отношение линейных размеров цели к длине волны. Величина σ зависит от формы, размеров цели, ее ориентации относительно направления облучения и длины волны. Более детальный анализ этой зависимости проводится в следующих параграфах на ряде частных примеров.

§ 2.7. Обратное вторичное излучение выпуклых поверхностей двойной кривизны. Понятие блестящей точки

Выпуклую поверхность двойной кривизны имеют шар, эллипсоид, параболоид и т. п. тела. Рассмотрим параболоид (рис. 2.10, а), уравнение поверхности которого в прямоугольной системе координат x, y, z может быть записано в виде

$$z = \frac{x^2}{2\rho_1} + \frac{y^2}{2\rho_2},$$

где ρ_1 и ρ_2 — главные (наибольший и наименьший) радиусы кривизны в вершине параболоида $x = 0, y = 0$. В сказанном можно убедиться из рис. 2.10, б, где показана соприкасающаяся окружность в плоскости xOz . Ее уравнение в области соприкосновения $x \ll \rho_1$ переходит в уравнение параболы

$$z = \rho_1 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{x^2}{\rho_1^2}} \right] \approx \frac{x^2}{2\rho_1}.$$

Считаем, что параболоид облучается плоской однородной волной, направление облучения совпадает с осью z (рис. 2.10, а), а $\rho_1, \rho_2 \gg \lambda$, так что можно использовать результаты § 2.6. Отсчет разности хода Δr до различных точек освещенной поверхности будем вести от плоскости $z = 0$. Тогда $\Delta r = z$ и $dS' = dx dy$, так что, интегрируя по x

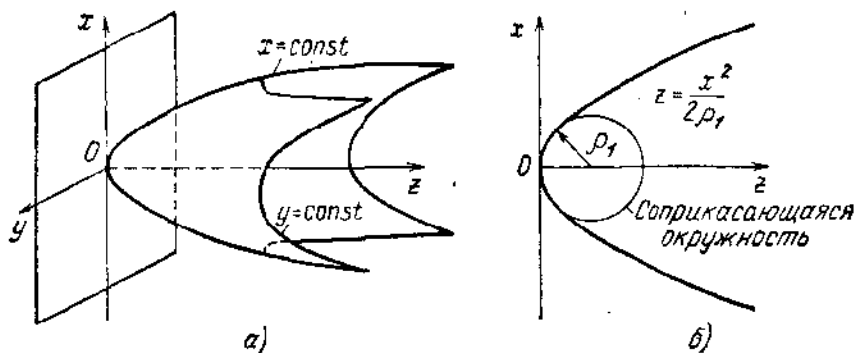


Рис. 2.10. К выводу формулы f(2), § 2.7]:
а — пояснение пределов интегрирования в [(1), § 2.7]; б — парабола и соприкасающаяся окружность

и y в пределах квадрата со стороной $2C$ (рис. 2.10) и переходя к пределу при $C \rightarrow \infty$, получим

$$\sigma = \lim_{C \rightarrow \infty} \left\{ \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{-C}^C \int_{-C}^C e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{\rho_1} + \frac{y^2}{\rho_2} \right)} dx dy \right|^2 \right\}. \quad (1)$$

Используя табличный интеграл Френеля

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2} u^2} du \right| = \sqrt{2}$$

и заменяя $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2}{\rho_1}$ и $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{y^2}{\rho_2}$ на $\frac{\pi}{2} u^2$, а dx и dy на $du \sqrt{\frac{\rho_1 \lambda}{4}}$ и $du \sqrt{\frac{\rho_2 \lambda}{4}}$ соответственно, придем к окончательному ответу

$$\sigma = \pi \rho_1 \rho_2. \quad (2)$$

Из формулы следует, что при $\rho_{1,2} \gg \lambda$ эффективная поверхность обратного вторичного излучения параболоида от λ не зависит. Аналогичные выводы можно сделать и для других поверхностей двойной кривизны, используя понятие зон Френеля.

Рассмотрим, например, эллипсоид. Рассечем его плоскостями $z = n \frac{\lambda}{4}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), как показано на рис. 2.11, а. При этом его поверхность разобьется на ряд эллиптических (при $\rho_1 = \rho_2$ — круговых) колец или зон Френеля. Каждая зона по отношению к соседней является *противофазным* источником обратного вторичного излучения. Интенсивность этих источников пропорциональна площади проекций зон и с ростом номера зоны уменьшается, что видно из рис. 2.11, а. Сумма полей при большом числе зон стремится к постоянной величине, равной половине модуля вектора поля H_1 , создаваемого первой зоной Френеля, что поясняется на рис. 2.11, б. При уменьшении длины волны число зон Френеля возрастает, но величина результирующего поля $H_{рез}$ и эффективная поверхность

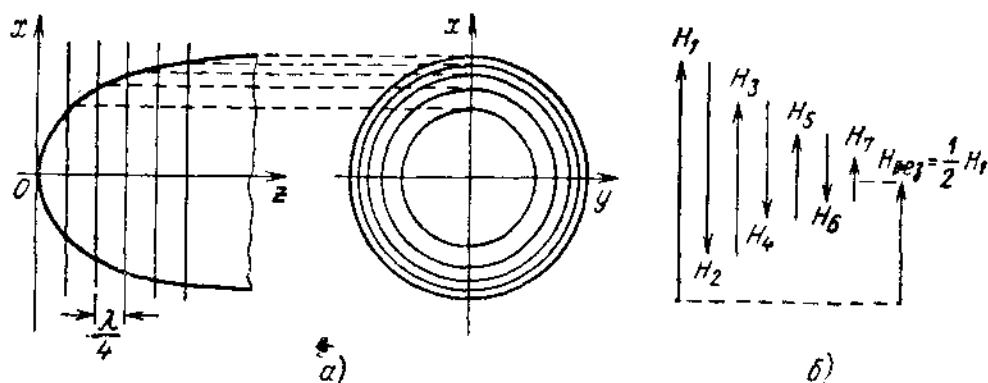


Рис. 2.11 Зоны Френеля при вторичном излучении эллипсоида (а) и соответствующие им векторы поля (б)

остаются при этом неизменными. Отсутствие зависимости σ от λ не противоречит факту уменьшения площади первой зоны Френеля с укорочением длины волны. Уменьшение произведения плотности тока на площадь зоны компенсируется большей интенсивностью поля излучения в случае более короткой длины волны [см. (5), (6), § 2.6].

Применимость формулы (2) к выпуклым поверхностям двойной кривизны ограничивается следующими условиями: радиусы кривизны $\rho_{1,2} \gg \lambda$; размеры тела больше первой зоны Френеля; имеет место компенсация излучения всех остальных зон.

Тогда *вторичное излучение определяется первой зоной Френеля*, т. е. носит локальный характер; вторичное излучение остальных зон взаимно компенсируется. Светящийся элемент поверхности называют «*блестящей точкой*» и формула (2) определяет эффективную поверхность этого элемента.

При условии взаимной компенсации характер поверхности за пределами первой зоны Френеля не является существенным. Что касается поверхности в области первой (или нескольких зон Френеля), то ее в окрестности блестящей точки можно аппроксимировать поверхностью параболоида, для которого определяющим также является излучение в области первой зоны Френеля, и пользоваться формулой (2). Положение каждой блестящей точки можно найти, проводя касательную плоскость, нормальную к направлению на радиолокатор.

Простейшим является приложение рассмотренной зависимости к вторичному излучателю в виде проводящего шара. В этом случае, $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ и при $\rho \gg \lambda$ значение $\sigma = \pi \rho^2$. Если ρ соизмеримо или существенно меньше длины волны, написанное соотношение не соблюдается. Зависимость $\sigma = \sigma\left(\frac{\rho}{\lambda}\right)$ для шара в диапазоне длин волн представлена на рис. 2.12. При $\frac{\rho}{\lambda} < 0,1$ ход данной зависимости подчиняется закону рассеяния Релея. Начиная с $\frac{\rho}{\lambda} > 0,1$

наблюдаются осцилляции, которые носят резонансный характер. Максимум эффективной поверхности получается, когда шар становится полуволновым вибратором и вдоль его полуокружности укладывается полуволна тока ($\frac{\pi \rho}{\lambda} \approx 0,5$ или $\frac{\rho}{\lambda} \approx \frac{1}{2\pi} = 0,17$). Минимум эффективной поверхности соответствует случаю $\frac{\pi \rho}{\lambda} \approx 0,9$ или $\frac{\rho}{\lambda} \approx 0,3$. При больших значениях $\frac{\rho}{\lambda}$ эффективная поверхность шара

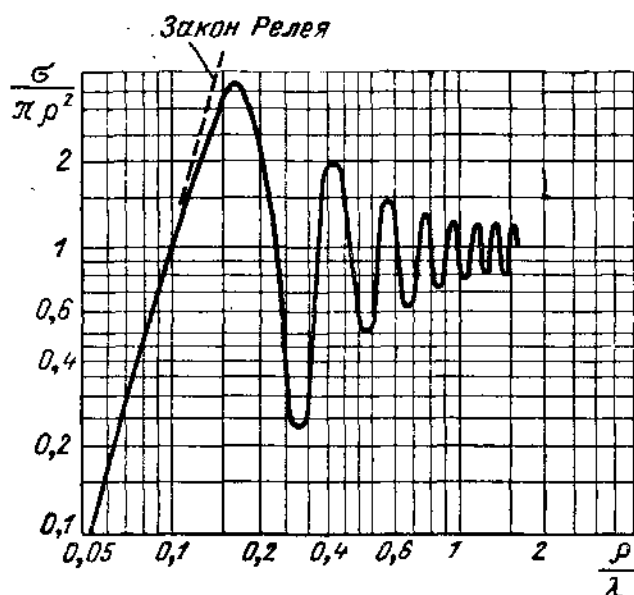


Рис. 2.12. Эффективная поверхность вторичного излучения шара в диапазоне длин волн

асимптотически стремится (с учетом чередования зон Френеля) к площади поперечного сечения $\pi \rho^2$, соответствующей эффективной поверхности одной его блестящей точки.

В общем случае у цели может быть несколько блестящих точек, для каждой из которых величина σ подсчитывается по формуле (2). При повороте цели с криволинейной поверхностью ее блестящие точки блуждают, одновременно меняются радиусы кривизны и значения σ блестящих точек. Цель, имеющую несколько блестящих точек, можно рассматривать как групповой излучатель.

Интерференция отражений от блестящих точек имеет место, если только они попадают в один разрешаемый объем. Если же разрешающая способность повышается, блестящие точки могут быть разрешены. Это относится как к отдельным отражателям земной поверхности, так и к блестящим элементам корабля, самолета и т. п. При высокой разрешающей способности по дальности или угловым координатам можно получать их *радиолокационные портреты*, т. е. *переходить к радиовидению*.

Указанные эффекты вторичного излучения электромагнитных волн наглядно иллюстрируются путем *моделирования в ультразвуковых ваннах*. Самолет можно заменить полый моделью, пространство — водой, приемную и передающую антенны — возбудителем и приемником ультразвуковых волн. Образование излучений от каждой блестящей точки и их интерференция при этом хорошо моделируются (не удастся моделировать только поляризационные эффекты (см. § 2.15), поскольку ультразвуковые волны в воде продольные).

Сказанное о блестящих точках криволинейных поверхностей частично обобщается на блестящие точки плоских поверхностей.

§ 2.8. Вторичное излучение плоских поверхностей

В качестве второго примера использования формулы [(6), § 2.6] приведем расчет эффективной поверхности обратного вторичного излучения прямоугольной пластинки со сторонами $a, b \gg \lambda$. Ее положение относительно отсчетной плоскости $z = 0$ в системе координат x, y, z показано на рис. 2.13. Единичный вектор в направлении радиолокатора $\mathbf{r}^0$ и нормаль к пластинке $\mathbf{n}$ лежат в плоскости $x = 0$, угол между ними равен θ . Разность хода между произвольным элементом поверхности пластинки dS и его проекцией $dS' = dxdy$ на отсчетную плоскость $\Delta r = y \operatorname{tg} \theta$. Пределы интегрирования по x и y равны $\pm \frac{a}{2}$ и $\pm \frac{b}{2} \cos \theta$ соответственно (рис. 2.13, б), так что

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} dx \int_{-\frac{b}{2} \cos \theta}^{\frac{b}{2} \cos \theta} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} 2y \operatorname{tg} \theta} dy \right|^2,$$

откуда

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} a^2 b^2 \cos^2 \theta \left| \frac{\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta} \right|^2. \quad (1)$$

При $\theta = 0$ величина σ принимает максимальное значение, пропорциональное квадрату геометрической площади пластинки и обратно пропорциональное квадрату длины волны,

$$\sigma_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} a^2 b^2. \quad (2)$$

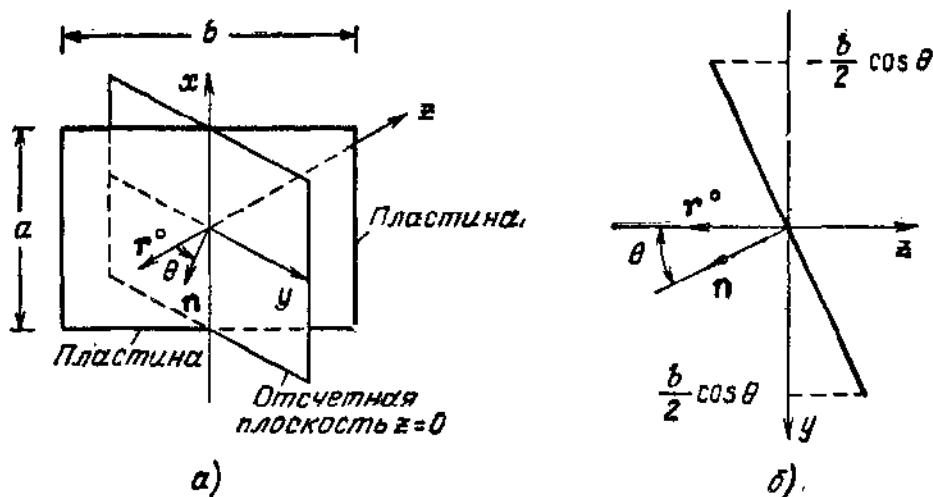


Рис. 2.13. К выводу формулы [(1), § 2.8]

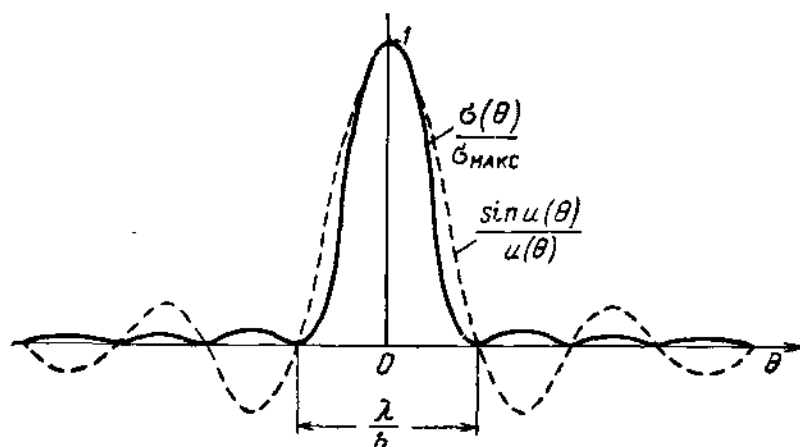


Рис. 2.14. Диаграмма обратного вторичного излучения прямоугольной пластинки (сплошная кривая) и функция $\frac{\sin u(\theta)}{u(\theta)}$ (пунктир)

Значение $\sigma_{\text{макс}}$ может значительно превосходить по величине геометрическую площадь самой пластинки, что объясняется отсутствием фазовых сдвигов между возбужденными элементами на ее поверхности. При повороте пластинки на угол θ возникает разность фаз, что приводит к уменьшению амплитуды результирующего поля обратного вторичного излучения. Зависимость $\sigma = \sigma(\theta)$ носит интерференционный характер, в ней явно выражены нули и максимумы (рис. 2.14). Нули диаграммы обратного вторичного излучения $\sigma(\theta)$ имеют место при углах θ_n , определяемых условием $\sin(\frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta_n) = 0$ или $\frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta_n = n\pi$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ — целое число, откуда $\sin \theta_n = n \frac{\lambda}{2b}$. Поскольку $b \gg \lambda$, то

$$\theta_n \approx n \frac{\lambda}{2b}. \quad (3)$$

Для углов $\theta = \theta_n + \lambda/4b$

$$\sigma = \frac{4}{\pi (n + 0,5)^2 \lambda^2} S_{\text{вид}}^2,$$

где $S_{\text{вид}} = ab \cos \theta$ — «видимая» площадь пластинки.

Ширина основного лепестка диаграммы $\sigma = \sigma(\theta)$ «по нулям»

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{b}, \quad (4)$$

а ширина боковых лепестков

$$\theta_b = \frac{\lambda}{2b}. \quad (5)$$

Поскольку область лепестков значительно меньше $\pi/2$, зависимость $\sigma = \sigma(\theta)$ определяется, в основном, квадратом функции $\frac{\sin u}{u}$ (рис. 2.14), где $u = \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta$. При $a, b \gg \lambda$ величина $\cos^2 \theta$ в выражении (1) оказывает весьма незначительное влияние, так что

$$\sigma \approx \sigma_{\max} \left| \frac{\sin u}{u} \right|^2. \quad (6)$$

Максимумы боковых лепестков убывают довольно быстро, поскольку основная часть энергии падающей волны отражается зеркально и лишь небольшая ее доля рассеивается обратно в сторону радиолокатора.

На рис. 2.15 в одном масштабе изображены диаграмма обратного вторичного излучения пластинки $\sigma = \sigma(\theta)$ в полярной системе координат (а) и диаграмма направленности вторичного излучения $\sigma = \sigma(\theta, \theta_1)$ для фиксированного угла облучения θ_1 (б). Соответствующее последней диаграмме значение $\sigma(\theta, \theta_1)$ при $\theta_1 = \theta$ как раз равно значению $\sigma(\theta)$ на предыдущей диаграмме.

Учитывая, что $\sin^2 u = \frac{1}{2} [1 + \cos(2u - \pi)]$, и вводя величину $\sigma_1 = \frac{\sigma_{\max}}{(2u)^2}$, выражение (6) можно переписать в виде

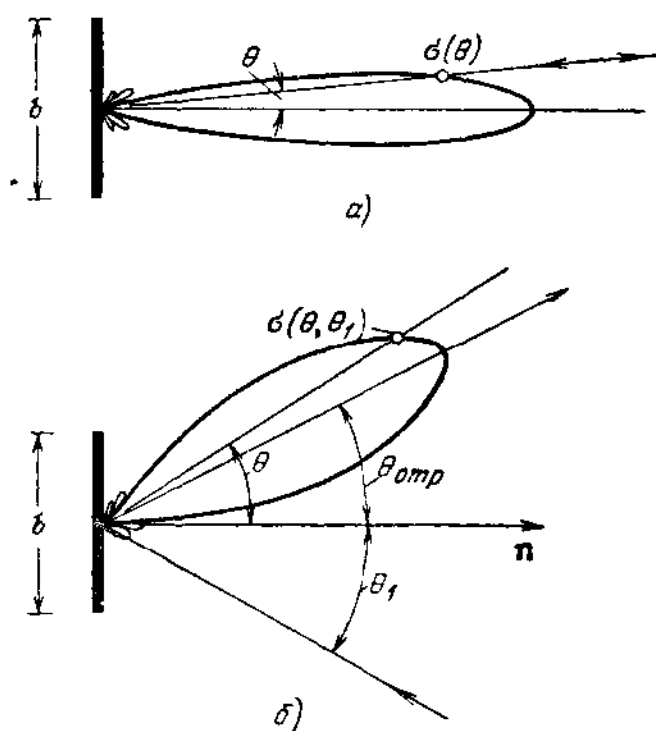


Рис. 2.15. Диаграмма обратного вторичного излучения $\sigma(\theta)$ (а) и диаграмма направленности вторичного излучения $\sigma(\theta, \theta_1)$ при $\theta_1 = \text{const}$ (б) в полярных координатах для прямоугольной пластинки

$$\sigma = 2\sigma_1 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} \left(b - \frac{\lambda}{4} \frac{1}{\sin \theta} \right) \sin \theta \right] \right\}. \quad (7)$$

Сравним это выражение с формулой [(4), § 2.3] для группового вторичного излучателя, состоящего из двух элементов. Совпадение результатов свидетельствует о том, что пластинка при $a, b \gg \lambda$ является также групповым излучателем, элементами которого служат блестящие точки, расположенные практически на краях пластинки (со сдвигом $\lambda/8 \sin \theta$ от каждого края). Утверждение о локальном характере излучения имеет вполне обоснованный физический смысл. Вторичная волна возникает лишь на неоднородностях. Роль неоднородности играют края пластинки, так как вдоль ее поверхности волна распространяется беспрепятственно. Если пластинка ориентирована произвольно и волна последовательно набегает на края каждого из ребер, число «блестящих точек» равно четырем. В отличие от «зеркальных» блестящих точек криволинейной поверхности краевые блестящие точки практически не перемещаются по плоской поверхности при изменении ориентации пластинки в широких пределах.

Полученные результаты могут быть распространены на пластинки и плоские участки целей произвольной формы. Так, в случае диска диаметром b квадрат видимой площади пластинки $S^2 = a^2 b^2 \cos^2 \theta$ в выражении (1) заменяется соответствующим выражением для диска $S^2 = \left(\frac{\pi}{4} b^2\right)^2 \cos^2 \theta$, а функция $\sin u$, где $u = \frac{2\pi}{\lambda} b \times \sin \theta$, — на бесселеву функцию $J_1(u)$ первого рода первого порядка. При $u \gg 1$ значение $J_1(u) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi u}} \sin(u - \frac{\pi}{2})$ и выражение для σ сводится к виду, аналогичному (7), что позволяет рассматривать диск как групповой излучатель, составленный из двух краевых «блестящих точек». В целом, произвольные по форме ограниченные плоские участки поверхности реальных целей будут создавать при облучении такой же интерференционный эффект, как прямоугольная пластинка или диск, если только их размеры значительно превышают длину волны.

В. ТРАНСФОРМАЦИЯ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ДВИЖУЩИМИСЯ БЛЕСТЯЩИМИ ТОЧКАМИ

§ 2.9. Трансформация сигнала, отраженного движущейся блестящей точкой

Пусть блестящая точка равномерно и прямолинейно с радиальной скоростью v , удаляется от радиолокатора. График ее движения изображен на рис. 2.16, a сплошной линией. На этом же рисунке пунктиром показан график распространения электромагнитных ко-

лебаний, принимаемых радиолокатором на интервале времени $t - t_0$, а излученных на интервале $t' - t'_0$.

Если дальность до блестящей точки измеряется в момент времени $\frac{t_0 + t'_0}{2}$, соответствующий началу ее облучения, то запаздывание принимаемых колебаний относительно излучаемых равно

$$t_0 - t'_0 = \frac{2}{c} \left(r_0 + v_r \frac{t_0 + t'_0}{2} \right), \quad (1)$$

где r_0 — дальность в момент $t = 0$.

Аналогично, запаздывание, соответствующее дальности до цели в момент времени $\frac{t + t'}{2}$, где t — произвольный момент приема колебаний, а t' — момент излучения, будет

$$t - t' = \frac{2}{c} \left(r_0 + v_r \frac{t + t'}{2} \right). \quad (2)$$

Вычитая почленно равенства (1) и (2) и перенося одночлены, содержащие t' , t'_0 , в левую, а одночлены, содержащие t , t_0 , в правую часть равенства, определим разность

$$t' - t'_0 = \frac{1 - \frac{v_r}{c}}{1 + \frac{v_r}{c}} (t - t_0). \quad (3)$$

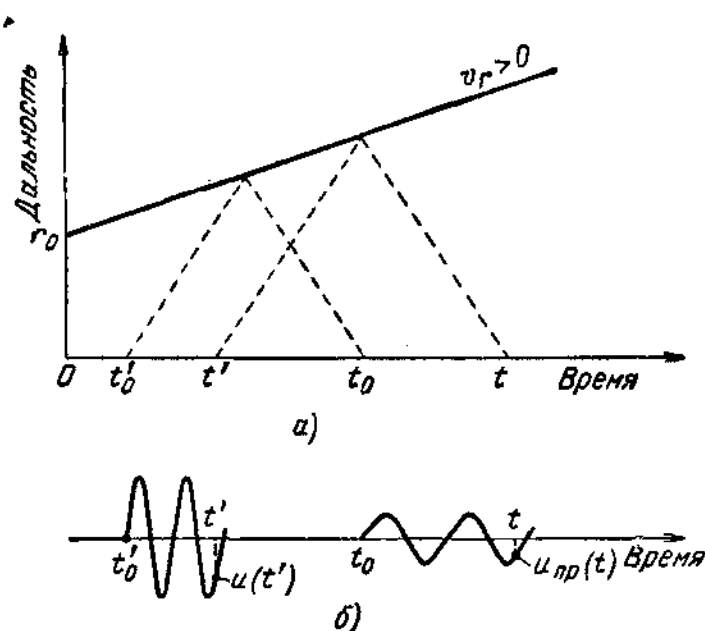


Рис. 2.16. Графики, поясняющие трансформацию сигнала, отраженного движущейся блестящей точкой

Выражение (3) соответствует очевидной из рис. 2.16 *трансформации временного масштаба*, которая сводится к растяжению колебаний, отраженных от удаляющейся цели ($t - t_0 > t' - t'_0$). Для приближающейся цели ($v_r < 0$) происходит сжатие временного масштаба. Изменение масштаба времени тем значительнее, чем больше по абсолютной величине отличие множителя $\left(\frac{1 - v_r/c}{1 + v_r/c}\right)$ от единицы.

Наряду с трансформацией временного масштаба наблюдаются изменения амплитуды отраженного сигнала, связанные с изменением расстояния от радиолокатора до цели. Однако последние происходят медленно и поэтому далее не анализируются.

В соответствии с трансформацией масштаба времени изменяется зависимость принимаемых колебаний $u_{\text{пр}}(t)$ по сравнению с зависимостью для излучаемых колебаний $u(t)$. Принимаемое колебание в момент времени t в соответствии с рис. 2.16 имеет значение, пропорциональное значению излучаемого колебания в момент времени t' , определяемый из выражения (3), т. е.

$$u_{\text{пр}}(t) \equiv u(t') = u\left[\frac{1 - v_r/c}{1 + v_r/c}(t - t_0) + t'_0\right].$$

В простейшем случае излучения гармонических колебаний $u(t) = \cos 2\pi f_0 t$ имеем

$$u_{\text{пр}}(t) \equiv \cos\left[2\pi f_0 \frac{1 - v_r/c}{1 + v_r/c}(t - t_0) + \varphi\right],$$

где $\varphi = 2\pi f_0 t'_0$, что соответствует *трансформации частоты* (эффект Допплера — Белопольского) по закону

$$f_{\text{пр}} = f_0 \frac{1 - \frac{v_r}{c}^*)}{1 + \frac{v_r}{c}}. \quad (4)$$

Условимся выражение для $f_{\text{пр}}$ записывать в виде

$$f_{\text{пр}} = f_0 - F_{\text{Д}}, \quad (5)$$

где *доплеровская поправка частоты* (частота Допплера)

$$F_{\text{Д}} = f_0 \left[1 - \frac{1 - v_r/c}{1 + v_r/c}\right] \quad (6)$$

положительная при $v_r > 0$ и отрицательная при $v_r < 0$.

*) При выводе формулы (4) не требовались соотношения теории относительности, поскольку расчет велся в системе координат, жестко связанной с радиолокатором.

При $|v_r| \ll c$ дробь в выражении (6) можно разложить в степенной ряд. Ограничившись двумя первыми членами этого ряда, получим для доплеровской поправки частоты формулу

$$F_d \approx f_0 \frac{2v_r}{c} = \frac{2v_r}{\lambda_0}. \quad (7)$$

Как видно из формулы (7), в условиях активной радиолокации доплеровская поправка частоты определяется эффектом двойного преобразования частоты: при облучении (цель как движущийся приемник энергии) и при излучении (цель как движущийся источник колебаний). В условиях пассивной радиолокации, когда трансформация частоты имеет место только при излучении,

$$F_d \approx \frac{v_r}{\lambda_0}. \quad (8)$$

При импульсной работе рассмотренное выше изменение масштаба времени в равной степени относится к *длительности и периоду следования импульсов* (т. е. эффект Допплера—Белопольского имеет место и для *частоты следования*). Поскольку, однако, доплеровская поправка пропорциональна частоте, обычно она наиболее существенно сказывается на *высокочастотных колебаниях*.

§ 2.10. Трансформация сигнала, отраженного совокупностью движущихся блестящих точек

Вторичное излучение ряда реальных целей можно обычно рассматривать как вторичное излучение совокупности $n \geq 2$ блестящих точек. При изменении положения цели блестящие точки перемещаются. Исключая из рассмотрения перемещение блестящих точек по криволинейным поверхностям, их движение можно свести к двум видам — поступательному движению вместе с некоторой системой координат, жестко связанной с целью, и вращению относительно начала координат. Трансформация сигнала оказывается, таким образом, более сложной, чем в случае вторичного излучения одной блестящей точки. Одно и то же явление трансформации сигнала, отраженного совокупностью движущихся блестящих точек, можно пояснить, используя:

- общие принципы интерференции колебаний,
- понятие эффекта Допплера — Белопольского для каждой из блестящих точек,
- понятие диаграммы обратного вторичного излучения.

Пусть, например, две связанные блестящие точки имеют векторы скорости, одинаково направленные на радиолокатор, но различающиеся по величине (рис. 2.17, а). Тогда центр системы поступательно движется со средней радиальной скоростью

$$v_{r \text{ ср}} = \frac{v_{r1} + v_{r2}}{2}, \quad (1)$$

а вращение точек вокруг центра происходит с угловой скоростью (рис. 2.17, б)

$$\left| \frac{d\theta}{dt} \right| = \frac{|\Delta v_r|}{l_1}, \quad (2)$$

где $\Delta v_r = v_{r1} - v_{r2}$. Рассматривая систему из этих двух блестящих точек как групповую цель (§ 2.3), замечаем, что расстояния этих точек до радиолокатора в процессе движения меняются неодинаково, поэтому разность хода будет переменной:

$$\Delta r = r_1(t) - r_2(t) = \Delta r(t).$$

При облучении цели протяженным гармоническим колебанием отраженный сигнал представляет собой результат *интерференции* двух колебаний, разность фаз которых непрерывно меняется. При этом будут меняться (флюктуировать) амплитуда и фаза результирующего колебания. Спектр сигнала расширяется.

Те же выводы можно получить, основываясь на *эффекте Доплера—Белопольского*. Если радиальные скорости v_{r1} и v_{r2} различны, то отличны будут и доплеровские частоты $F_{д1} \neq F_{д2}$, а значит, и частоты сигналов $f_1 = f_0 - F_{д1}$ и $f_2 = f_0 - F_{д2}$, отраженных блестящими точками. Результирующее колебание представляет собой *биения* (рис. 2.18), период которых определяется разностью доплеровских частот

$$|\Delta F_d| = |F_{д1} - F_{д2}| = \frac{2|\Delta v_r|}{\lambda_0}$$

и равен

$$T = T_{\text{фл}} = \frac{1}{|\Delta F_d|}. \quad (3)$$

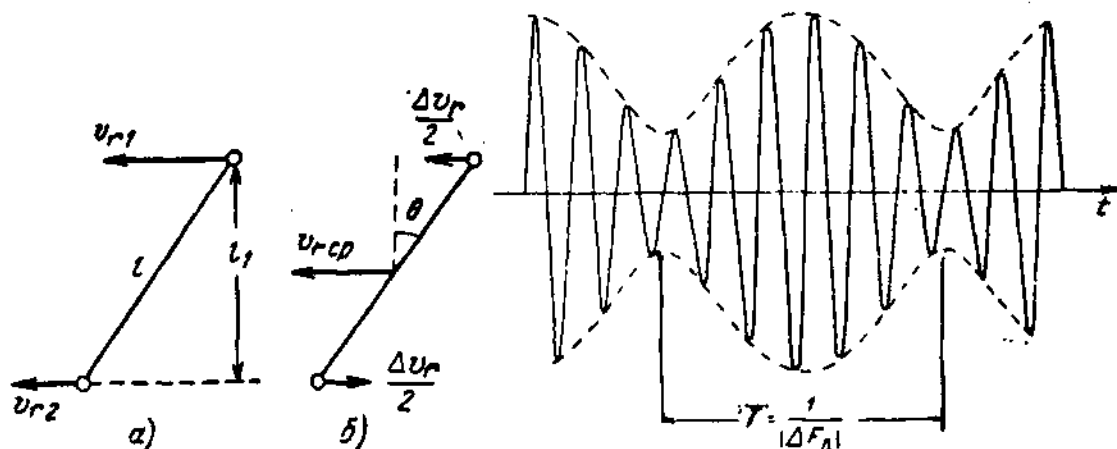


Рис. 2.17. Пояснение трансформации сигнала, отраженного совокупностью движущихся блестящих точек

Рис. 2.18. Биения сигналов, отраженных двумя движущимися блестящими точками

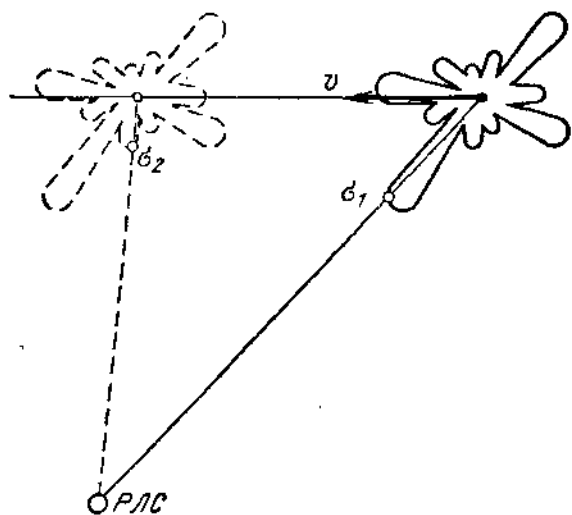


Рис. 2.19. Пояснение флюктуаций отраженного сигнала

При изменении положения блестящих точек относительно радиолокатора будет меняться как амплитуда, так и фаза биений.

К аналогичным выводам придем, заменяя совокупность блестящих точек одним излучателем со сложной диаграммой обратного вторичного излучения (рис. 2.19). Проследим за изменением напряженности поля в точке приема при движении этого излучателя. Если угловая скорость поворота излучателя составляет $\left| \frac{d\theta}{dt} \right|$, а

интервал между лепестками диаграммы $\Delta\theta$, то средний период модуляции отраженного сигнала равен

$$T_{\text{фл}} \approx \frac{\Delta\theta}{\left| \frac{d\theta}{dt} \right|}. \quad (4)$$

Для группового излучателя (см. рис. 2.17) величину $|d\theta/dt|$ можно определить по формуле (2), а $\Delta\theta$ из [(4), § 2.3] $\Delta\theta \approx \frac{\lambda_0}{2l \cos \theta}$. Поскольку $l_1 = l \cos \theta$, это приводит снова к выражению (3), найденному ранее иным, но эквивалентным способом.

Для самолета на развороте величина $\frac{d\theta}{dt} = \frac{v}{R}$ зависит от его скорости v и радиуса разворота R . Последний связан с возникающей при этом перегрузкой $\mu = \frac{a}{g} = \frac{v^2}{Rg}$, которая представляет собой отношение центростремительного ускорения a к ускорению земного тяготения g . Если, например, $\mu = 3$, $v = 300$ м/сек, то $R \approx 3$ км. $\frac{d\theta}{dt} \approx 0,1$ рад/сек. Сводя самолет к модели из двух блестящих точек с расстоянием между ними $l = 20$ м (при длине волны передатчика $\lambda_0 \approx 0,1$ м, и $\cos \theta \approx 1$) и оценивая $\Delta\theta_{\text{мин}} \approx \frac{\lambda_0}{2l} = \frac{1}{400}$ рад получим значение $T_{\text{фл мин}} \approx \frac{1}{40}$ сек.

Само принимаемое колебание при наличии амплитудной и фазовой модуляции, вызываемой изменением во времени ракурса цели, можно представить в виде

$$u_{\text{пр}}(t) = \text{Re} [B(t) U(t) e^{i2\pi (f_0 - F_{\text{д ср}}) t}], \quad (5)$$

где $B(t)$ — комплексный модулирующий множитель, обусловленный изменением ракурса; $U(t)$ и f_0 — огибающая и несущая частота сигнала; $F_{\text{д ср}}$ — средняя доплеровская частота.

Для реальных целей, которые рассматриваются начиная со следующего параграфа, функция $B(t)$, а значит, и эффективная поверхность цели σ являются случайными функциями, хотя в ряде случаев за время длительности сигнала их можно считать постоянными величинами, меняющимися лишь от реализации к реализации (§ 2.11, 2.12). Для протяженных сигналов это недопустимо и необходимо учитывать изменение функции $B(t)$ во времени, которая описывает *случайный*, практически стационарный, *процесс*, характеризующийся *энергетическим спектром* и *автокорреляционной функцией* (§ 2.13).

Г. ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ЦЕЛЕЙ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

§ 2.11. Вторичное излучение реальных целей

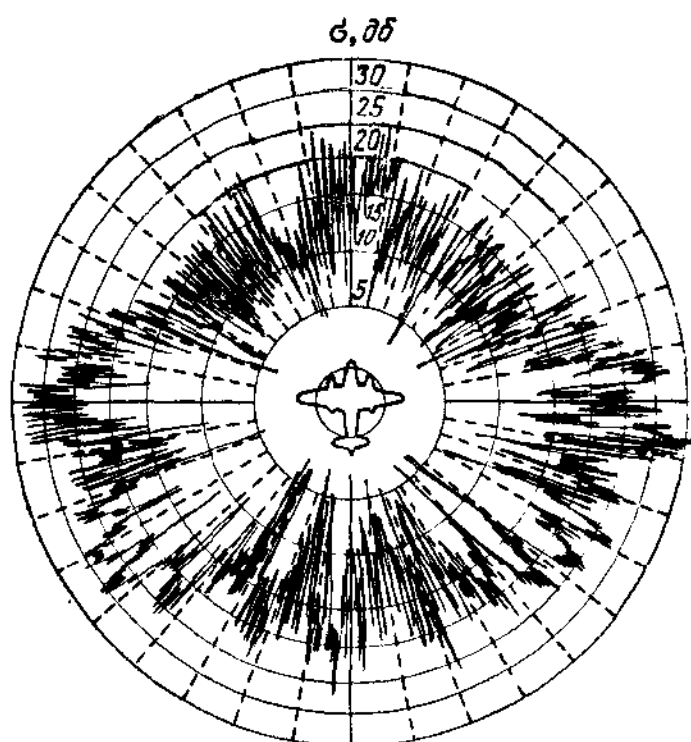
Большинство реальных радиолокационных целей, в том числе аэродинамических (самолеты и т. п.), баллистических (боевые головки ракет и др.) и орбитально-космических (искусственные спутники Земли), имеют размеры, значительно превышающие длину волны облучающих их колебаний. Конфигурация их поверхности, как правило, очень сложна. Выпуклые и гладкие элементы поверхности реальных целей представляют собой «блестящие точки». Наряду с «блестящими» на поверхности цели могут быть резонансные элементы и шероховатые участки с диффузным рассеянием. Роль диффузного рассеяния возрастает с укорочением длины волны, особенно при переходе к лазерной локации.

Диаграммы обратного вторичного излучения реальных целей имеют многолепестковый характер. Ширина лепестков зависит от отношения линейных размеров цели к длине волны, а ее оценка (например, для уровня половинной мощности) может быть произведена по формуле

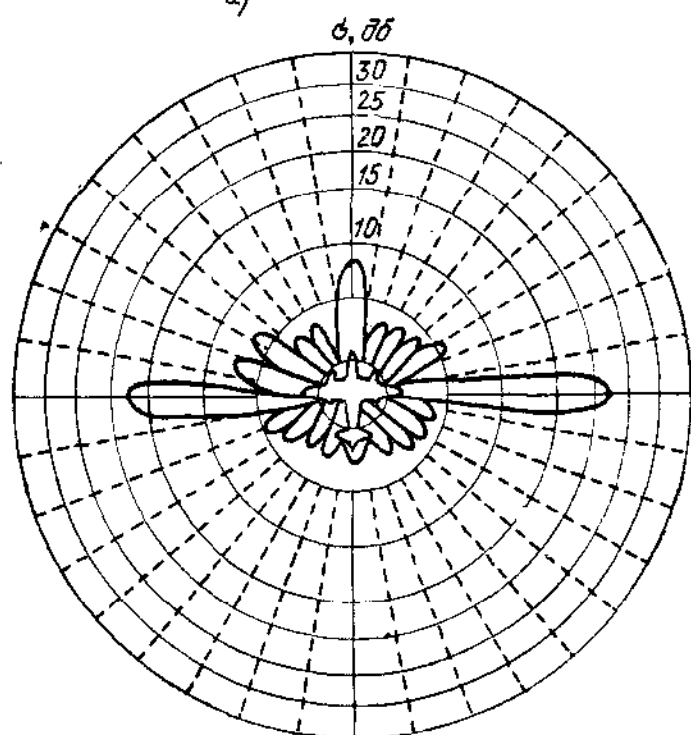
$$\Delta\theta \approx \frac{\lambda_0}{l_0}, \quad (1)$$

где l_0 — некоторый эквивалентный размер цели. Чем короче длина волны, тем уже лепестки диаграммы обратного вторичного излучения.

Сложный характер геометрической формы реальных целей затрудняет теоретическую оценку их эффективной поверхности. Поэтому часто пользуются полученными из эксперимента диаграммами обратного вторичного излучения и значениями эффективной поверхности, необходимыми, например, при расчете дальности дей-



a)



б)

Рис. 2.20. Диаграммы обратного вторичного излучения самолета в горизонтальной плоскости при $\lambda = 10 \text{ см}$ (а) и $\lambda = 3 \div 5 \text{ м}$ (б)

ствия радиолокатора (см. таблицу). Измерения производятся как по реальным целям, так и на моделях. В последнем случае вторичное излучение модели сопоставляется с вторичным излучением эталона (шара с размерами, значительно превышающими длину волны λ). Величина λ уменьшается пропорционально масштабу моделирования.

Тип радиолокационной цели	Средняя эффективная поверхность цели, м^2
Крейсер	10^4
Дальний бомбардировщик	10—50
Средний бомбардировщик	5—20
Истребитель	1—5
Рубка подводной лодки	1
Крылатая ракета	0.3—0.8
Головная часть баллистической ракеты	от 1 до 10^{-3}

Для большинства *аэродинамических* целей эффективная поверхность зависит от ракурса, но ее усредненное значение практически не зависит от длины волны. На рис. 2.20 в качестве примеров приведены диаграммы обратного вторичного излучения аэродинамических целей (самолетов), снятые при $\lambda = 10 \text{ см}$ и $\lambda = 3\div 5 \text{ м}$. Наибольшие значения эффективной поверхности соответствуют облучению с борта. Диапазон изменения $\sigma(\theta)$ велик и достигает 30—35 дБ на сантиметровых волнах. Следует указать, что при точной радиолокации крупных аэродинамических целей наряду с флюктуациями эффективной поверхности существенное значение могут иметь флюктуации положения радиолокационного центра вторичного излучения (§ 2.3).

Баллистические цели (ракеты) имеют некоторые особенности, отличающие их от других целей. При запуске, кроме боевой головки, они содержат одну или несколько ступеней, обеспечивающих вывод головки на заданную траекторию. По мере расходования горючего, эти ступени отделяются и эффективная поверхность меняется вдоль траектории. Входя в плотные слои атмосферы, боевая головка испытывает удар и торможение, вследствие чего образуется плазменная область, превращающаяся затем в «аэродинамический след». Головка, плазма и след часто не разрешаются по координатам и наблюдаются как одна цель с существенно увеличенной эффективной поверхностью σ . На рис. 2.21 точками нанесены опубликованные в литературе результаты измерения эффективной поверхности боеголовки (диаметр $d \approx 12,5 \text{ см}$) из алюминия с теплозащитным покрытием. Резкое увеличение σ в данном случае соответствует высотам 35—55 км.

Эффективная поверхность *орбитально-космических* объектов зависит от их размеров и формы. Поскольку орбита этих объектов

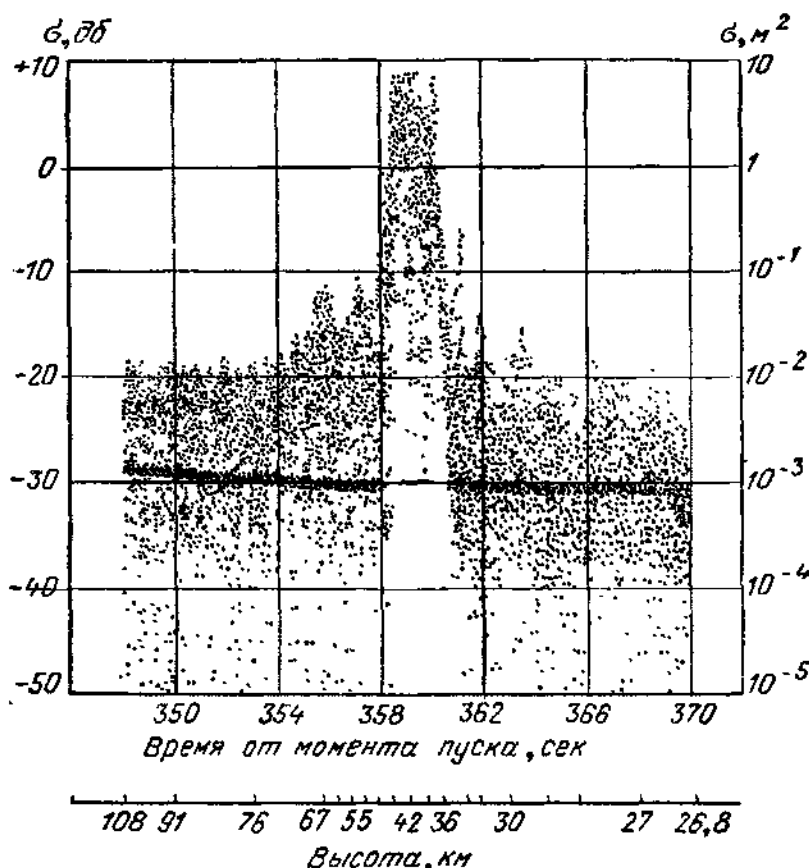


Рис. 2.21. Значения эффективной поверхности шарообразной боеголовки малых размеров

проходит через ионосферу, отраженный радиолокационный сигнал может содержать составляющую, обусловленную ионизированным следом. На рис. 2.22 показана зависимость эффективной поверхности второго советского искусственного спутника Земли от направления облучения, снятая при $\lambda \approx 69$ см. Максимальное значение эффективной поверхности составляет 250 м^2 ; минимальное — $2 \div 3 \text{ м}^2$. Третий советский спутник имел наибольшее значение эффективной поверхности 20 м^2 , наименьшее — около 1 м^2 .

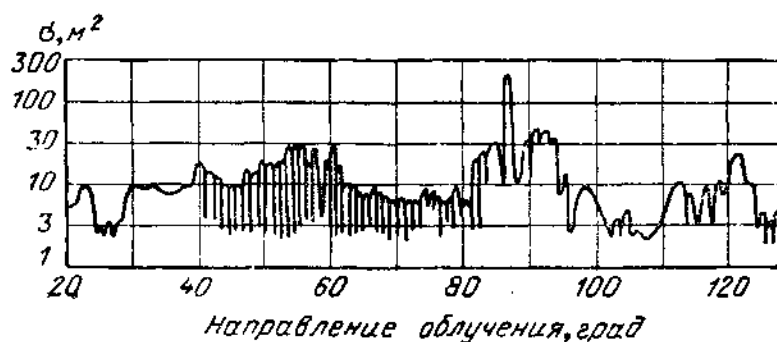


Рис. 2.22. Зависимость эффективной поверхности второго советского искусственного спутника Земли от направления облучения

§ 2.12. Законы распределения вероятностей амплитуды отраженного сигнала и эффективной поверхности

Поскольку диаграмма обратного вторичного излучения реальной цели имеет изрезанный характер, а ракурс цели случаен, то величина $\xi = \sigma(0)$ в каждый отдельно взятый момент времени будет случайной. Законы распределения этой случайной величины можно определить по экспериментально снятым диаграммам обратного вторичного излучения.

Так, например, проведя на диаграмме обратного вторичного излучения (рис. 2.23) окружность радиуса σ , можно приближенно определить вероятность $P\{\xi < \sigma\} = F(\sigma)$ (рис. 2.24) как частоту события $\xi < \sigma$, т. е. как отношение суммарной длины дуг вида *аб* окружности, ниже которых проходит диаграмма обратного вторичного излучения, ко всей длине окружности (или длине дуги в пределах выделенного сектора). По экспериментально снятой кривой $F(\sigma)$ можно найти плотность вероятности $p(\sigma)$ (рис. 2.25):

$$p(\sigma) = \lim_{\Delta\sigma \rightarrow 0} \frac{P\{\sigma < \xi < \sigma + \Delta\sigma\}}{\Delta\sigma} = \frac{dF(\sigma)}{d\sigma}.$$

От кривой $p(\sigma)$ легко вернуться к кривой $F(\sigma)$; заштрихованная на рис. 2.25 левее вертикальной прямой $\sigma = \sigma_1$ площадь определяет ординату $F(\sigma_1)$. Наряду с кривыми $F(\sigma)$, $p(\sigma)$, интересуются кривыми $F(\rho)$, $p(\rho)$, где $\rho = \sqrt{\sigma}$ — величина, пропорциональная амплитуде отраженного сигнала, для краткости называемая ниже амплитудой.

Вследствие сложности получения и истолкования результатов эксперимента на реальных целях, для выявления общих закономерностей обращаются к статистическим моделям вторичных излучателей. В качестве простейшей модели аэродинамической цели используют обычно одну из двух следующих моделей:

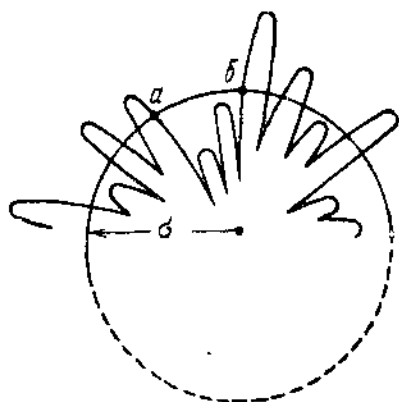


Рис. 2.23. К вычислению вероятности $P\{\xi < \sigma\} = F(\sigma)$

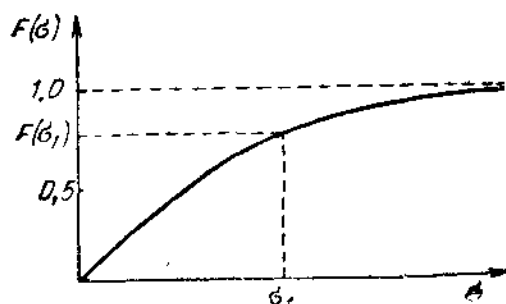


Рис. 2.24. Кривая вероятности $P\{\xi < \sigma\} = F(\sigma)$

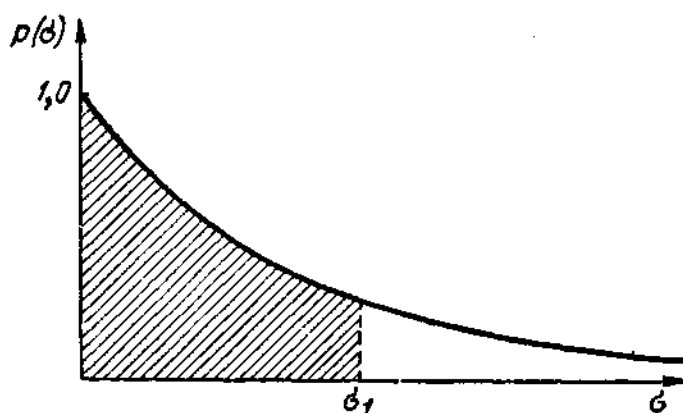


Рис. 2.25. Кривая плотности вероятности $p(\sigma)$

а) совокупность большого числа произвольно расположенных независимых и равноценных элементов с заданным средним значением суммарной эффективной поверхности σ_Σ .

б) совокупность элементов первой модели и доминирующую блестящую точку со стабильной эффективной поверхностью σ_0 , отражение от которой преобладает над отражениями отдельно взятых остальных элементов.

Замечая, что первая модель является частным случаем второй при $\sigma_0 = 0$, основное внимание уделим анализу второй модели и установим для нее закон *распределения вероятностей амплитуды отраженного сигнала* $p(\rho)$.

Обозначим случайную амплитуду сигнала, отраженного от k -й из недоминирующих блестящих точек, $\rho_k = \sqrt{\sigma_k}$, амплитуду суммарного колебания недоминирующих блестящих точек $\rho_\Sigma = \sqrt{\sigma_\Sigma}$, а само суммарное колебание представим выражением

$$\rho_\Sigma \cos(\omega_0 t - \varphi_\Sigma) = \sum_{k=1}^n \rho_k \cos(\omega_0 t - \varphi_k).$$

Обозначая далее неслучайную амплитуду сигнала, отраженного от доминирующей блестящей точки, $\rho_0 = \sqrt{\sigma_0}$, а амплитуду результирующего колебания, соответствующего доминирующей и недоминирующим блестящим точкам, как и ранее, $\rho = \sqrt{\sigma}$, само результирующее колебание запишем в виде

$$\rho \cos(\omega_0 t - \varphi) = \rho_0 \cos(\omega_0 t - \varphi_0) + \rho_\Sigma \cos(\omega_0 t - \varphi_\Sigma). \quad (1)$$

Процесс наложения колебаний можно иллюстрировать сложением векторов на диаграмме (рис. 2.26). Если обозначить проекции векторов $\rho_k \cos \varphi_k = x_k$, $\rho_k \sin \varphi_k = y_k$, $\rho_\Sigma \cos \varphi_\Sigma = x_\Sigma$ и $\rho_\Sigma \sin \varphi_\Sigma = y_\Sigma$, то из диаграммы следует, что

$$\rho^2 = x^2 + y^2;$$

$$\rho_{\Sigma}^2 = x_{\Sigma}^2 + y_{\Sigma}^2,$$

где $x = x_0 + x_{\Sigma}$, $x_{\Sigma} = \sum_k x_k$; $y = y_0 + y_{\Sigma}$, $y_{\Sigma} = \sum_k y_k$. Поскольку $\overline{x_i x_j} = 0$ при $i \neq j$, то среднее значение эффективной поверхности совокупности элементов первой модели

$$\sigma_{\Sigma} = \overline{\rho_{\Sigma}^2} = \overline{\left(\sum_k x_k\right)^2} + \overline{\left(\sum_k y_k\right)^2} = \sum_k \overline{\rho_k^2} = \sum_k \sigma_k.$$

Согласно предельной теореме Ляпунова случайные величины x и y для обеих моделей имеют нормальные законы распределения с плотностями вероятности

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2D}}, \quad p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2D}},$$

где $D = \overline{\left(\sum_k x_k\right)^2} = \overline{\left(\sum_k y_k\right)^2} = \frac{\sigma_{\Sigma}}{2}$ — дисперсия ортогональных составляющих амплитуд ρ_{Σ} и ρ .

Поскольку величины x и y независимы, их двумерная плотность вероятности $p(x, y)$ определяется как произведение одномерных:

$$p(x, y) = p(x) p(y) = \frac{1}{2\pi D} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2D}}.$$

Переходя от прямоугольной системы координат к полярной ($x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$), получим двумерную плотность вероятности в виде

$$p(\rho, \varphi) = p(x, y) \left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(\rho, \varphi)} \right|,$$

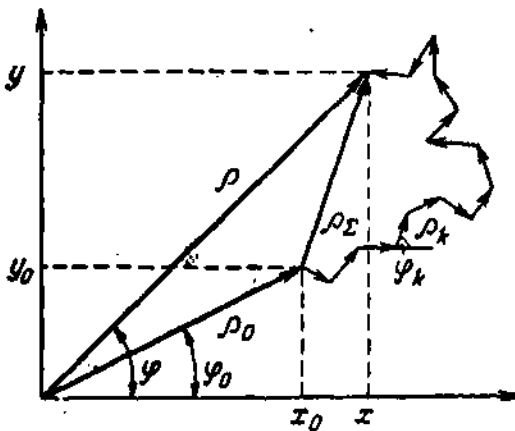


Рис. 2.26. К выводу законов распределения вероятностей амплитуды отраженного сигнала и эффективной поверхности

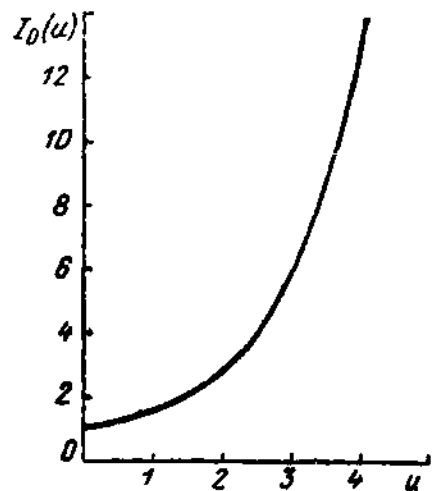


Рис. 2.27. График модифицированной функции Бесселя первого рода нулевого порядка

где

$$\left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(\rho, \varphi)} \right| = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \rho} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial \rho} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \varphi & -\rho \sin \varphi \\ \sin \varphi & \rho \cos \varphi \end{vmatrix} = \rho,$$

или

$$p(\rho, \varphi) = \frac{\rho}{2\pi D} e^{-\frac{\rho^2 + \rho_0^2}{2D}} e^{\frac{\rho\rho_0}{D} \cos(\varphi - \varphi_0)}.$$

Одномерная плотность вероятности амплитуды отражённого сигнала

$$p(\rho) = \int_0^{2\pi} p(\rho, \varphi) d\varphi$$

сводится к обобщенному закону Релея:

$$p(\rho) = \frac{\rho}{D} e^{-\frac{\rho^2 + \rho_0^2}{2D}} I_0\left(\frac{\rho\rho_0}{D}\right), \quad (2)$$

где

$$I_0(u) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{u \cos(\varphi - \varphi_0)} d\varphi \quad (2a)$$

— модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка, график которой показан на рис. 2.27.

Для частного случая первой статистической модели, когда доминирующий сигнал отсутствует ($\rho_0 = 0$), $I_0\left(\frac{\rho\rho_0}{D}\right) = 1$ и плотность вероятности амплитуды ρ определяется простым (необобщенным) законом Релея:

$$p(\rho) = \frac{\rho}{D} e^{-\frac{\rho^2}{2D}}. \quad (3)$$

Соответствующие выражениям (2) и (3) кривые плотности вероятности относительной амплитуды $\frac{\rho}{\sqrt{D}}$ результирующего сигнала приведены на рис. 2.28, а. С ростом ρ_0 кривые смещаются вправо. При $\frac{\rho_0}{\sqrt{D}} \gg 1$ закон распределения близок к нормальному с дисперсией D и средним значением ρ_0 .

Переходя к плотности вероятности эффективной поверхности $p(\sigma)$, воспользуемся выражением

$$p(\sigma) = p(\rho) \frac{d\rho}{d\sigma}, \quad (4)$$

где $\rho = \sqrt{\sigma}$ и $\frac{d\rho}{d\sigma} = \frac{1}{2\sqrt{\sigma}}$. Тогда, подставляя (2) в (4) и учитывая, что $D = \frac{\sigma_{\Sigma}}{2}$, плотность вероятности эффективной поверхности при наличии доминирующей блестящей точки получим в виде

$$\rho(\sigma) = \frac{1}{\sigma_{\Sigma}} e^{-\frac{\sigma + \sigma_0}{\sigma_{\Sigma}}} I_0\left(\frac{2\sqrt{\sigma\sigma_0}}{\sigma_{\Sigma}}\right), \quad (5)$$

а при ее отсутствии

$$\rho(\sigma) = \frac{1}{\sigma_{\Sigma}} e^{-\frac{\sigma}{\sigma_{\Sigma}}}. \quad (6)$$

Соответствующие выражениям (5) и (6) кривые плотности вероятности относительного значения эффективной поверхности $\sigma/\bar{\sigma}$, где $\bar{\sigma} = \sigma_0 + \sigma_{\Sigma}$, приведены на рис. 2.28, б. Видно, что при $\sigma_0/\sigma_{\Sigma} \gg 1$ имеет место нормализация распределения σ .

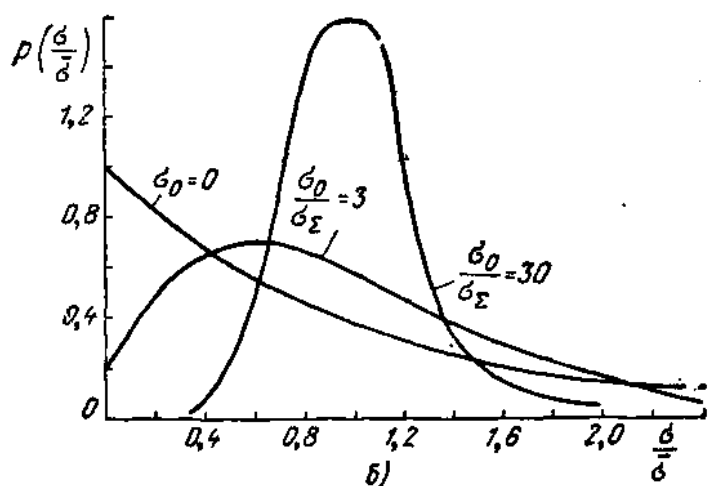
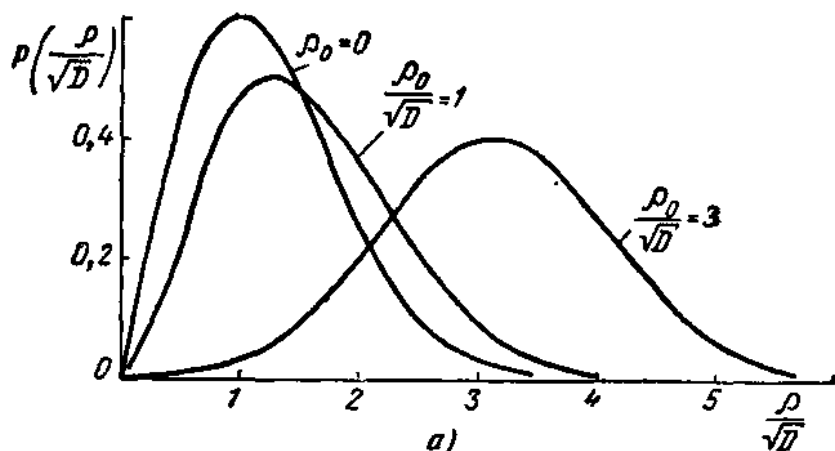


Рис. 2.28. Законы распределения вероятностей: амплитуды отраженного сигнала (а), эффективной поверхности цели (б)

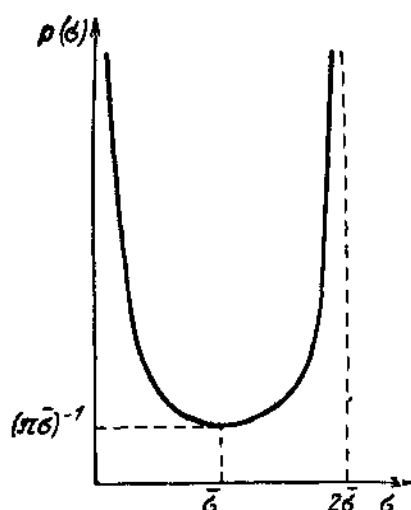


Рис. 2.29. Плотность вероятности эффективной поверхности для модели группового вторичного излучателя при $\sigma_1 = \sigma_2 = 0,5\bar{\sigma}$

Зная плотность вероятности $p(\sigma)$, можно найти закон распределения $F(\sigma) = P\{\xi < \sigma\}$. В частном случае первой модели

$$F(\sigma) = P\{\xi < \sigma\} = 1 - e^{-\sigma/\sigma_\Sigma}.$$

Для этой модели среднее значение $\bar{\sigma} = \sigma_\Sigma$, а $F(\bar{\sigma}) \approx 0,63$. Срединным называют значение, для которого

$$F(\sigma_{\text{средин}}) = P\{\xi < \sigma_{\text{средин}}\} = 1 - e^{-\sigma_{\text{средин}}/\sigma_\Sigma} = 0,5.$$

После преобразований имеем $\sigma_{\text{средин}}/\sigma_\Sigma = \lg 2/\lg e \approx 0,7$, откуда для рассматриваемой модели

$$\sigma_{\text{средин}} \approx 0,7 \sigma_\Sigma = 0,7\bar{\sigma}.$$

Законы распределения σ могут заметно отличаться от приведенных, если цели имеют небольшое число блестящих точек. Для получения законов распределения в этом случае можно использовать эксперименты на моделях, размеры которых и длина волны пропорционально уменьшены.

Чтобы предупредить излишнее обобщение изложенных выше результатов на цели с малым числом блестящих точек, рассчитаем плотность вероятности $p(\sigma)$ для модели группового вторичного излучателя (§ 2.3) при $\sigma_1 = \sigma_2 = 0,5\bar{\sigma}$. Считая $\frac{l}{\lambda} \gg 1$, а значение взаимного фазового запаздывания $\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} l \sin \theta$ равновероятным на интервале $0 < \varphi < \pi$, перейдем к закону распределения $p(\sigma)$:

$$p(\sigma) = \frac{p(\varphi)}{\left| \frac{d\sigma}{d\varphi} \right|},$$

где

$$\left| \frac{d\sigma}{d\varphi} \right| = \left| \frac{d}{d\varphi} [\bar{\sigma} (1 + \cos \varphi)] \right| = \bar{\sigma} |\sin \varphi| = \bar{\sigma} \sqrt{1 - \left(\frac{\sigma - \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} \right)^2}$$

Для значений σ в пределах $0 < \sigma < 2\bar{\sigma}$ окончательно получим

$$\rho(\sigma) = \frac{1}{\pi \sqrt{2\bar{\sigma}\sigma - \sigma^2}},$$

что соответствует кривой плотности вероятности (рис. 2.29), существенно отличающейся от экспоненты или гауссовой кривой.

§ 2.13. Энергетический спектр и автокорреляционная функция флюктуаций отраженного сигнала

Полученные выше законы распределения вероятностей случайных величин — амплитуды отраженного сигнала и эффективной поверхности цели, еще в очень малой степени характеризуют *трансформацию* протяженного сигнала, отраженного от движущейся цели. Последняя определяется случайным процессом изменения во времени модулирующего множителя $B(t)$ [(7), § 2.10]. Считая этот процесс стационарным, эргодическим со средним значением, равным нулю, вводят:

— *ненормированную автокорреляционную функцию* модулирующего множителя

$$\begin{aligned} R(\tau) &= M[B(t)B^*(t-\tau)] = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T B(t)B^*(t-\tau) dt, \end{aligned}$$

где T — интервал усреднения (при практических оценках он выбирается конечным, но достаточно большим по сравнению со средним периодом флюктуаций $T_{\text{фл}}$);

— *нормированную автокорреляционную функцию* модулирующего множителя

$$\rho(\tau) = \frac{R(\tau)}{R(0)},$$

— *спектральную плотность (энергетический спектр)* модулирующего множителя, ненормированную или нормированную, являющуюся преобразованием Фурье от одной из этих функций, например

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau^*.$$

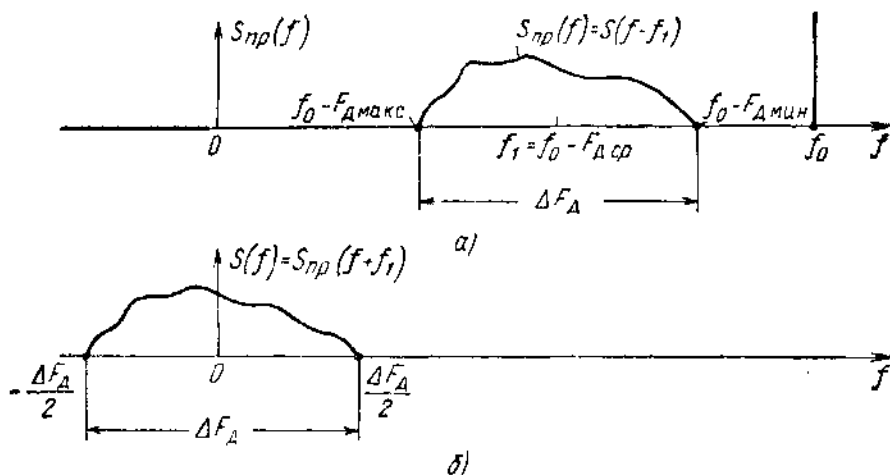


Рис. 2.30. Энергетические спектры: колебания частоты f_0 , модулированного флюктуационным процессом (а), случайного модулирующего множителя (б)

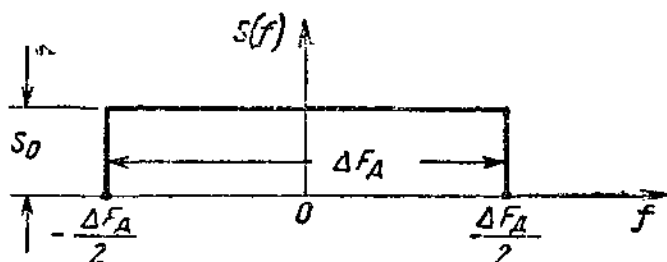


Рис. 2.31. Пример распределения мощности по частотам флюктуаций

Энергетический спектр $S(f)$ можно определить и непосредственно, основываясь на энергетическом спектре принимаемых колебаний $S_{np}(f)$. Например, для движущейся цели, облучаемой монохроматическим колебанием частоты f_0 в соответствии с § 2.10 спектр $S_{np}(f)$ имеет среднюю частоту $f_1 = f_0 - F_{д ср}$ и ширину $\Delta F_d = F_{д макс} - F_{д мин}$, где ΔF_d и $F_{д ср} = \frac{F_{д макс} + F_{д мин}}{2}$ определяются диапазоном изменения доплеровских частот. В свою очередь, смещая этот спектр на f_1 (рис. 2.30) можно получить спектр $S(f) = S_{np}(f + f_1)$.*

Если в пределах полосы ΔF_d в качестве примера положить $S(f) = S_0 = \text{const}$ (рис. 2.31), то

$$R(\tau) = R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) e^{i2\pi f\tau} df = S_0 \int_{-\frac{\Delta F_d}{2}}^{\frac{\Delta F_d}{2}} e^{i2\pi f\tau} df$$

и

$$R(0) = S_0 \Delta F_d, \text{ а } |p(\tau)| = \rho(\tau) = \frac{\sin \pi \Delta F_d \tau}{\pi \Delta F_d \tau}.$$

* В отличие от обозначений комплексной амплитуды напряжения $U(t)$ и множителя при ней $B(t)$ обозначения спектральных плотностей мощности $S(f)$, напряжения $g(f)$, комплексной амплитуды напряжения $G(f)$, а также частотной характеристики цепи $K(f)$ набраны в книге светлым шрифтом.

Кривая $\rho(\tau)$ для рассматриваемого случая представлена на рис. 2.32. Интервал времени, характеризующий ширину пика автокорреляционной функции, например $\tau_0 = \frac{1}{\Delta F_d}$, может быть назван *временем корреляции*. Время корреляции связано с шириной энергетического спектра модулирующего множителя *обратно пропорциональной* зависимостью. В случае сильной статистической связи последовательных значений сигнала имеет место узкий спектр флуктуаций и наоборот.

Для реальных целей энергетический спектр модулирующего множителя отличается от прямоугольного (рис. 2.31), а автокорреляционная функция — от полученной при расчете функции $\frac{\sin x}{x}$. Автокорреляционная функция может быть теоретически рассчитана и непосредственно на основе статистической модели цели и принятого закона ее движения. Например, для вращающейся по окружности системы хаотически расположенных блестящих точек, расстояние между которыми намного больше длины волны (приложение 1), вместо $\frac{\sin x}{x}$ получим $J_0(x)$, где по-прежнему $x = \pi \Delta F_d \tau$, а $J_0(x)$ — бесселева функция первого рода нулевого порядка, близкая по форме к $\frac{\sin x}{x}$.

Функции автокорреляции широко используются при анализе влияния флуктуаций на обнаружение и измерение параметров радиолокационных сигналов, в частности когда определяются угловые координаты цели.

Пусть цель облучается отдельными сериями (пачками) радиоимпульсов (рис. 2.33, а), повторяющимися через время обзора $t_{обз} \gg \tau_0$; каждая серия продолжается в течение времени облучения цели $t_{обл} \approx \tau_0$ и состоит из импульсов длительностью $\tau_{и} \ll \tau_0$ с периодом следования T . Поскольку $t_{обз} \gg \tau_0$, то флукту-

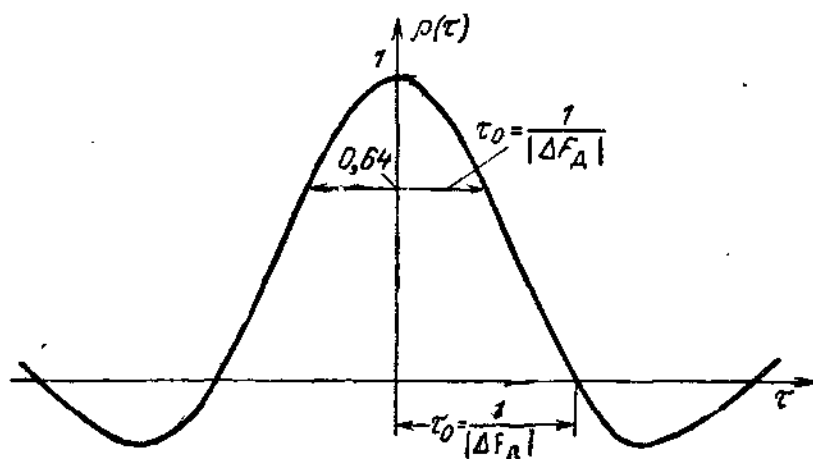


Рис. 2.32. Автокорреляционная функция случайного модулирующего множителя

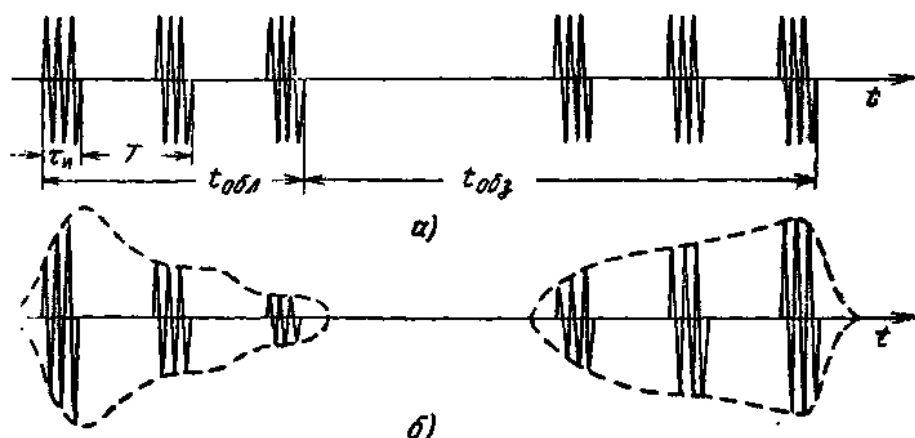


Рис. 2.33. Пояснение практического использования автокорреляционной функции для оценки влияния флюктуаций

ации соседних пачек импульсов некоррелированы, а сами пачки могут значительно отличаться по амплитуде. Ввиду того, что $t_{обл} \approx \tau_0$, амплитуды в начале и в конце пачки коррелированы в данном случае слабо, т. е. весьма вероятно их отличие. Так как $\tau_n \ll \tau_0$, существенные искажения формы каждого импульса маловероятны. Для принятых предположений искаженный сигнал имеет вид (рис. 2.33, б). Если в отличие от предыдущего $t_{обл} \ll \tau_0$, то искажения формы пачек незначительны.

Уже из приведенного примера следует, что наряду с функцией корреляции $R(\tau)$ модулирующего множителя, характеризующего нестабильность во времени *всей высокочастотной структуры сигнала*, в ряде случаев может потребоваться ненормированная $R_A(\tau)$ или нормированная $\rho_A(\tau)$ функция корреляции *одних только амплитуд*, что представляет интерес при анализе колебаний после детектора. Функцию $R_A(\tau)$ можно определить из выражения

$$R_A(\tau) = M \{ [A(t) - \overline{A(t)}] [A(t - \tau) - \overline{A(t - \tau)}] \},$$

где $A(t) = |B(t)|$ — амплитуда, а $\overline{A(t)} = M \{A(t)\}$ — ее математическое ожидание (среднее значение). При этом с точностью до единиц процентов для гауссовых процессов оказывается, что

$$\rho_A(\tau) \approx |\rho(\tau)|^2,$$

откуда следует, что время корреляции амплитуд практически такое же по порядку, но несколько меньше (примерно в 1,5 раза) времени корреляции модулирующего множителя $B(t)$. Некоторое уменьшение времени корреляции объясняется потерей части информации о сходстве случайных величин при детектировании.

Наряду с корреляцией модулирующего множителя и амплитуды отраженных колебаний в различные моменты времени представляет интерес изучение корреляции модулирующих множителей для различных несущих частот. Этот вопрос анализируется в приложении 2 и в § 5.11.

§ 2.14. Вторичное излучение гидрометеоров, земной и водной поверхностей, ионизированных областей

В отличие от сосредоточенных групповых излучателей гидрометеоры (продукты конденсации влаги в атмосфере: туман, дождь, снег), ионизированные области, участки земной и водной поверхностей относятся, как правило, к *распределенным* излучателям, т. е. излучателям, размеры которых превышают размеры разрешаемого объема. Гидрометеоры и ионизированные образования являются *объемно-распределенными*, а участки земной и водной поверхности — *поверхностно-распределенными* объектами. Вторичное излучение распределенных объектов маскирует полезные сигналы, но иногда находит практическое использование, например, для обнаружения дождевых и снежных облаков, навигации самолетов вдоль земной поверхности и т. д. Наряду с маскирующим эффектом на работе РЛС сказывается ослабление энергии вторичного излучения цели вследствие ее рассеяния и поглощения распределенными отражателями (см. также § 5.8).

Объемно-распределенные объекты обычно характеризуются *удельной эффективной поверхностью* η , т. е. средним значением эффективной поверхности на единицу объема

$$\eta = N\bar{\sigma}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}$ — среднее значение эффективной поверхности одного элементарного вторичного излучателя; N — число излучателей в единице объема.

Маскирующее действие объемно-распределенных объектов обычно определяется *величиной эффективной поверхности* σ_V , *приходящейся на разрешаемый объем* V :

$$\sigma_V = \eta V = n\bar{\sigma}, \quad (2)$$

т. е. результатом *некогерентного* суммирования полей вторичного излучения $n = NV$ элементарных вторичных излучателей в разрешаемом объеме (суммирования по мощности). Исключение составляют лишь отдельные случаи когерентного суммирования при полном и частичном отражении в ионосфере, при отражении от нераскрывшейся пачки дипольных отражателей и т. д., когда суммирование полей от элементов объемно-распределенного объекта может происходить практически синфазно (или противофазно). Перейдем к

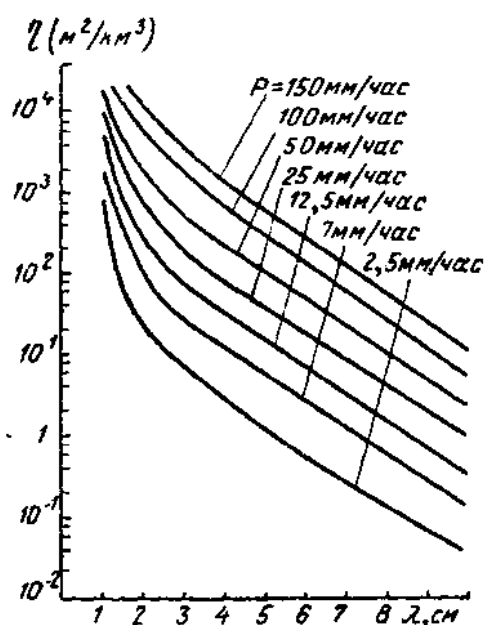


Рис. 2.34. График зависимости удельной эффективной поверхности обратного вторичного излучения дождя различной интенсивности от длины волны

удельной поверхности обратного вторичного излучения дождя η ($\text{м}^2/\text{км}^3$) от длины волны при различной интенсивности осадков P [мелкий дождь ($P = 0,25$ мм/час), умеренный ($P = 4$ мм/час), сильный ($P = 15$ мм/час), ливень ($P = 100$ мм/час)].

Вторичное излучение гидрометеоров в твердой фазе — снега, града, значительно слабее, чем в жидкой, так как величина диэлектрической проницаемости льда ($\epsilon_r \approx 3$) много меньше, чем воды, и множитель $\left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right|^2$ сравнительно мал. Исключение составляет случай, когда температура близка к температуре таяния льда и кристаллики последнего, принимая форму игл, дисков, сфероидов, покрываются пленкой воды и создают интенсивное вторичное излучение.

От ионизированных образований: ионосферы, следов метеоров, областей полярных сияний, областей искусственной ионизации (вызванной, например, высотными ядерными взрывами) — возможны три вида отражений.

1) Полное отражение, аналогичное полному внутреннему отражению в оптике, которое имеет место при

$$f < 9 \sqrt{N_0}, \quad (4)$$

где частота сигнала f в гц, а концентрация электронов N_0 в м^{-3} . В радиолокационном диапазоне волн полное отражение возможно

рассмотрению отдельных видов объемно-распределенных отражателей.

Гидрометеоры в жидкой фазе (туман, дождь) состоят из капель сферической формы, размеры которых обычно малы по сравнению с длиной волны λ . Удельная эффективная поверхность в соответствии с формулами (1) и [(5), § 2.4] равна

$$\eta = \pi^3 N \frac{\bar{d}^6}{\lambda^4} \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right|^2 \approx \pi^3 N \frac{\bar{d}^6}{\lambda^4}, \quad (3)$$

где d — диаметр капли; $\bar{d}^6$ — усредненное значение шестой степени диаметра с учетом разброса размеров капель; ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость капель воды ($\epsilon_r \gg 1$).

На рис. 2.34 дан расчетный график зависимости удельной эффек-

но только при достаточно высокой концентрации электронов 10^{14} м^{-3} (электрон/м³) и выше.

2) *Частичное отражение*, которое наблюдается в местах резкого пространственного изменения коэффициента преломления n при $\frac{dn}{dx} \lambda \sim n$, где величина $n = \sqrt{\epsilon}$, определяется электронной плотностью N_e [(4), § 5.8].

3) *Некогерентное рассеяние* на невзаимодействующих флюктуационных скоплениях электронов в пространстве, которое имеет место для любых их концентраций и при любых частотах сигнала.

Первые два вида отражения обусловлены преимущественно когерентным сложением полей вторичного излучения электронов: последний вид связан с их некогерентным сложением. Специфической особенностью рассматриваемых случаев по сравнению с более простой моделью § 2.3 является взаимодействие соседних излучателей (электронов) между собой и с окружающими ионами. Она проявляется в том, что при некогерентном рассеянии эффективная поверхность единицы объема выражается формулой

$$\eta \approx (0,5 \div 1) N_e \sigma_e$$

где N_e и σ_e — число электронов в единице объема и эффективная поверхность отдельного электрона, а дополнительный коэффициент $(0,5 \div 1)$ связан с указанными выше взаимодействиями. Для обычных ионосферных условий коэффициент 1 соответствует коротковолновой части сантиметрового диапазона, а коэффициент 0,5 — дециметровому и метровому диапазонам волн. Эффективную поверхность одного электрона найдем по формулам

[(2), § 2.2 и (3), § 2.4)], замечая, что произведение $Il = \frac{dq}{dt} l = \frac{dp}{dt}$ является первой производной дипольного момента электрона p .

Из уравнения движения электрона следует, что производная дипольного момента

$$\frac{dp}{dt} = \left| \frac{1}{j\omega} \frac{d^2 p}{dt^2} \right| = \frac{e^2}{\omega m} E_w$$

тогда

$$\sigma_e = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_0 e^2}{m} \right)^2. \quad (5)$$

После подстановки значений заряда электрона $e = 1,59 \cdot 10^{-19} \text{ К}$, его массы $m = 9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ и магнитной проницаемости свободного пространства $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ генри/м}$ получим $\sigma_e \approx 10^{-28} \text{ м}^2$.

Рассмотрим конкретные примеры когерентных и некогерентных отражений от ионизированных образований.

Ионизированные следы метеоров имеют линейную плотность $10^{10} - 10^{16} \text{ м}^{-1}$ и могут давать когерентно

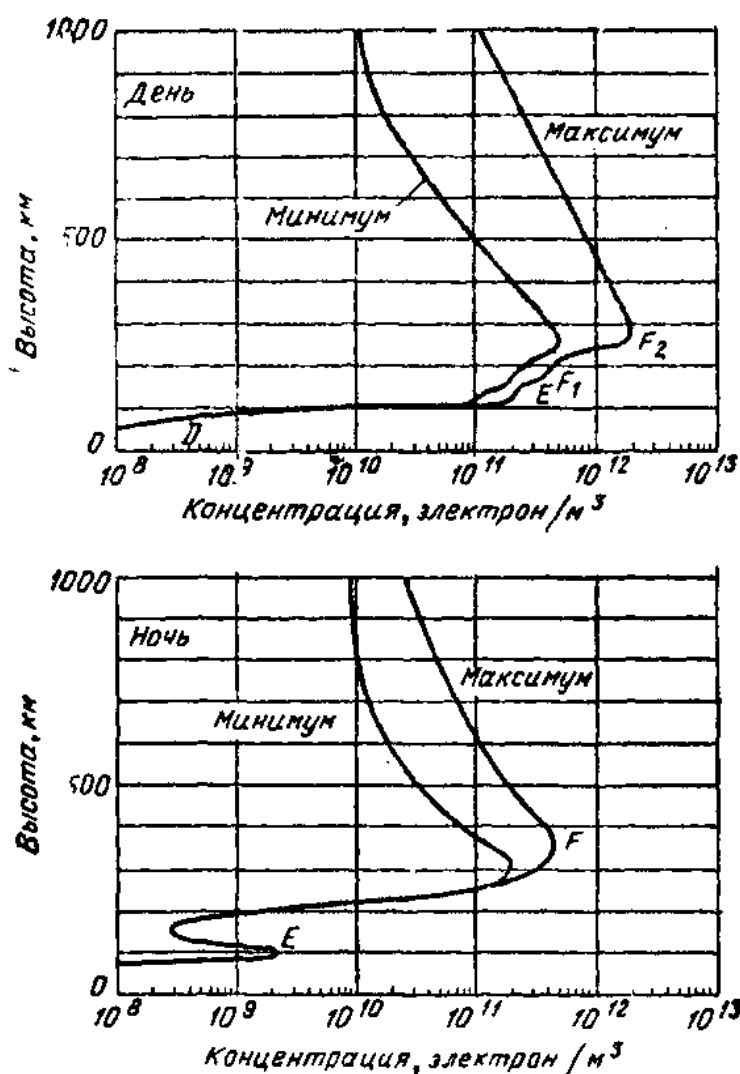


Рис. 2.35. Типичные распределения концентрации электронов по высоте в дневное и ночное время при минимальной и максимальной солнечной активности

отраженные сигналы (подобно синфазной пластинке), которые наблюдаются в течение долей, а иногда и нескольких секунд. Интенсивность отраженного сигнала зависит от угла облучения следа и максимальна при нормальном падении волны.

Полярные сияния образуются в ионосферном слое E , как правило, на высотах 90—110 км и могут иметь эффективную поверхность до нескольких квадратных километров. Интенсивность когерентного отражения полярных сияний возрастает с увеличением длины волны и тоже зависит от направления облучения.

Области искусственной ионизации могут также служить причиной интенсивного когерентного от-

ражения или переотражения радиоволн в течение определенного времени, особенно в низкочастотном диапазоне.

Естественная ионосфера в радиолокационном диапазоне вызывает в большинстве случаев только некогерентное рассеяние радиоволн. Концентрация электронов в ионосфере зависит от высоты, времени года и суток, а также от солнечной активности. Примерный вид кривых средней концентрации электронов по высоте для дня и ночи, максимума и минимума солнечной активности приведен на рис. 2.35.

В качестве частного примера найдем эффективную поверхность σ совокупности некогерентно рассеивающих электронов, находящихся в импульсном объеме V на дальности $r = 2500$ км. Пусть длительность импульса $\tau_{\text{и}} = 1$ мсек, а луч радиолокатора сантиметрового диапазона волн имеет игольчатую форму шириной $\Delta\theta = 2^\circ$. Если задаться концентрацией электронов $N_3 = 10^{12} \text{ м}^{-3}$, то эффективная поверхность единицы объема $\eta = 10^{-16} \text{ м}^{-1}$ и

$$\sigma = \eta V \approx \frac{c\tau_{\text{и}}}{2} \frac{\pi}{4} \left(\frac{r\Delta\theta}{57,3} \right)^2 \eta$$

оказывается равной примерно $0,1 \text{ м}^2$.

Поверхностно-распределенные объекты могут вызывать *зеркальное* (когерентное) и *диффузное* (некогерентное) отражения; возможны промежуточные случаи. Отражение от гладкой поверхности, размеры которой значительно превосходят длину волны λ радиолокатора, оказывается *зеркальным* (рис. 2.36, а). Отражение от шероховатых поверхностей с неровностями порядка λ является *диффузным*. При этом падающая волна рассеивается во всех направлениях и часть энергии возвращается к радиолокатору. Диаграмма направленности диффузного вторичного излучения имеет вид сферы, касательной к поверхности (рис. 2.36, б). Переход от зеркального к диффузному отражению связан с неровностями облучаемой поверхности. Одна и та же неровность по-разному сказывается на различных длинах волн и при различных углах облучения. Условие,

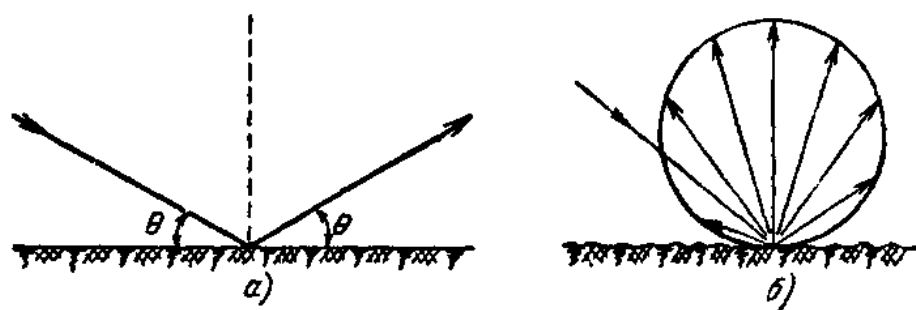


Рис. 2.36. Характер вторичного излучения радиоволн поверхностно-распределенными объектами:

а — зеркальное отражение; б — диффузное отражение

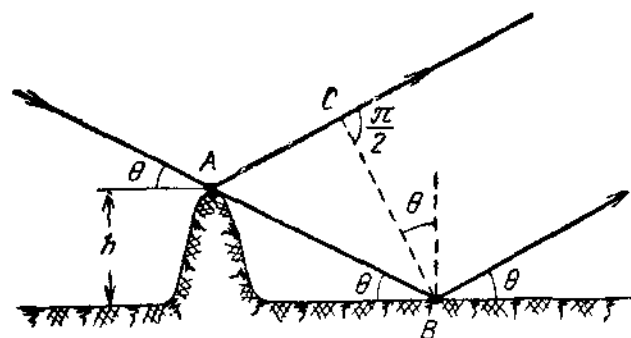


Рис. 2.37. К выводу критерия неровности

при котором поверхность с неровностью h можно считать гладкой или зеркально отражающей, иллюстрируется на рис. 2.37. Разность хода Δr между лучами, отразившимися в точках A и B , равна

$$\Delta r = AB - AC = \frac{h}{\sin \theta} \left[1 - \sin \left(\frac{\pi}{2} - 2\theta \right) \right] = 2h \sin \theta,$$

откуда, ограничивая фазовый сдвиг за счет разности хода величиной

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r \leq \frac{\pi}{4},$$

находим

$$\frac{h}{\lambda} \leq \frac{1}{16 \sin \theta}. \quad (6)$$

В сантиметровом диапазоне, даже для лучей $\theta < \frac{\pi}{60}$, близких к касательным по отношению к земной поверхности, зеркальное отражение наблюдается лишь в случае достаточно гладких поверхностей (спокойной водной поверхности, бетонированной дорожки аэродрома и т. д.). Большую же часть поверхности суши следует считать шероховатой, главным образом из-за наличия растительности.

Особенности отражения от местности используются в воздушной и морской навигации. Гладкая поверхность изображается на экране индикатора радиолокационной станции в виде темного пятна, так как падающий луч, зеркально отражаясь, к радиолокатору не возвращается. Шероховатая поверхность, часть рассеянной энергии от которой возвращается обратно, дает на экране светящуюся область.

§ 2.15. Поляризационные эффекты при вторичном излучении

Эффективная поверхность реальных объектов зависит от вида *поляризации* зондирующих колебаний. Простейший пример подобной зависимости был рассмотрен при анализе полуволнового отражателя (§ 2.5). Однако приводившиеся данные об эффективной поверхности аэродинамических целей и диаграммы обратного вторичного излучения (рис. 2.20) относились только к одному горизонтальному виду поляризации. Между тем, диаграммы обратного вторичного излучения могут меняться при изменении вида поляриза-

ции, особенно когда размеры элементов цели соизмеримы с длиной волны. В этом можно убедиться из рис. 2.38, где изображены экспериментальные диаграммы самолета при горизонтальной и вертикальной поляризациях для облучающих колебаний частоты 75 Мгц.

При облучении реальных объектов, кроме того, имеет место явление *деполяризации*, когда поляризация поля в точке приема отличается от поляризации зондирующих колебаний. Степень деполяризации определяется электрическими свойствами и формой объекта, зависит от длины волны и условий распространения.

Если цель представляет собой гладкую большую идеально проводящую *пластинку*, то при облучении ее линейно поляризованной плоской волной вторичное излучение будет также линейно поляризовано. Деполяризации колебаний и связанных с ней потерь энергии *не будет*; фаза электрического компонента поля при отражении изменяется на противоположную. Поэтому при круговой поляризации нормально падающей на пластинку плоской волны ее ортогональные компоненты в виде линейно поляризованных колебаний отражаются без деполяризации. Поле вторичной волны будет поляризовано по кругу, но меняет направление вращения, если смотреть вдоль распространения волны.

Все сказанное относительно пластинки распространяется на криволинейные тела, радиусы кривизны которых много больше длины волны.

Вибратор же, как правило, *деполяризует* проходящую волну. Пусть, например, линейно поляризованная волна падает нормально к оси вибратора таким образом, что вектор электрического поля составляет угол θ с осью вибратора (см. рис. 2.5, б). Вторичная волна

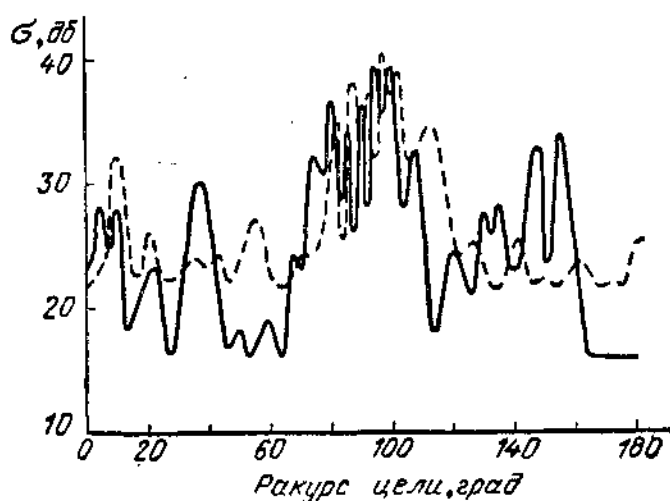


Рис. 2.38. Зависимость величины эффективной поверхности самолета от поляризации при различных ракурсах:

--- вертикальная поляризация; ——— горизонтальная поляризация

вызывается током вибратора и наряду с составляющей, рассчитанной в § 2.5, будет содержать ортогональную по поляризации составляющую.

Аналогичный вибратору эффект создают ребра и грани пластин, цилиндров и т. п.

При отражении от объектов *сложной формы* эффект деполаризации может привести к потере принимаемой энергии. Поле в точке приема, как правило, эллиптически поляризовано, независимо от поляризации первичной волны. Так, при облучении самолета линейно поляризованной волной сантиметрового диапазона часть энергии вторичного поля (-10 дБ) приходится на поперечную поляризацию. Потери принимаемой энергии при круговой поляризации облучающих колебаний иногда (по результатам измерений на $\lambda \approx 3$ см) достигают 3 дБ, что связано с неодинаковым сдвигом фаз ортогональных компонентов отраженного поля.

Деполаризация может быть вызвана не только целью, но и средой (§ 5.8).

Поляризационные эффекты могут быть использованы для повышения качества обнаружения полезных сигналов аэродинамических целей, принимаемых на фоне мешающих отражений гидрометеоров. Поскольку дождевые капли имеют близкую к сферической форму, то при облучении их волной с круговой поляризацией, создаются отражения также круговой поляризации, но противоположного направления вращения. Путем выбора конструкции антенны можно обеспечить подавление колебаний с нежелательной поляризацией. Реальные цели, не обладающие симметрией, создают вторичное поле, один из компонентов которого обязательно будет принят антенной.

Исследование поляризации отраженного сигнала позволяет также получить некоторую информацию об электрических характеристиках и форме цели.

В общем случае зависимость эффективной поверхности от поляризации облучающих колебаний удобно, с точки зрения практических приложений, представлять *поляризационной матрицей* или, как иногда говорят, *матрицей рассеяния*.

Если электрическое поле падающей волны имеет эллиптическую поляризацию, то оно может быть разложено на ортогональные составляющие $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$. Ортогонально поляризованные компоненты поля отраженной волны $E_{\text{от}}$ и $E_{\text{от}\perp}$ будут связаны с $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$ линейными соотношениями

$$E_{\text{от}} = a_{11} E_{\parallel} + a_{12} E_{\perp}, \quad E_{\text{от}\perp} = a_{21} E_{\parallel} + a_{22} E_{\perp}, \quad (1)$$

где коэффициенты $a_{ik} \equiv \sqrt{\sigma_{ik}} e^{i\varphi_{ik}}$ ($i, k = 1, 2$) являются коэффициентами отражения, причем первый индекс характеризует поляризацию излучаемого, а второй — поляризацию принимаемого колебания.

Выражения (1) характеризуют преобразования поляризации падающей волны целью и могут быть записаны в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} E_{от} \\ E_{от\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{п} \\ E_{п\perp} \end{pmatrix}.$$

Матрица

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{11}} e^{i\varphi_{11}} & \sqrt{\sigma_{12}} e^{i\varphi_{12}} \\ \sqrt{\sigma_{21}} e^{i\varphi_{21}} & \sqrt{\sigma_{22}} e^{i\varphi_{22}} \end{pmatrix}$$

и является *поляризационной матрицей*.

Если в радиолокаторе предусмотрены независимые каналы приема и передачи для ортогональных видов поляризации (например, для вертикальной и горизонтальной поляризаций), то возможно получение информации в четырех режимах, для каждого из которых могут быть измерены амплитуда и фаза принимаемого колебания относительно некоторого опорного, т. е. определена поляризационная матрица.

Для изотропных пространства и цели при одноантенной радиолокации справедлива теорема взаимности, в силу которой $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ и $\varphi_{12} = \varphi_{21}$. Поскольку начальная фаза, например φ_{11} , не может являться характеристикой цели, поляризационная матрица описывается пятью элементами (три независимыми амплитудами $\sqrt{\sigma_{11}}, \sqrt{\sigma_{12}}, \sqrt{\sigma_{22}}$ и двумя независимыми фазовыми элементами $\varphi_{22} - \varphi_{11}, \varphi_{12} - \varphi_{11}$). Ввиду того, что колебания произвольной эллиптической поляризации могут быть разложены на линейно поляризованные компоненты, поляризационная матрица для двух видов линейной поляризации полностью характеризует вторичное излучение цели при произвольной эллиптической поляризации.

Проиллюстрируем понятие поляризационной матрицы на некоторых примерах. Пусть, например, она определяется для криволинейной поверхности, радиусы кривизны которой много больше длины волны. Преобразования видов поляризации в этом случае не происходит, а эффективные поверхности σ_{11} и σ_{22} одинаковы и определяются формулой [(2), § 2.7]. Поляризационная матрица имеет вид:

$$\pi^{1/2} (\rho_1 \rho_2)^{1/2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Пусть далее поляризационная матрица определяется для полуволнового вибратора, лежащего в плоскости, ортогональной направлению на радиолокатор. В качестве ортогональных видов поляризации падающей волны выберем линейно поляризованные колебания, векторы электрического поля которых составляют с вибратором углы θ и $90^\circ - \theta$. Используя соотношения для полуволнового вибратора (§ 2.5), в данном случае имеем $\sigma_{11} = \sigma_0 \cos^4 \theta$,

$\sigma_{22} = \sigma_0 \sin^4 \theta$, где σ_0 определяется по формуле [(2), § 2.5]. Аналогично получим

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma_0 \cos^2 \theta \sin^2 \theta.$$

Полагая при этом $\varphi_{11} = \varphi_{12} = \varphi_{21} = \varphi_{22} = 0$, поляризационную матрицу представим в виде

$$\sqrt{\sigma_0} \begin{vmatrix} \cos^2 \theta & \frac{1}{2} \sin 2\theta \\ -\frac{1}{2} \sin 2\theta & \sin^2 \theta \end{vmatrix},$$

что является математической формулировкой изложенных соображений о деполяризации колебаний вибратором. В случае $\theta = 0$ диагональные члены матрицы соответственно равны 1 и 0 и деполяризации не происходит.

Поляризационная матрица преобразуется, если меняются исходные ортогонально поляризованные облучающие цель колебания.

§ 2.16. Использование особенностей вторичного излучения в целях противорадиолокационной маскировки

При решении задач противорадиолокационной маскировки используют:

- искусственное увеличение интенсивности отраженного сигнала, что позволяет создавать ложные цели, например, в виде угловых и линзовых отражателей;
- искусственное уменьшение интенсивности отраженного сигнала, что позволяет ослабить интенсивность вторичного излучения цели путем применения противорадиолокационных покрытий или придания цели специальной формы.

Угловой отражатель простейшего вида — *двугранный* — показан на рис. 2.39. К «вогнутой» поверхности такого отражателя нельзя непосредственно применять формулу [(6), § 2.6].

Учитываемые ею токи, наводимые на гранях падающей волной, создают в точке приема слишком слабое поле, которое определяется боковыми лепестками диаграмм обратного вторичного излучения пластин, образующих грани. Значительно более интенсивное поле обратного вторичного излучения при двугранном угле 90° создают токи, вызываемые переизлучением с грани на грань. Считая, что размеры граней много больше длины волны, о распределении этих токов можно судить, используя законы отражения геометрической оптики. Падающий луч, отражаясь от одной грани уголка (рис. 2.39, а) в точке A' , переизлучается на другую грань в точку B' и возвращается в обратном направлении. При произвольной величине θ весь уголок действует как некоторая синфазная пластинка,

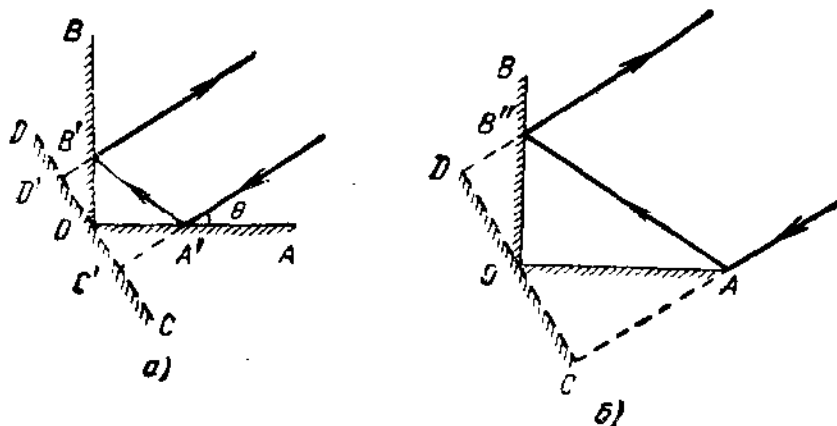


Рис. 2.39. Лучевая трактовка действия двугранного уголкового отражателя (а) и анализ распространения краевого луча (б) для обоснования размера эквивалентной пластинки

полученная в результате проектирования граней на плоскость, перпендикулярную направлению облучения. Действительно, положение точек падения A' и отражения B' не влияет на фазу колебаний в точке приема, так же как в модели нормальной пластинки. Если точки A' и B' удаляются от точки O , растет путь $A'B'$, который не учитывается в модели пластинки. Но одновременно растет сумма отрезков $A'C' + D'B'$, которая учитывается в модели пластинки, но не вводится в модель двугранного уголка. Разность

$$A'B' - (A'C' + D'B') = A'B' [1 - (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta)]$$

равна нулю. Результирующее поле, как и в § 2.6, определяется проекцией излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную направлению распространения.

Эквивалентный размер пластинки может быть установлен в соответствии с рис. 2.39, б. При углах θ , отличных от $\pi/4$, часть поверхности одной из граней (со следом BB'') не освещается переизлученной волной. Для случая $\theta < \pi/4$ (рис. 2.39, б) эквивалентный размер пластинки будет:

$$S_{\text{экв}} = S_{\text{гр}} \sin \theta + S_{\text{гр}} \lg \theta \cos \theta = 2S_{\text{гр}} \sin \theta.$$

где $S_{\text{гр}}$ — площадь одной грани уголка.

Поскольку двугранный уголкового отражатель мало эффективен при отклонении падающего луча от плоскости, нормальной ребру, используют *трехгранные* уголкового отражатели (рис. 2.40), возвращающие луч в обратном направлении после трех отражений. Максимальное значение эффективной поверхности трехгранного уголкового отражателя имеет место при облучении его в направлении оси симметрии и равно для уголка с квадратными гранями (рис. 2.40, а)

$$\sigma_{\text{кв макс}} = \frac{12\pi}{\lambda^2} S_{\text{гр}}^2.$$

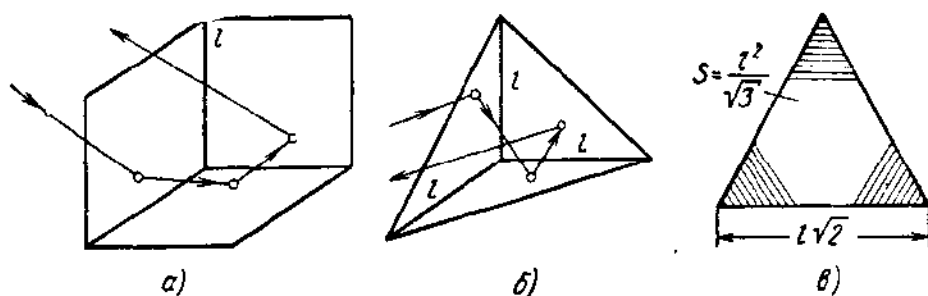


Рис. 2.40. Трехгранные уголкового отражатели:
 а — с квадратными гранями; б — с треугольными гранями; в — образование
 синфазной шестиугольной пластинки

Большей жесткостью граней обладают уголки с треугольными гранями (рис. 2.40, б), для которых

$$\sigma_{\text{тр. макс}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S^2,$$

где

$$S = \frac{l^2}{\sqrt{3}}$$

является площадью шестиугольной пластинки (рис. 2.40, в), образованной в раскрытии уголкового отражателя. Заштрихованные углы определяют нерабочие участки граней (при падении на них луч не возвращается, как на рис. 2.40, б).

Чтобы обеспечить интенсивное обратное излучение, не зависящее от направления падающей волны, создают группы из нескольких уголкового отражателей.

Точность выполнения и жесткость конструкции уголкового отражателя имеют существенное значение. Отклонение внешнего края плоскостей отражателя от теоретического положения на $\lambda/3$ уменьшает мощность отраженного сигнала примерно на 50%.

Линзовые отражатели, в частности диэлектрические линзы Люнеберга с отражающим экраном (рис. 2.41), могут быть эффективны в широком диапазоне углов падения луча. Линза имеет форму шара, показатель преломления которого изменяется по определенному закону так, что падающие лучи фокусируются в точке, диаметрально противоположной точке касания шара и фронта волны. Отраженные экраном лучи параллельны падающим. Размеры экрана влияют на ширину диаграммы обратного вторичного излучения линзового отражателя.

Наряду с уголковыми и линзовыми принципиально возможны другие типы искусственных отражателей, например *биконические*.

Малые баллистические и космические цели могут эффективно имитироваться более простыми *металлизированными надувными отражателями*, имеющими форму шара или боевой головки. Эти

отражатели могут выпускаться с боевой головки либо с последней ступени ракеты. При этом могут быть приняты меры для коррекции центра тяжести головки, смещенного при сбросе, либо изменения траектории полета последней ступени (подрыва этой ступени), чтобы затруднить распознавание цели по траектории. Из-за отсутствия торможения в верхних слоях атмосферы ложные цели перемещаются с той же скоростью, что и боеголовка, и только при входе в плотные слои атмосферы снижение скорости может стать заметным. Чтобы затруднить распознавание по этому признаку, наряду с надувными могут использоваться более тяжелые ложные цели, баллистические свойства которых приближаются к свойствам боеголовки.

Противорадиолокационные покрытия используются для ослабления вторичного излучения. Если волновое сопротивление поверхности объекта совпадает с волновым сопротивлением среды, то при нормальном падении обратное вторичное излучение отсутствует. Волновое сопротивление пропорционально частному от деления относительных магнитной μ_r и диэлектрической ϵ_r постоянных при отсутствии потерь и μ_r^* и ϵ_r^* при наличии потерь. Чем выше потери, тем меньше путь, на котором волна затухает. По такому принципу покрытия изготовляют в виде смеси неорганических ферромагнитных материалов (размолотой и подвергнутой в процессе обработки циклическому нагреву до полного устранения остаточного магнетизма). Наибольший эффект покрытия дают для волн сантиметрового диапазона. Практически, однако, трудно обеспечить равенство μ_r^* и ϵ_r^* в широком диапазоне частот при полном затухании волны в тонком слое покрытия. Поэтому используются и несколько иные принципы создания противорадиолокационных покрытий, а именно:

- 1) поглощения колебаний в них при одновременном плавном изменении свойств или структуры поглощающего материала;
- 2) гашения отражаемых колебаний за счет интерференции.

Перечисленные принципы создания противорадиолокационных покрытий могут использоваться в комплексе. Тем не менее, по характеру основного явления, используемого при создании покрытий, последние делятся на поглощающие и интерференционные.

Поглощающие покрытия уменьшают эффективную поверхность за счет поглощения энергии в материале покрытия. Малое отражение возможно при постепенном и плавном из-

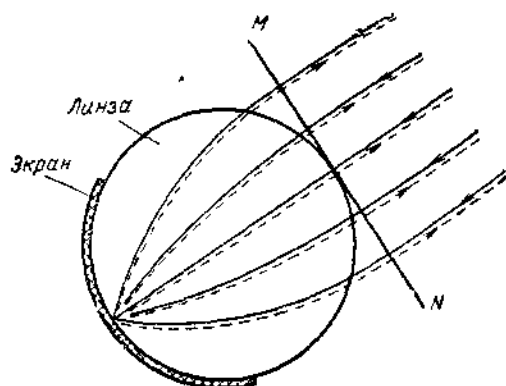


Рис. 2.41. Принцип отражения диэлектрической линзой Люнеберга с экраном

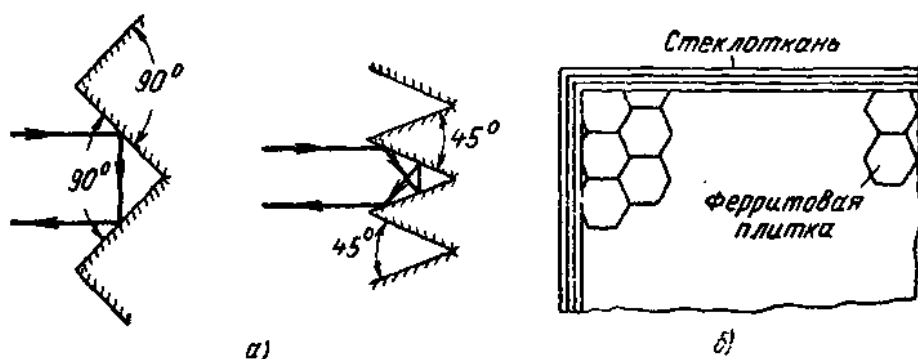


Рис. 2.42. Виды поглощающих покрытий:
а — шиповидной структуры; б — ячеистой структуры

менении физических свойств поглощающего материала. Часто используют однородный материал поглотителя, но в него в к р а п л и в а ю т неоднородности, которые, рассеивая энергию падающей волны во всевозможных направлениях, обеспечивают более эффективное поглощение. В видоизмененной конструкции поглотителя за счет шиповидной структуры поверхности (рис. 2.42, а) увеличивается число и уменьшается интенсивность отражений. Описаны ячеистые конструкции поглощающих покрытий в виде состыкованных модульных шестиугольных ферритовых плиток в сочетании со стеклотканью (рис. 2.42, б).

Покрытия интерференционного типа (рис. 2.43) обеспечивают на своей поверхности взаимное гашение колебаний, отраженных в нормальном направлении от покрытия и объекта. Полное гашение обеспечивается в случае противофазности и равенства амплитуд этих колебаний. Противофазность достигается путем выбора толщины l покрытия, кратной четверти длины волны $\lambda/4\sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ в нем. Равенство амплитуд интерферирующих волн устанавливается в процессе многократных отражений. Достоинством интерференционных покрытий является их небольшая толщина. Однако при малом затухании такое покрытие является острорезонансным. Чтобы расширить полосу неотражающего покрытия, подбирают коэффициент затухания, добиваясь равенства амплитуд взаимогающихся колебаний.

В другом типе широкополосного покрытия (рис. 2.44) слои диэлектрика с малыми потерями чередуются с тонкими слоями проводящего материала, причем проводимость этих последних возрастает по мере приближения к поверхности маскируемого объекта. Такие проводящие слои могут создаваться методами напыления, окраски и т. д.

Противорадиолокационные покрытия могут использоваться как для маскировки всего объекта в целом, так и для маскировки его отдельных блестящих элементов. Для маскировки ракеты, ее боеголовки, самолета стремятся создать материалы, которые, обеспечивая противорадиолокационные свойства, являлись бы в то же

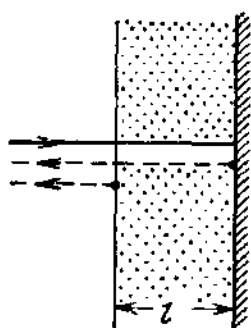


Рис. 2.43. Интерференционное покрытие

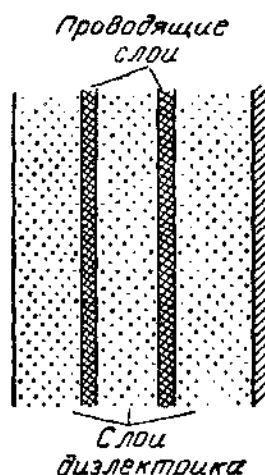


Рис. 2.44. Принцип создания широкополосных неотражающих покрытий

время неотъемлемой частью конструкции, выдерживающей механическую и тепловую нагрузки. Описаны накидки и костюмы для противорадиолокационной маскировки танков, орудий, людей и т. д.

Специальные *малоотражающие формы объектов* рассчитаны на отклонение максимума отраженной энергии в сторону от направления на приемник радиолокатора. При экспериментальном исследовании вторичного излучения на моделях могут ставиться наклонные проводящие и отражающие энергую плоскости, которые экранируют отражение от стен. Головным частям баллистических ракет может придаваться коническая форма, чтобы ослабить их вторичное излучение. Последнее наиболее эффективно в случае стабилизации этих частей в полете. Специальные формы могут придаваться и аэродинамическим крылатым ракетам типа «воздух—земля».

Малоотражающие формы имеют неодинаковую эффективность в диапазоне частот. Для гладкой проводящей конической поверхности с углом при вершине 2θ , облучаемой вдоль оси, по формуле [(6), § 2.6], соответствующей условиям совмещенной локализации, можно получить

$$\sigma = \lambda^2 (\operatorname{tg}^4 \theta) / 16\pi.$$

Отсюда видно, что эффективная поверхность σ тем меньше, чем короче длина волны λ .

Чтобы обеспечить активную радиолокацию объектов в условиях противорадиолокационной маскировки, требуются большие мощности зондирующих сигналов и более чувствительные системы обнаружения и измерения параметров отраженных сигналов, чем при отсутствии маскировки, особенно, если используется ограниченный диапазон частот.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ ФЛЮКТУАЦИОННЫХ ПОМЕХ

А. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ ОБНАРУЖЕНИЯ

§ 3.1. Качественные показатели и критерии оптимальности радиолокационного обнаружения

В результате процесса обнаружения должно быть выдано *решение* о наличии или отсутствии цели в произвольном разрешаемом объеме зоны действия радиолокатора. Решение может быть принято при двух взаимно исключающих *условиях*:

условие A_1 — «цель есть»,
условие A_0 — «цели нет»,

которые при выработке решения неизвестны.

За счет помех и флуктуаций полезного сигнала каждому условию могут соответствовать два вида решений:

решение A_1^* — «цель есть»,
решение A_0^* — «цели нет».

(Третьего решения — «не знаю» — после завершения процесса обнаружения быть не должно.) Обратим внимание на то, что решения A_1^* и A_0^* обозначаются так же, как и условия, но с добавлением звездочки.

При обнаружении возможны четыре ситуации совмещения случайных событий «решения» и «условия»:

- 1) ситуация $A_1^* A_1$ (правильное обнаружение);
- 2) ситуация $A_0^* A_1$ (пропуск цели);
- 3) ситуация $A_1^* A_0$ (ложная тревога);
- 4) ситуация $A_0^* A_0$ (правильное необнаружение).

Перечисленным ситуациям соответствуют четыре вероятности совмещения событий, сумма которых равна единице:

$$P(A_1^* A_1) + P(A_0^* A_1) + P(A_1^* A_0) + P(A_0^* A_0) = 1. \quad (1)$$

Каждому ошибочному решению поставим в соответствие некоторую плату — *стоимость ошибки* r_{ik} ($i = 0, 1$; $k = 0, 1$). Для безошибочных решений эту стоимость условимся считать равной нулю $r_{11} = r_{00} = 0$. Тогда систему обнаружения можно характеризовать *средней стоимостью* (математическим ожиданием стоимости) ошибочных решений

$$M\{r\} = \bar{r} = r_{01}P(A_0^* | A_1) + r_{10}P(A_1^* | A_0). \quad (2)$$

Лучшей из сравниваемых систем обработки можно тогда считать систему, удовлетворяющую критерию минимума этой стоимости, иначе — *критерию минимума среднего риска*.

Ввиду того что задание вероятностей наличия и отсутствия целей $P(A_1)$ и $P(A_0)$, называемых априорными (допытными), вызывает практические трудности, затруднителен и расчет вероятностей совмещения $P(A_0^* | A_1)$ и $P(A_1^* | A_0)$. Поэтому при проектировании и испытании реальной аппаратуры переходят к *условным вероятностям*, являющимся качественными показателями обнаружения при условиях наличия и отсутствия цели.

Качественными показателями обнаружения при условии наличия цели являются соответствующие условные вероятности *правильного обнаружения*

$$D = P(A_1^* | A_1) = P(A_1^* A_1) / P(A_1) \quad (3)$$

и *пропуска цели*

$$\hat{D} = P(A_0^* | A_1) = P(A_0^* A_1) / P(A_1). \quad (4)$$

Поскольку соответствующие одному и тому же условию A_1 решения A_1^* и A_0^* взаимоисключающие, то

$$D + \hat{D} = 1. \quad (5)$$

Качественными показателями обнаружения при условии отсутствия цели являются условные вероятности *ложной тревоги*

$$F = P(A_1^* | A_0) = P(A_1^* A_0) / P(A_0) \quad (6)$$

и *правильного необнаружения*

$$\hat{F} = P(A_0^* | A_0) = P(A_0^* A_0) / P(A_0), \quad (7)$$

причем

$$F + \hat{F} = 1.$$

Используя приведенные соотношения (3)—(7), выражение (2) для средней стоимости ошибки можно представить в виде

$$\bar{r} = r_{01} \hat{D} P(A_1) + r_{10} F P(A_0)$$

или, после замены $\hat{D} = 1 - D$ и простых преобразований,

$$\bar{r} = r_{01} P(A_1) [1 - (D - l_0 F)], \quad (8)$$

где
$$l_0 = \frac{r_{10} P(A_0)}{r_{01} P(A_1)}. \quad (9)$$

При этом критерий оптимизации обнаружения по минимуму среднего риска сводится к так называемому *весовому критерию*

$$D - l_0 F = \max. \quad (10)$$

Последний показывает, что по совокупности требований повышения условной вероятности правильного обнаружения D и понижения условной вероятности ложной тревоги F *следует стремиться к увеличению «взвешенной» разности $D - l_0 F$* . Множитель l_0 , называемый *весовым множителем*, зависит от соотношения стоимостей ошибок каждого вида и вероятностей наличия или отсутствия цели в исследуемом участке пространства.

Если при одинаковом весовом множителе l_0 сравниваются две системы обработки информации, из которых первая является оптимальной, то в силу (10) можно написать $D_{\text{опт}} - l_0 F_{\text{опт}} \geq D - l_0 F$, или $D_{\text{опт}} \geq D + l_0(F_{\text{опт}} - F)$. Тогда при $F \leq F_{\text{опт}}$ имеем $D_{\text{опт}} \geq D$ или $\hat{D}_{\text{опт}} \leq \hat{D}$. Это означает, что *оптимальный обнаружитель дает наименьшую вероятность пропуска среди всех обнаружителей, у которых условная вероятность ложной тревоги не больше, чем у оптимального*. Данное условие можно принять в качестве самостоятельного критерия оптимальности (критерий Неймана — Пирсона), который, однако, как и весовой, по существу является следствием более общего критерия минимума среднего риска.

Допустимые значения условных вероятностей правильного обнаружения и ложной тревоги обычно устанавливаются из *практических* соображений. Значения условных вероятностей ложной тревоги F и правильного необнаружения $\hat{F}$ задаются обычно для разрешаемого элемента пространства. За определенный интервал времени работы радиолокатор просматривает большое число m таких элементов. Каждый из этих элементов может явиться источником ложной тревоги, непроизводительно загружающим вычислительные устройства обработки информации, либо приводящим к неправильным конечным решениям. Поэтому наряду с вероятностями F и $\hat{F}$ для одного элемента вводятся соответствующие условные вероятности F_m и $\hat{F}_m$ для совокупности из m элементов. Условная вероятность правильного необнаружения $\hat{F}_m$ (отсутствия ложной тревоги) для совокупности из m элементов по теореме умножения вероятностей независимых событий является произведением m одинаковых вероятностей отсутствия ложной тревоги для каждого из m

элементов разрешения. В частном случае, если условные вероятности ложной тревоги для всех элементов разрешения одинаковы, получим

$$\hat{F}_m = (\hat{F})^m = (1 - F)^m,$$

откуда при $F < \frac{1}{m}$ вероятность хотя бы одной ложной тревоги для совокупности из m элементов

$$F_m = 1 - (1 - F)^m \approx mF. \quad (11)$$

При $m \gg 1$ величина $F_m \gg F$. Поэтому в теории обнаружения радиолокационных сигналов обычно оперируют с весьма малыми значениями допустимой вероятности ложной тревоги для каждого из разрешаемых элементов $F_{\text{доп}} = F_{m\text{доп}}/m$.

Пусть в течение длительности цикла обзора, равной 10 сек, просматривается $m = 10^5$ раздельно разрешаемых элементов пространства. Тогда, задаваясь, например, допустимым значением условной вероятности ложной тревоги $F_{m\text{доп}} = 10^{-1} \div 10^{-3}$ (хотя бы один раз за весь цикл обзора), найдем, что допустимое значение условной вероятности ложной тревоги в каждом разрешаемом объеме будет $F_{\text{доп}} = 10^{-6} \div 10^{-8}$. Это значит, что если оператор принимает решение о наличии цели по пачке импульсов, образующих «дужку» на экране индикатора, то вероятность образования ложной отметки, близкой к «дужке» и проходящей через данную точку экрана, не должна быть выше $10^{-6} \div 10^{-8}$. Естественно, что отдельные шумовые выбросы на экране могут при этом появляться со значительно большей вероятностью.

Подобное встречается и при автоматизированной обработке, в том числе с использованием электронных цифровых вычислительных машин. В последнем случае отсеивание излишне большого числа ложных тревог в отдельных периодах повторения импульсов производится не оператором, а машиной, в результате может быть обеспечена условная вероятность ложной тревоги менее заданной величины $F_{\text{доп}}$, например $F_{\text{доп}} = 10^{-6} \div 10^{-8}$ для всего сигнала (пачки импульсов) в целом. Допустимое значение условной вероятности ложной тревоги для этого сигнала может быть повышено, если производительность вычислительной машины достаточно велика и обеспечивает в дальнейшем отсеивание ложных отметок при завязке трасс целей.

Вероятность правильного обнаружения D стремятся сделать возможно большей, что особенно трудно обеспечить, когда цель находится на значительном удалении и энергия отраженных сигналов крайне мала. Границу зоны обнаружения радиолокатора определяют величиной предельной дальности, на которой условная вероятность пропуска за один цикл обзора не более некоторого допустимого значения $\hat{D}_{\text{доп}}$. Обычно принимают $\hat{D}_{\text{доп}} = 0,05 \div 0,5$, т. е. $D_{\text{доп}} = 0,95 \div 0,5$. В некоторых случаях требования к

радиолокатору повышаются: принимают $\hat{D}_{\text{доп}} = 0,01 \div 0,0001$, т. е. $D_{\text{доп}} = 0,99 \div 0,9999$.

Из изложенного следует, что основными качественными показателями радиолокационного обнаружения являются *условные вероятности правильного обнаружения D и ложной тревоги F* . В пределах зоны обнаружения должны обеспечиваться требования $F \leq F_{\text{доп}}$, $D \geq D_{\text{доп}}$. Использование условных вероятностей F и D позволяет вести необходимые расчеты при отсутствии данных об априорных вероятностях $P(A_1)$ и $P(A_0)$. Величина l_0 , связанная с этими вероятностями, как будет показано ниже, не влияет на структуру оптимальной обработки, а выбор параметров схемы обработки может быть произведен по допустимому значению условной вероятности ложной тревоги F .

В дополнение к изложенному дадим еще два примера оценки величины D .

Для протяженных целей, которые могут занимать несколько (m) разрешаемых объемов, справедлива формула, аналогичная точной части равенства (11),

$$D_m = 1 - (1 - D)^m,$$

когда $D_m > D$. Однако такой случай встречается крайне редко.

Чаше ставится задача не пропустить ни одну из n целей. Вероятность противоположного события, а именно, пропуска хотя бы одной цели — составляет

$$\hat{D}_n = 1 - D^n.$$

При условии, что эта вероятность менее допустимой $\hat{D}_n < \hat{D}_{n \text{ доп}}$, получим

$$D \geq \sqrt[n]{1 - \hat{D}_{n \text{ доп}}}.$$

Например, при $\hat{D}_{n \text{ доп}} = 0,01$ и $n = 100$ требуемое значение $D \geq \sqrt[100]{1 - 0,01} \approx 1 - \frac{0,01}{100} = 0,9999$, что согласуется с приведенными выше данными.

§ 3.2. Простейший пример оптимизации обнаружения

Пусть имеется стрелочный прибор, показание которого характеризуется числом y (рис. 3.1). На прибор поступает либо сумма напряжений сигнала x и помехи n , так что $y = x + n$, либо одно напряжение помехи $y = n$, т. е.

$$y = n + Ax, \quad (1)$$

где неизвестный дискретный параметр A принимает значение 0 или 1. Таким образом, задача сводится к тому, чтобы по измеренной величине y дать оценку этого параметра A^* , оптимальную с точки зрения критерия минимума среднего риска или эквивалентного ему весового критерия.

Считаем, что величины x , y и n за время наблюдения не меняются. Ожидаемое значение сигнала x точно известно. Закон распределения случайной величины n также известен; далее его будем считать нормальным (гауссовым).

На рис. 3.2, а показаны плотности вероятности случайной величины y при условиях отсутствия сигнала $A = A_0 = 0$ и его наличия $A = A_1 = 1$:

$$p(y|A_0) = p_n(y), \quad p(y|A_1) = p_{\text{сп}}(y). \quad (2)$$

Здесь индексы «п» и «сп» указывают на различие математических выражений $p_n(y)$ и $p_{\text{сп}}(y)$ при наличии одной помехи и наличии сигнала с помехой. Кривая $p_{\text{сп}}(y)$ сдвинута по отношению к кривой $p_n(y)$ на постоянную величину x . Математически это можно записать так:

$$p_{\text{сп}}(y) = p_n(y - x). \quad (3)$$

Любое закономерное решение задачи обнаружения может быть описано *решающей функцией* $A^* = A^*(y)$, которая в зависимости от реализации y принимает одно из двух значений: 0 или 1.

График одной из возможных решающих функций (не обязательно оптимальной) приведен на рис. 3.2, б. Из графика следует, что в данном случае для $y_0 < y < y_1$ принимается решение о наличии сигнала. Условные вероятности D и F имеют смысл вероятностей попадания случайной величины y в интервал $y_0 \div y_1$ при условии «сигнал — помеха» или «помеха» и соответствуют заштрихованным площадям под кривыми $p_{\text{сп}}(y)$ и $p_n(y)$ на графике (рис. 3.2, а).

Вводя в общем случае произвольную решающую функцию, выражения для D и F можно записать в виде интегралов в бесконечных пределах

$$D = \int_{-\infty}^{\infty} A^*(y) p_{\text{сп}}(y) dy, \quad F = \int_{-\infty}^{\infty} A^*(y) p_n(y) dy. \quad (4)$$

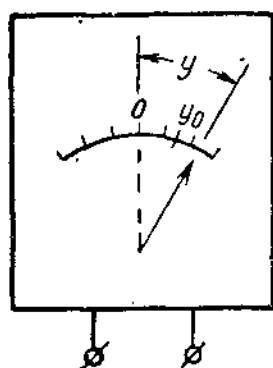


Рис. 3.1. Простейший стрелочный обнаружитель

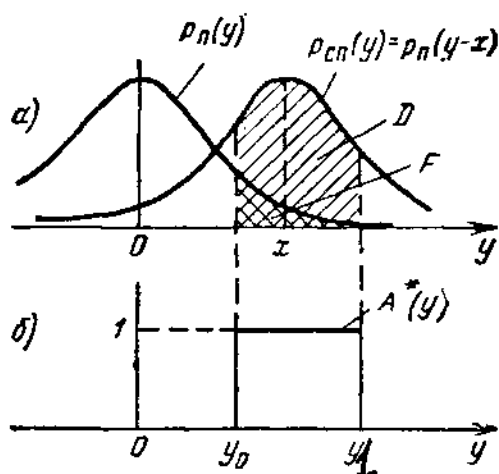


Рис. 3.2. Условные плотности вероятности $p_n(y)$ и $p_{\text{сп}}(y)$; график одной из возможных решающих функций $A^*(y)$

Действительно, участки оси y , для которых $A^*(y) = 1$, определяют площади под кривыми $p_{\text{сн}}(y)$ и $p_{\text{н}}(y)$ подобно тому, как это показано на рис. 3.2, а; участки, для которых $A^*(y) = 0$, при интегрировании все равно дадут нуль.

Выражение $D - l_0 F$, соответствующее весовому критерию, может быть тогда представлено в виде

$$D - l_0 F = \int_{-\infty}^{\infty} p_{\text{н}}(y) A^*(y) [l(y) - l_0] dy, \quad (5)$$

где
$$l(y) = \frac{p_{\text{сн}}(y)}{p_{\text{н}}(y)}. \quad (6)$$

Согласно весовому критерию оптимальной является такая система обнаружения, которая обеспечивает максимум интеграла (5). Чтобы выполнить это условие, достаточно для каждого y добиться наибольшего значения подынтегрального выражения за счет выбора решающей функции $A^*(y)$. Эта функция принимает только два значения: 0 или 1, так что подынтегральное выражение либо обращается в нуль, либо умножается на единицу. Чтобы достичь наибольшего значения всего интеграла в целом, достаточно обеспечить наибольшее значение подынтегрального выражения для каждого y , поэтому полагаем:

1) $A^*(y) = 1$, если подынтегральное выражение при этом положительно;

2) $A^*(y) = 0$ в противном случае.

Поскольку плотность вероятности $p_{\text{н}}(y)$ не может принимать отрицательных значений, то оптимальное правило решения задачи обнаружения может быть записано в виде

$$A_{\text{опт}}^*(y) = \begin{cases} 1, & \text{если } l(y) > l_0, \\ 0, & \text{если } l(y) < l_0. \end{cases} \quad (7)$$

Величина $l(y) = p_{\text{сн}}(y)/p_{\text{н}}(y)$ называется *отношением* (или коэффициентом) *правдоподобия*. Отношение правдоподобия представляет собой *отношение плотностей вероятности одной и той же реализации y при двух условиях*: когда действует сигнал и помеха и когда действует только помеха. Оно характеризует, какую из гипотез о выполнении указанных взаимоисключающих условий следует считать более правдоподобной. Как и обе плотности вероятности, отношение правдоподобия не может выражаться отрицательным числом. Решение о наличии сигнала принимается, если отношение правдоподобия превышает пороговую величину l_0 , в противном случае принимается решение об отсутствии сигнала.

Итак, критерием оптимального обнаружения может служить критерий отношения правдоподобия, являющийся следствием общего критерия минимума среднего риска. Этот критерий наиболее удобен для практических расчетов.

Поскольку еще не было использовано предположение о законе распределения помехи, проведенное рассуждение пригодно для произвольного закона распределения. Если же помеха описывается центральным гауссовым распределением со стандартным отклонением n_0 и дисперсией n_0^2 , то при отсутствии сигнала, когда $y = n$,

$$p_n(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} n_0} e^{-\frac{y^2}{2n_0^2}}, \quad (8)$$

а при его наличии

$$p_{cn}(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} n_0} e^{-\frac{(y-x)^2}{2n_0^2}}. \quad (9)$$

При этом отношение правдоподобия будет

$$l(y) = \frac{e^{-\frac{(y-x)^2}{2n_0^2}}}{e^{-\frac{y^2}{2n_0^2}}} = e^{-\frac{x^2}{2n_0^2}} e^{\frac{xy}{n_0^2}}. \quad (10)$$

Зависимость $l(y)$ для $x > 0$ показана на рис. 3.3. На оси ординат отложено пороговое значение l_0 . В силу монотонного хода кривой условие $l(y) > l_0$ эквивалентно $y > y_0$, а $l(y) < l_0$ — условию $y < y_0$ (рис. 3.3). Тогда при $x > 0$

$$A_{\text{опт}}^*(y) = \begin{cases} 1, & \text{если } y > y_0, \\ 0, & \text{если } y < y_0. \end{cases} \quad (11)$$

Отсюда видно, что первоначально принятая решающая функция

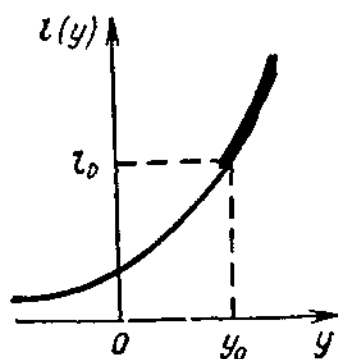


Рис. 3.3. Зависимость отношения правдоподобия от результатов наблюдения

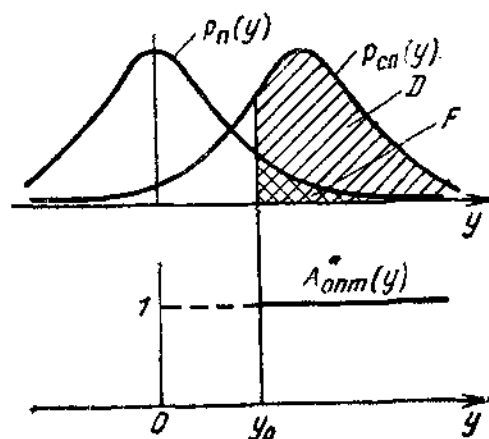


Рис. 3.4. Кривые условных плотностей вероятности $p_n(y)$, $p_{cn}(y)$ и график оптимальной решающей функции $A_{\text{опт}}^*(y)$

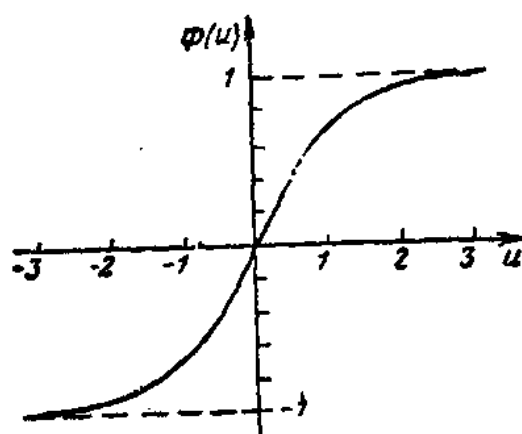


Рис. 3.5. График интеграла вероятности.

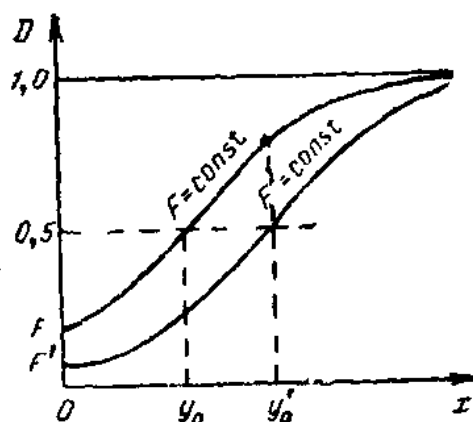


Рис. 3.6. Кривые обнаружения

(рис. 3.2, б) была неоптимальной. Чертеж с оптимальной решающей функцией, аналогичный рис. 3.2, представлен на рис. 3.4. В нем не отбрасывается участок площади под кривой $p_{\text{сн}}(y)$ правее точки y_1 (рис. 3.2), что увеличивает вероятность D . Величина же вероятности F при гауссовой статистике возрастает в существенно меньшей степени и соответствует при этом площади под кривой $p_{\text{н}}(y)$ (рис. 3.4) правее абсциссы y_0 . Величину y_0 будем называть *порогом*. При заданном уровне помех условная вероятность ложной тревоги F зависит только от величины y_0 :

$$F = \int_{y_0}^{\infty} p_{\text{н}}(y) dy = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{y_0/n_0}^{\infty} e^{-\frac{s^2}{2}} ds = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{y_0}{n_0} \right) \right], \quad (12)$$

где
$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^u e^{-\frac{s^2}{2}} ds$$

— интеграл вероятности, график которого представлен на рис. 3.5.

Таким образом, величину порога можно выбирать непосредственно по заданному уровню вероятности ложной тревоги, что соответствует критерию Неймана — Пирсона. Это позволяет избегать учета априорных (доопытных) данных о наличии или отсутствии сигнала при реальном проектировании аппаратуры.

Условная вероятность правильного обнаружения D соответствует площади под кривой $p_{\text{сн}}(y)$ правее абсциссы y_0 :

$$D = \int_{y_0}^{\infty} p_{\text{сн}}(y) dy = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{(y_0-x)/n_0}^{\infty} e^{-\frac{s^2}{2}} ds = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{y_0-x}{n_0} \right) \right]$$

или, в силу нечетности $\Phi(u) = -\Phi(-u)$, окончательно

$$D = \frac{1}{2} \left[1 + \Phi \left(\frac{x-y_0}{n_0} \right) \right]. \quad (13)$$

При заданном уровне помех n_0 величина D зависит не только от порога y_0 , но и от величины ожидаемого сигнала (рис. 3.6). Зависимость $D(x)$ может быть построена качественно из анализа площади под кривой $p_{\text{сн}}(y)$ на рис. 3.4 и количественно — в соответствии с соотношением (13). В частности, при $x = 0$ значение $D = F$, при $x = y_0$ значение $D = 0,5$, при $x \gg y_0$ значение $D \approx 1$. Чем выше уровень порога y_0 и меньше условная вероятность ложной тревоги F , тем больше кривая $D(x)$ сдвигается вправо. При этом для обеспечения той же вероятности D требуется больший уровень полезного сигнала. Кривые, изображенные на рис. 3.6, носят название *кривых обнаружения*.

Вопросы отыскания оптимальных решающих функций и построения кривых обнаружения, рассмотренные выше на простейшем примере оптимизации, явятся в дальнейшем важными разделами теории обнаружения реальных сигналов.

§ 3.3. Постановка задачи оптимального обнаружения реальных сигналов

Реальные сигналы являются функциями времени. Поэтому в отличие от рассмотренного в § 3.2 простейшего примера, результирующее колебание на входе приемника (т. е. еще неискаженное в его электрических цепях) имеет вид

$$y(t) = n(t) + Ax(t, \alpha, \beta), \quad (1)$$

где $n(t)$ — колебание помехи на входе (или пересчитанное на вход) приемника, представляющее собой стационарный случайный процесс с известными статистическими характеристиками;

A — дискретный случайный параметр, принимающий значение 0 или 1;

$x(t, \alpha, \beta)$ — известная функция времени и параметров α, β , описывающая ожидаемый сигнал с учетом закона его модуляции, метода обзора пространства и т. п.;

α — фиксируемый при обнаружении параметр или совокупность параметров ожидаемого сигнала (время запаздывания, доплеровское смещение частоты и т. п.). При обнаружении цели в диапазоне дальностей (скоростей) для каждого фиксированного α этого диапазона нужно обеспечить принятие оптимального решения;

β — случайный нефиксируемый при обнаружении параметр или совокупность $\beta_1, \beta_2, \dots$ таких параметров (начальная фаза сигнала, его амплитуда, совокупность начальных фаз и амплитуд сигнала, состоящего из отдельных посылок). Поскольку при обнаружении эти параметры не фиксируются, задается плотность вероятности их распределения $p(\beta)$ или $p(\beta_1, \beta_2, \dots)$.

Наиболее существенной задачей теории оптимального обнаружения является отыскание закономерного решающего правила при-

нятия решений о наличии или отсутствии цели ($A^* = 0$ или $A^* = 1$) в зависимости от вида функции $y(t)$, т. е. отыскание *дискретного функционала*

$$A_{\text{опт}}^* = A_{\text{опт}}^* [y(t)]$$

(функционалом называют переменную величину, значение которой зависит от вида функции).

Если решение принимается для различных значений α в некотором диапазоне их изменения, то необходимо найти $A_{\text{опт}}^*$ как функцию α

$$A_{\text{опт}}^*(\alpha) = A_{\text{опт}}^* [y(t) | \alpha].$$

Критерием оптимальности может служить критерий минимума среднего риска, либо вытекающий из него более удобный весовой критерий, не требующий непосредственного использования доопытных данных о наличии или отсутствии цели.

Наряду с указанной задачей в теории обнаружения решаются задачи установления практически приемлемых принципов построения (синтеза) аппаратуры обработки сигнала, которая будет работать в соответствии с оптимальным решающим правилом, и оценки качественных показателей обнаружения, аналогичных рассмотренным в § 3.2.

При написании формулы (I) имелось в виду, что зондирующий сигнал не изменяется под воздействием принимаемых колебаний $y(t)$, так что функция $x(t, \alpha, \beta)$ от $y(t)$ не зависит. Со случаем, когда параметры зондирующего сигнала меняются в процессе приема реализации $y(t)$, выходящим за пределы поставленной задачи и относящимся к *последовательному* анализу, мы встретимся в § 5.3 и 5.5.

§ 3.4. Методика решения задачи оптимального обнаружения реальных сигналов

По аналогии с примером оптимизации (§ 3.2), рассматривая статистические вопросы обнаружения, необходимо найти подходящий способ сопоставления вероятностей различных реализаций колебания $y(t)$ при наличии или отсутствии сигнала. Одним из наиболее простых путей в этом направлении является введение предположения о спектре сигналов и помех, *ограниченном* некоторой наивысшей частотой $f_{\text{макс}}$, величину которой в дальнейшем можно будет выбрать произвольно большой и снять тем самым наложенное ограничение. Известно, что для функций с ограниченным спектром справедлива *теорема Котельникова*, позволяющая представить функцию $y(t)$ в виде одной из разновидностей разложения в ряд по *неслучайным* функциям $\psi_k(t)$ со случайными коэффициентами y_k :

$$y(t) = \sum_k y_k \psi_k(t). \quad (1)$$

В данном случае $y_k = y(t_k)$ — это значения функции $y(t)$ в дискретные равноотстоящие моменты времени $t_k = k\Delta t$ ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), где Δt — интервал дискретизации, связанный с граничной частотой

$$\Delta t = \frac{1}{2f_{\text{макс}}}, \quad (2)$$

а $\psi_k(t)$ — это сдвинутые между собой на время Δt функции вида $\frac{\sin x}{x}$:

$$\psi_k(t) = \frac{\sin 2\pi f_{\text{макс}}(t - t_k)}{2\pi f_{\text{макс}}(t - t_k)}. \quad (3)$$

Как видно из рис. 3.7, при суммировании сдвинутых во времени и измененных в y_k раз функций $\frac{\sin x}{x}$ значения этих функций в момент времени $t = t_k$, все, кроме одного, обращаются в нуль, а это последнее значение будет $y_k = y(t_k)$. В промежуточные моменты времени сумма ряда и описываемая ею функция $y(t)$ совпадают потому, что сумма ряда не испытывает заметных колебаний во времени, поскольку она не содержит спектральных составляющих, период которых менее $\frac{1}{f_{\text{макс}}} = 2\Delta t$. Развернутое доказательство

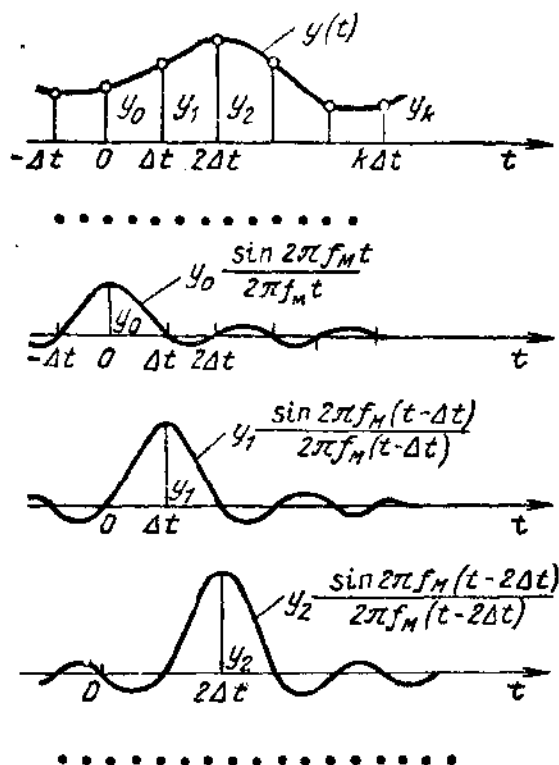


Рис. 3.7. Пояснение теоремы Котельникова

дано в приложении 3.

Используя теорему Котельникова, различные реализации непрерывной функции $y(t)$ можно свести к многомерным случайным величинам $Y = \{y_1, y_2, \dots\}$. Область определения этих величин называют многомерным пространством. Известно, что одномерные случайные ве-

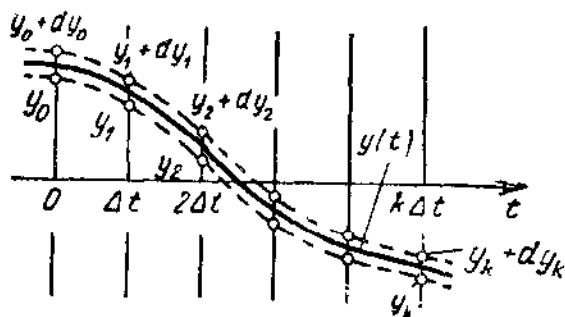


Рис. 3.8. Пояснение понятия плотности вероятности реализации $y(t)$

личины характеризуются точками на прямой y_1 , двумерные — точками на плоскости y_1, y_2 , трехмерные — точками в пространстве y_1, y_2, y_3 . Многомерное пространство понимают как некоторую абстракцию, наглядно иллюстрируемую с помощью трехмерного, двумерного (плоскость) или одномерного (прямая) пространства. При этом точку многомерного пространства понимают как условное наименование реализации коэффициентов разложения y_k .

При непрерывном распределении вероятностей каждую реализацию $y_1, y_2, \dots$ можно характеризовать своей *многомерной плотностью вероятности* $p(y_1, y_2, \dots)$. Умноженные на $dy_1 dy_2 \dots$ эти плотности характеризуют совместную вероятность реализации первой одномерной величины в пределах между y_1 и $y_1 + dy_1$, второй — в пределах между y_2 и $y_2 + dy_2$ и т. д. Поскольку величины $y_1, y_2, \dots$ однозначно определяют всю кривую, то величина $p(y_1, y_2, \dots) dy_1 dy_2 \dots$ представляет собой вероятность попадания реализации кривой $y(t)$ на «дорожку» (рис. 3.8), определяемую интервалами задания дискретов $y_k < y < y_k + dy_k$.

Более кратко многомерную плотность вероятности $p(y_1, y_2, \dots)$ будем обозначать $p(Y)$, а соответствующие условные плотности вероятности при наличии одной помехи $p_{\text{п}}(Y)$ и сигнала и помехи $p_{\text{сп}}(Y)$. Дискретный функционал $A^*[y(t)]$ переходит в *дискретную функцию* $A^*(Y)$, как и ранее, принимающую в зависимости от Y два значения: 0 или 1. Выбор наилучшей решающей функции $A_{\text{опт}}^*(Y)$, т. е. *наилучшее разбиение* многомерного пространства на области $A^* = 0$ и $A^* = 1$, представляет собой ближайшую задачу теории обнаружения.

Решая эту задачу по аналогии с § 3.2, найдем выражения D и F для произвольной функции $A^*(Y)$:

$$\begin{aligned} D &= \int_{(Y)} p_{\text{сп}}(Y) A^*(Y) dY, \\ F &= \int_{(Y)} p_{\text{п}}(Y) A^*(Y) dY, \end{aligned} \quad (4)$$

где $dY = dy_1 dy_2 \dots$, а область интегрирования соответствует всем возможным значениям величины Y . Составляя весовой критерий $D - l_0 F$, находим

$$D - l_0 F = \int_{(Y)} p_{\text{п}}(Y) [l(Y) - l_0] A^*(Y) dY, \quad (5)$$

где

$$l(Y) = \frac{p_{\text{сп}}(Y)}{p_{\text{п}}(Y)} \quad (6)$$

— отношение правдоподобия для многомерной случайной величины. Как и в § 3.2, максимум весового критерия достигается при оптимальной решающей функции

$$A_{\text{опт}}^*(Y) = \begin{cases} 1, & \text{если } l(Y) > l_0, \\ 0, & \text{если } l(Y) < l_0. \end{cases} \quad (7)$$

где l_0 — пороговое значение отношения правдоподобия, обычно выбираемое в зависимости от заданного уровня условной вероятности ложной тревоги.

Принимаемое колебание $y(t)$ с неограниченным спектром описывается многомерной выборкой Y тем лучше, чем меньше интервал дискретизации Δt , т. е. больше граничная полоса аппроксимации $f_{\text{макс}} = \frac{1}{2\Delta t}$. Поэтому можно считать, что в пределе при $\Delta t \rightarrow 0$ определяется *искомый функционал*

$$A_{\text{опт}}^*[y(t) | \alpha] = \begin{cases} 1, & \text{если } l[y(t) | \alpha] > l_0, \\ 0, & \text{если } l[y(t) | \alpha] < l_0, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$l[y(t) | \alpha] = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\rho_{\text{ср}}[Y | \alpha]}{\rho_{\text{ш}}[Y]}. \quad (9)$$

В соотношении (9) параметр α вошел только в числитель, так как при отсутствии сигнала плотность вероятности реализации Y от параметра сигнала α не зависит.

Описанная методика решения с использованием теоремы Котельникова не является единственно возможной, но в силу своей простоты наиболее удобна для первоначального изучения.

§ 3.5. Статистика флюктуационной помехи

Методика оптимизации обнаружения (§ 3.4) предусматривает наличие сведений о статистике помехи, на фоне которой производится обнаружение сигнала. Одной из основных и простейшей с точки зрения математического анализа является *флюктуационная помеха* (флюктуационный шум). Эта помеха наводится в приемной антенне, либо создается во входных элементах приемного устройства за счет теплового движения электронов в сопротивлениях, дробового эффекта в электронных приборах и т. п.

При воздействии на узкополосную колебательную цепь случайные толчки помехи вызывают налагающиеся переходные процессы, тем более продолжительные, чем уже полоса Δf (рис. 3.9). В каждый отдельный момент времени налагается большое число случайных воздействий и мгновенные значения флюктуационного шума в соответствии с центральной предельной теоремой подчиняются *нормальному* (гауссову) закону. Этот закон можно экспериментально наблюдать, снимая с помощью фотоэлемента распределение яркости экрана осциллографа, на вертикально отклоняющие пластины которого подана флюктуационная помеха при выключенной горизонтальной развертке. На экране при этом наблюдается свет-

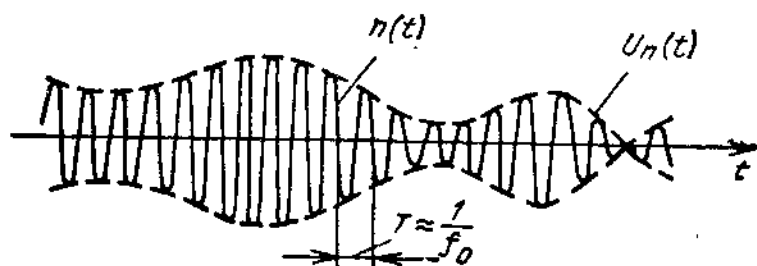


Рис. 3.9. Случайная реализация помехи на выходе резонансного усилителя, настроенного на частоту f_0

лая вертикальная черта, яркая в центре и темная по краям. *Распределение амплитуд* недетектированного шума, как и распределение амплитуд *мгновенных значений*, соответствует простому закону Релея (§ 2.12). При подаче такого шума на вертикально отклоняющиеся пластины при выключенной горизонтальной развертке наблюдается светлая вертикальная черта с несимметричным распределением яркости; наибольшая яркость соответствует наивероятнейшему значению амплитуды.

Структура реализаций шума (рис. 3.9) зависит от характера переходных процессов в цепи, с выхода которой снимается этот шум. Чтобы описать структуру, достаточно снять кривую *автокорреляционной функции* шума, например, с помощью схемы (рис. 3.10). В ней предусмотрены: задержка флюктуационного напряжения на произвольное время τ ; перемножение задержанного и незадержанного колебаний, например, путем встречного включения диодов с квадратичными характеристиками, на которые поданы полусумма и полуразность перемножаемых напряжений $\left[\left(\frac{n_1 + n_2}{2} \right)^2 - \left(\frac{n_1 - n_2}{2} \right)^2 \right] = n_1 n_2$; наконец, усреднение во времени, которое приближенно осуществляется с помощью интегрирующей цепи типа *RC*. В результате для каждой фиксированной задержки τ недетектированного шума получим величину, которую можно принять за истинное значение корреляционной функции

$$R(\tau) = \overline{n(t)n(t-\tau)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T n(t)n(t-\tau) dt \quad (1)$$

с тем большей точностью, чем больше период усреднения по сравнению с $\frac{1}{\Delta f}$.

По заданному распределению спектральной *плотности мощности помехи* $N_0(f)$ корреляционную функцию напряжения стационарного шума, поданного на сопротивление 1 ом, можно найти из соотношения

$$R(\tau) = \int_0^{\infty} N_0(f) \cos 2\pi f \tau df. \quad (2)$$

Если шум действует в полосе от 0 до $f_{\text{макс}}$ со спектральной плотностью N_0 , то

$$R(\tau) = N_0 f_{\text{макс}} \frac{\sin 2\pi f_{\text{макс}} \tau}{2\pi f_{\text{макс}} \tau}, \quad (3)$$

откуда видно, что чем шире полоса, тем быстрее ослабляются корреляционные связи помехи (длительность переходных процессов меньше).

В предельном случае $f_{\text{макс}} \rightarrow \infty$ имеем шум с равномерным распределением мощности по спектру. По аналогии с белым светом, также имеющим равномерное распределение по спектру, такой шум называют белым. Корреляционная функция белого шума имеет вид дельта-функции

$$R(\tau) = N_0 \int_0^{\infty} \cos 2\pi f \tau df = \frac{N_0}{2} \delta(\tau), \quad (4)$$

где

$$\delta(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi f \tau} df. \quad (5)$$

Последняя обладает свойством

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\tau) d\tau = 1. \quad (6)$$

Она обращается в бесконечность при $\tau = 0$ и в нуль при $\tau \neq 0$.

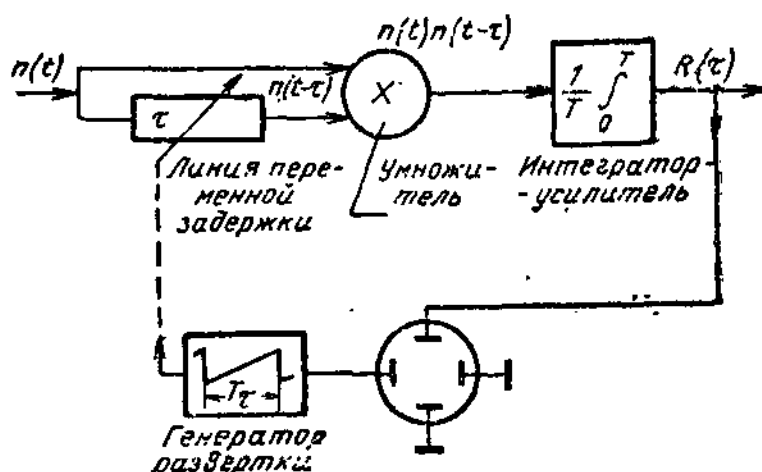


Рис. 3.10. Схема осциллографического наблюдения корреляционной функции флюктуационной помехи

Для отыскания многомерных плотностей вероятности $p_{\Pi}(y_1, y_2, \dots)$ реализаций дискретов Котельникова ($y_1 = n_1, y_2 = n_2, \dots$) «квазибелого» шума (спектр равномерен лишь в пределах конечной полосы $0 < f < f_{\text{макс}}$) существенно установить корреляционные моменты (ковариации) отдельных дискрет

$$\overline{y_k y_l} = \overline{y(t_k) y(t_l)} = R(t_k - t_l).$$

Считая, что дискретизация производится в точном соответствии с шириной спектра помехи, имеем $t_k - t_l = \frac{k-l}{2f_{\text{макс}}}$, откуда

$$\overline{y_k y_l} = N_0 f_{\text{макс}} \frac{\sin \pi (k-l)}{\pi (k-l)}. \quad (7)$$

Таким образом, различные дискреты ($k \neq l$) оказываются между собой некоррелированными, а дисперсия произвольной дискреты может быть найдена как произведение спектральной плотности N_0 на полосу $f_{\text{макс}}$. Обратим внимание на то, что здесь размерность спектральной плотности помехи $\left[\frac{\text{вт}}{\text{гц}}\right] = [\text{дж}]$. При этом дисперсия напряжения на сопротивлении 1 ом численно определяется величиной $N_0 f_{\text{макс}}$, измеряемой в $[\text{дж} \cdot \text{гц}] = [\text{вт}] = \left[\frac{\text{в}^2}{\text{ом}}\right]$.

Поскольку отсутствие корреляции произвольных величин y_k и y_l ($k \neq l$) при нормальном законе распределения означает их статистическую независимость, используя теорему умножения для плотностей вероятностей, получим

$$p_{\Pi}(y_1, y_2, \dots) = p_{\Pi}(y_1) p_{\Pi}(y_2) \dots, \quad (8)$$

где

$$p_{\Pi}(y_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N_0 f_{\text{макс}}}} e^{-\frac{y_k^2}{2N_0 f_{\text{макс}}}} = \sqrt{\frac{\Delta t}{\pi N_0}} e^{-\frac{y_k^2 \Delta t}{N_0}}. \quad (9)$$

Б. ОТНОШЕНИЕ ПРАВДОПОДОБИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ОБРАБОТКА КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ

§ 3.6. Отношение правдоподобия и простейший корреляционный обнаружитель для сигнала с полностью известными параметрами

Наиболее простой пример вычисления отношения правдоподобия относится к случаю, когда ожидаемый сигнал $x(t, \alpha)$ не имеет неизвестных параметров. Тогда при условии наличия сигнала и помехи принимаемое колебание $y(t)$ отличается от случайного колебания шума на известную функцию $x(t, \alpha)$:

$$y(t) = n(t) + x(t, \alpha).$$

Дискретные значения y_k , соответствующие этому колебанию, удовлетворяют равенствам

$$y_k = n_k + x_k,$$

где x_k — известные величины (дискретные значения сигнала), $k = 1, 2, \dots$.

Это значит, что наличие сигнала приводит к смещению распределения величин y_k по сравнению со случаем, когда действует одна помеха и $y_k = n_k$. Аналогично соотношению [(3), § 3.2] можно написать

$$p_{\text{сп}}(y_1, y_2, \dots) = p_{\text{п}}(y_1 - x_1, y_2 - x_2, \dots). \quad (1)$$

Таким образом, отношение правдоподобия для сигнала с полностью известными параметрами может быть представлено в виде

$$l(Y | \alpha) = \frac{p_{\text{п}}(y_1 - x_1, y_2 - x_2, \dots)}{p_{\text{п}}(y_1, y_2, \dots)}. \quad (2)$$

Используя соотношения [(8), (9), § 3.5)], найдем

$$l(Y | \alpha) = \frac{e^{-\frac{(y_1 - x_1)^2 \Delta t}{N_0}} e^{-\frac{(y_2 - x_2)^2 \Delta t}{N_0}} \dots}{e^{-\frac{y_1^2 \Delta t}{N_0}} e^{-\frac{y_2^2 \Delta t}{N_0}} \dots},$$

или

$$l(Y | \alpha) = e^{-\frac{1}{N_0} \sum_k x_k^2 \Delta t} e^{\frac{2}{N_0} \sum_k x_k y_k \Delta t}. \quad (3)$$

Выражение (3) определяет искомое отношение правдоподобия для сигнала с полностью известными параметрами и помехи в виде квазиглобального шума. Оно допускает простой предельный переход к случаю белого шума, когда $f_{\text{макс}} \rightarrow \infty$, а $\Delta t \rightarrow 0$. При этом сумма в показателе степени первого сомножителя перейдет в интеграл, численно равный энергии ожидаемого сигнала,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \sum_k x_k^2 \Delta t = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t, \alpha) dt = \mathcal{E}(\alpha). \quad (4)$$

Сумма же в показателе степени второго сомножителя перейдет в интеграл

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \sum_k x_k y_k \Delta t = \int_{-\infty}^{\infty} x(t, \alpha) y(t) dt, \quad (5)$$

который будем называть далее *корреляционным*.

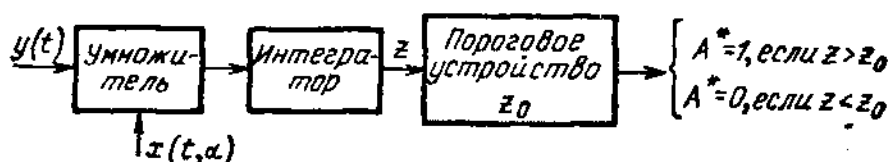


Рис. 3.11. Структурная схема простейшего корреляционного обнаружителя

Окончательно отношение правдоподобия может быть представлено в виде

$$l[y(t)|\alpha] = e^{-\mathcal{E}(\alpha)/N_0} e^{2z(\alpha)/N_0}, \quad (6)$$

где N_0 — спектральная плотность шума; $\mathcal{E}(\alpha)$ — энергия ожидаемого сигнала и $z(\alpha)$ — корреляционный интеграл

$$z(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t, \alpha) y(t) dt = z[y(t)|\alpha]. \quad (7)$$

Таким образом, отношение правдоподобия является монотонной функцией корреляционного интеграла, который с целью принятия оптимального решения может быть рассчитан по принятой реализации $y(t)$ для любого фиксированного параметра α , например для заданной дальности. Сравнение отношения правдоподобия с порогом l_0 эквивалентно сравнению корреляционного интеграла с соответствующим порогом z_0 (аналогично рис. 3.3):

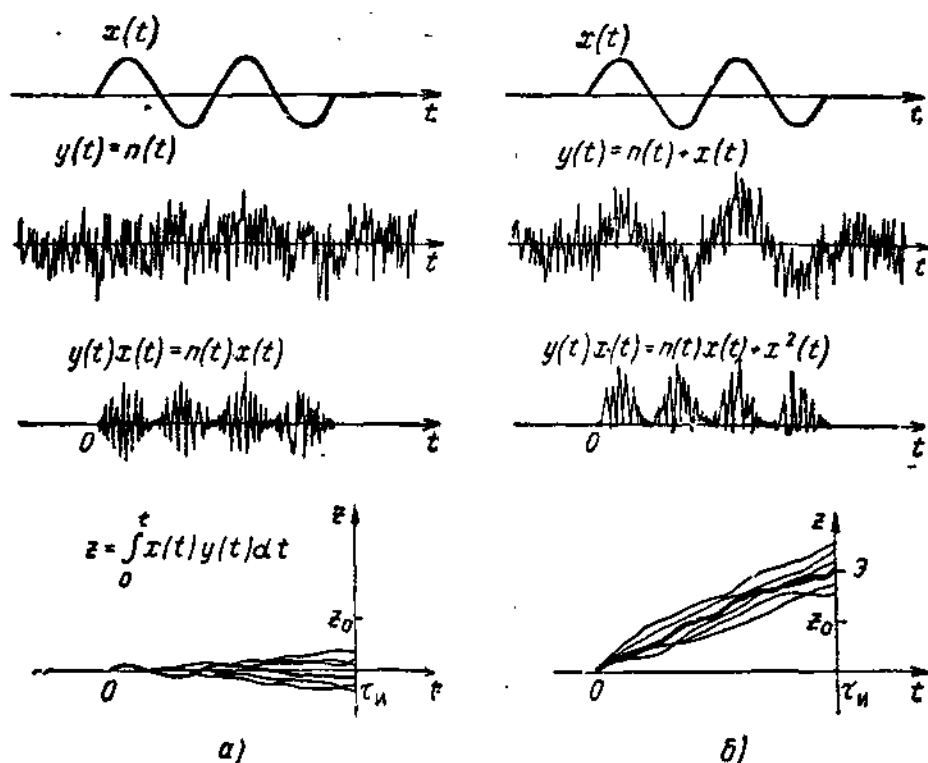


Рис. 3.12. Пояснение корреляционной обработки

$$z_0 = z_0(\alpha) = \frac{N_0}{2} \ln l_0(\alpha) + \frac{1}{2} \mathcal{Z}(\alpha),$$

т. е. оптимальный обнаружитель должен вычислять корреляционный интеграл (7) и сравнивать его с порогом.

Структурная схема простейшего по принципу действия обнаружителя сигнала с полностью известными параметрами представлена на рис. 3.11. Она состоит из умножителя, интегратора и порогового устройства (ограничителя по минимуму). На умножитель подается опорное колебание $x(t, \alpha)$, соответствующее ожидаемому сигналу, и принятый сигнал $y(t)$. Непосредственное интегрирование произведения $x(t, \alpha) y(t)$ дает корреляционный интеграл. Такой обнаружитель называется *корреляционным*. Величина корреляционного интеграла сравнивается с порогом z_0 порогового устройства. Уровень порога подбирается так, чтобы вероятность F ложного пресвышения порога была не больше допустимой. Опорное колебание $x(t, \alpha)$ может вырабатываться специальным гетеродином в зависимости, например, от установленного времени запаздывания α , пропорционального дальности до цели. Опорный сигнал может получаться также непосредственно от передатчика радиолокатора через линию задержки на время α .

Физический смысл корреляционной обработки поясняется на рис. 3.12, а и б, где показаны ожидаемые колебания $x(t) = x(t, \alpha)$, принимаемые колебания $y(t) = n(t)$ при отсутствии сигнала и $y(t) = n(t) + x(t)$ — при его наличии, а также проиллюстрирован результат перемножения функций $x(t)$, $y(t)$ и интегрирование за время существования опорного сигнала [для разных реализаций $y(t)$]. Считается, что помеха имеет полосу, существенно большую, чем сигнал, что согласуется с исходными предположениями при выводе формул (6), (7).

При отсутствии сигнала произведение $x(t)y(t)$ соответствует знакопеременным колебаниям помехи, которые промодулированы опорным колебанием $x(t)$. При наличии сигнала наряду с шумовой составляющей $x(t)n(t)$ будет *сигнальная* $x^2(t)$, которая при интегрировании подчеркивается по сравнению со знакопеременной шумовой составляющей.

Распределение плотности вероятности $p_n(z)$ величины z , соответствующее отсутствию сигнала (рис. 3.13), при его наличии сдвигается на $\int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt =$

$= \mathcal{Z}$. За счет этого сдвига при достаточной энергии сигнала можно получить требуемую условную ве-

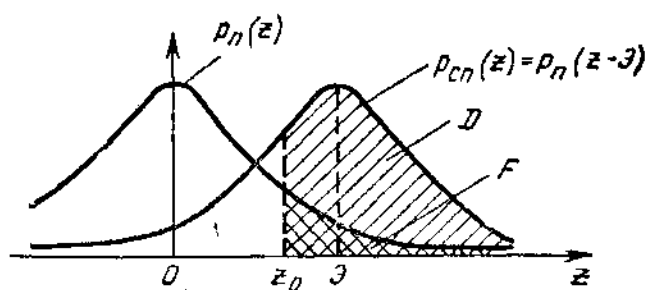


Рис. 3.13. Кривые распределения плотностей вероятности величины корреляционного интеграла z при отсутствии сигнала $p_n(z)$ и при его наличии $p_{cn}(z)$

роятность правильного обнаружения D для допустимого значения условной вероятности ложной тревоги F , определяемой установленным уровнем порога z_0 . Поскольку практически приходится вести обнаружение сигналов со случайными неизвестными параметрами (начальной фазой, амплитудой и т. п.), полученные результаты должны быть обобщены и распространены на этот случай.

§ 3.7. Методика определения отношения правдоподобия для сигналов со случайными нефиксируемыми параметрами

Совместную плотность вероятности реализации сигнала и помехи, и случайного нефиксируемого параметра сигнала β можно представить в виде

$$p_{\text{сп}}(Y, \beta) = p_{\text{сп}}(Y) p(\beta | Y) = p(\beta) p_{\text{сп}}(Y | \beta). \quad (1)$$

Интегрируя (1) по параметру β во всей области его определения и замечая, что независимо от условия (вида реализации Y) всегда

$$\int_{(\beta)} p(\beta | Y) d\beta = 1,$$

находим

$$p_{\text{сп}}(Y) = \int_{(\beta)} p(\beta) p_{\text{сп}}(Y | \beta) d\beta.$$

Тогда отношение правдоподобия

$$l(Y) = \frac{p_{\text{сп}}(Y)}{p_{\text{п}}(Y)} = \int_{(\beta)} p(\beta) l(Y | \beta) d\beta, \quad (2)$$

где

$$l(Y | \beta) = \frac{p_{\text{сп}}(Y | \beta)}{p_{\text{п}}(Y)}. \quad (3)$$

Вводя наряду с нефиксируемыми параметрами β фиксируемые α , совершая предельный переход $\Delta t \rightarrow 0$, т. е. переходя от многомерных реализаций Y к реализациям в виде функций $y(t)$, можно получить

$$l[y(t) | \alpha] = \int_{(\beta)} p(\beta) l[y(t) | \alpha, \beta] d\beta, \quad (4)$$

где

$$l[y(t) | \alpha, \beta] = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{p_{\text{сп}}(Y | \alpha, \beta)}{p_{\text{п}}(Y)} \quad (5)$$

— частное отношение правдоподобия при фиксированных значениях α и β . Поскольку при каждой такой фиксации сигнал полностью из-

вестен, используя формулу [(6), § 3.6], находим частное отношение правдоподобия в виде

$$l[y(t)|\alpha, \beta] = e^{-\frac{\mathcal{E}(\alpha, \beta)}{N_0}} e^{\frac{2z(\alpha, \beta)}{N_0}}, \quad (6)$$

где $z(\alpha, \beta)$ и $\mathcal{E}(\alpha, \beta)$ — частные значения корреляционного интеграла и энергии сигнала для фиксированных значений параметров α и β :

$$z(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t, \alpha, \beta) y(t) dt, \quad (7)$$

$$\mathcal{E}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t, \alpha, \beta) dt. \quad (8)$$

Таким образом, методика определения отношения правдоподобия для сигналов со случайными нефиксируемыми параметрами по принятой реализации $y(t)$ сводится:

1) к вычислению корреляционного интеграла, энергии ожидаемого сигнала и частного отношения правдоподобия при фиксированных параметрах α и β ;

2) к усреднению частного отношения правдоподобия по случайному нефиксируемому параметру (или совокупности параметров) β .

§ 3.8. Отношение правдоподобия и простейшие корреляционные обнаружители для когерентных сигналов с нефиксируемыми случайными параметрами

Когерентными называют сигналы с закономерной фазовой структурой, однако начальная фаза β радиолокационного сигнала обычно является неизвестной случайной величиной. Опуская пока для краткости записи фиксированный параметр α , считая известной амплитуду, модель такого сигнала представим в виде

$$x(t, \beta) = X(t) \cos[\omega_0 t + \psi(t) - \beta] \quad (1)$$

или

$$x(t, \beta) = x_1(t) \cos \beta + x_2(t) \sin \beta, \quad (2)$$

где

$$x_{1,2} = X(t) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} [\omega_0 t + \psi(t)]. \quad (3)$$

Тогда частное значение корреляционного интеграла [(7), § 3.7] приводится к виду

$$z[y(t)|\beta] = z_1 \cos \beta + z_2 \sin \beta = Z \cos(\beta - \theta), \quad (4)$$

где

$$z_{1,2} = \int_{-\infty}^{\infty} x_{1,2}(t) y(t) dt, \quad (5)$$

$$Z = \sqrt{z_1^2 + z_2^2}, \quad (6)$$

$$\cos \theta = \frac{z_1}{Z}, \quad \sin \theta = \frac{z_2}{Z}. \quad (7)$$

Что касается частного значения энергии, то для сигнала, содержащего большое число периодов колебаний, оно от β не зависит, т. е. $\mathcal{E}(\beta) = \mathcal{E}$.

Учитывая, что все случайные начальные фазы равновозможны, полагаем их распределение равномерным в пределах от 0 до 2π с плотностью вероятности $p(\beta) = \frac{1}{2\pi}$. Определяя математическое ожидание частного отношения правдоподобия в соответствии с [(4), (6), § 3.7], находим

$$l[y(t)] = e^{-\frac{\mathcal{E}}{N_0}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{\frac{2Z}{N_0} \cos(\beta - \theta)} d\beta$$

или, вводя модифицированную функцию Бесселя первого рода нулевого порядка $I_0(u)$ и восстанавливая опущенный параметр α , имеем

$$l[y(t) | \alpha] = e^{-\frac{\mathcal{E}(\alpha)}{N_0}} I_0\left(\frac{2Z(\alpha)}{N_0}\right), \quad (8)$$

где $Z(\alpha)$ — модульное значение корреляционного интеграла, определяемое для принятой реализации $y(t)$ с учетом фиксированного параметра α :

$$Z(\alpha) = Z[y(t) | \alpha] = \sqrt{z_1^2(\alpha) + z_2^2(\alpha)}. \quad (9)$$

Термин *модульное значение корреляционного интеграла* может быть дополнительно пояснен, если представить в комплексной форме выражения:

$$\begin{aligned} x(t, \alpha, \beta) &= \operatorname{Re} [X(t, \alpha) e^{j(\omega_0 t - \beta)}], \\ x_{1,2}(t, \alpha) &= \begin{cases} \operatorname{Re} \\ \operatorname{Im} \end{cases} [X(t, \alpha) e^{j\omega_0 t}], \\ z_{1,2}(\alpha) &= \begin{cases} \operatorname{Re} \\ \operatorname{Im} \end{cases} [Z(\alpha)], \end{aligned} \quad (10)$$

где $X(t, \alpha) = X(t, \alpha) e^{j\psi(t, \alpha)}$. Тогда величина $Z(\alpha)$ оказывается равной *модулю* комплексного интеграла:

$$Z(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} X(t, \alpha) e^{j\omega_0 t} y(t) dt. \quad (11)$$

Представим далее $y(t)$ в виде

$$y(t) = \operatorname{Re} [Y(t) e^{j\omega_0 t}] = \frac{1}{2} Y(t) e^{j\omega_0 t} + \frac{1}{2} Y^*(t) e^{-j\omega_0 t} \quad (12)$$

и учтем, что на практике после преселектора колебания сигнала и помехи имеют полосу частот, существенно меньшую несущей, так что функция $Y(t)$ является медленно меняющейся за период высокой (промежуточной) частоты. Пренебрегая интегралом, в котором подынтегральное выражение содержит быстро осциллирующий множитель $e^{j(2\omega_0 t + \psi)} = \cos(2\omega_0 t + \psi) + j \sin(2\omega_0 t + \psi)$, получим

$$Z(\alpha) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} X(t, \alpha) Y^*(t) dt. \quad (13)$$

Таким образом, для сигнала с неизвестной начальной фазой *отношение правдоподобия является монотонной функцией модульного значения корреляционного интеграла*:

$$Z(\alpha) = |Z(\alpha)| = |Z^*(\alpha)|. \quad (13a)$$

Наряду с неизвестной начальной фазой когерентный сигнал может иметь *неизвестную амплитуду*

$$x(t, \beta, B) = BX(t) \cos[\omega_0 t + \psi(t) - \beta].$$

Для него частное отношение правдоподобия при фиксированном B будет равно

$$l[y(t) | B] = e^{-\mathcal{E}(B)/N_0} I_0 \left(\frac{2Z(B)}{N_0} \right), \quad (14)$$

где $Z(B) = BZ$, $\mathcal{E}(B) = B^2 \mathcal{E}$; $\mathcal{E}$ и Z — энергия и модульное значение корреляционного интеграла, рассчитанные по ожидаемому сигналу, соответствующему $B = 1$.

При этом величину $\mathcal{E}$ выбираем равной средней энергии

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{cp}} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(B) p(B) dB. \quad (15)$$

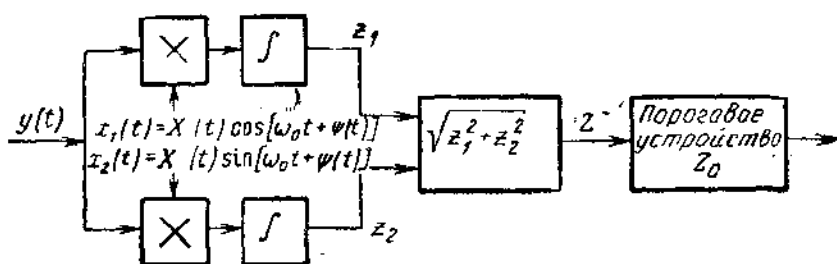


Рис. 3.14. Схема корреляционного обнаружителя с двумя квадратурными каналами

Задаваясь релеевским распределением амплитуд

$$p(B) = \frac{B}{B_0^2} e^{-B^2/2B_0^2} \quad (16)$$

и используя табличный интеграл

$$\int_0^\infty x^3 e^{-vx^2} dx = \frac{1}{2v^2}$$

($v = 1/2B_0^2$), из принятого условия (15) находим $B_0^2 = 1/2$.

Усредняя частное отношение правдоподобия (14) в соответствии с принятым законом распределения (16) и используя табличный интеграл

$$\int_0^\infty x I_0(\mu x) e^{-vx^2} dx = \frac{1}{2v} e^{\mu^2/4v}$$

($\mu = 2BZ/N_0$, $v = 1 + \mathfrak{Z}/N_0$), получим окончательно

$$l[y(t)|\alpha] = \frac{N_0}{\mathfrak{Z}(\alpha) + N_0} e^{\frac{1}{N_0} \frac{Z^2(\alpha)}{\mathfrak{Z}(\alpha) + N_0}} \quad (17)$$

Это показывает, что и для когерентного сигнала с неизвестными амплитудой и начальной фазой отношение правдоподобия является монотонной функцией модульного значения корреляционного интеграла $Z(\alpha)$, как и в случае, когда неизвестна только начальная фаза. Совпадение алгоритмов обнаружения позволяет использовать в обоих случаях одинаковые схемы обработки.

Перейдем к построению простейшей по принципу действия (но не по ее реализуемости) схемы корреляционной обработки для $\alpha = \text{const}$ (рис. 3.14). В ней вычисляются корреляционные интегралы z_1 и z_2 . После операции $\sqrt{z_1^2 + z_2^2}$ производится сравнение полученной величины Z с порогом Z_0 , который выбирается из тех же соображений, что и в предыдущем случае.

В качестве опорных колебаний на умножители подаются сдвинутые по фазе на 90° колебания высокой (промежуточной) частоты $x_1(t)$ и $x_2(t)$. Поскольку такие колебания в радиотехнике называют квадратурными, то схема (рис. 3.14) может быть названа *корреляционной схемой с двумя квадратурными каналами*. Наличие двух каналов исключает потерю полезного сигнала за счет незнания его начальной фазы. Если полезный сигнал не создает эффекта в первом канале за счет сдвига по фазе на 90° относительно опорного, он обязательно даст приращение корреляционного интеграла во втором квадратурном канале.

Поэтому при наличии двух квадратурных каналов результат обработки не зависит от случайной фазы. Примечательно, что квадратурная схема построена на основании общей теории без предварительного анализа других возможных схемных решений.

Схемы (рис. 3.11 и 3.14) являются оптимальными лишь тогда, когда положение ожидаемого сигнала на оси времени известно. Ответ о наличии сигнала с неизвестным временем запаздывания может быть дан, если установить факт наличия или отсутствия этого сигнала для различных значений времени запаздывания, интервал между которыми не превышает соответствующей разрешающей способности. Отсюда приходим к возможности применения *многоканальной корреляционной схемы*, у которой каждый канал или каждая пара квадратурных каналов рассчитаны на свое время запаздывания (рис. 3.15). Многоканальные корреляционные схемы могут использоваться также для приема сигналов, отличающихся несущей частотой из-за эффекта Доплера.

Следует отметить, что прием сигналов с произвольным временем запаздывания является особенно распространенным и важным в радиолокации*. То обстоятельство, что корреляционные схемы приема должны иметь для просмотра всей дальности большое число каналов, является их недостатком. В следующих параграфах будут рассмотрены реальные возможности оптимального обнаружения в широком диапазоне времени запаздывания при использовании одного приемного канала.

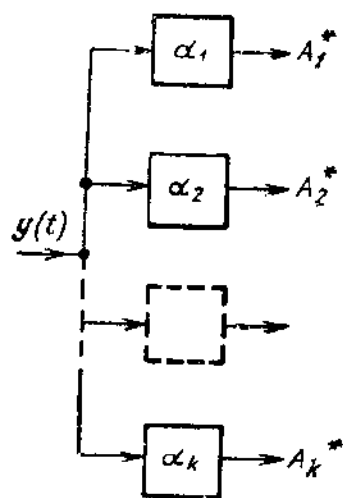


Рис. 3.15. Принцип построения многоканальной корреляционной схемы

* Исключение составляют устройства автосопровождения по координатам, в которых наиболее широко используется корреляционный (или корреляционно-фильтровой, см. § 3.16) метод приема.

В. ФИЛЬТРОВАЯ И КОРРЕЛЯЦИОННО-ФИЛЬТРОВАЯ ОБРАБОТКА КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ

§ 3.9. Принципы фильтровой обработки когерентных сигналов. Импульсная характеристика оптимального фильтра

Считая вначале параметры сигнала известными полностью, потребуем, чтобы элемент схемы оптимального приема вычислял корреляционный интеграл для произвольного времени запаздывания ожидаемого сигнала

$$x(t, \alpha) = u(t - \alpha). \quad (1)$$

Тогда корреляционный интеграл будет

$$z(\alpha) \doteq z[y(t) | \alpha] = \int_{-\infty}^{\infty} y(t) u(t - \alpha) dt, \quad (2)$$

откуда видно, что схема вычисления корреляционного интеграла должна осуществлять математическую операцию интегральной свертки.

Из теории линейных электрических цепей известно, что интеграл свертки выражает напряжение на выходе линейного фильтра. Поэтому для осуществления математической операции (2) можно использовать фильтр, который дает интеграл свертки требуемого вида. Такой фильтр в дальнейшем будем называть *оптимальным*, так как он *реализует основную операцию оптимальной обработки* — *вычисление корреляционного интеграла*. В литературе его часто называют *согласованным* фильтром, относя термин «оптимальный фильтр» не только к обработке вида (2), но и к более сложным случаям обработки (например, на фоне небелого шума). Применительно к рассматриваемому здесь случаю помехи в виде белого гауссова шума термины «оптимальный» и «согласованный фильтр» являются синонимами.

Одной из основных характеристик произвольного линейного фильтра является его импульсная характеристика, или функция веса $v(t)$. Известно, что импульсная характеристика описывает реакцию системы на входное напряжение в виде единичного импульса $\delta(t)$, поданного в момент времени $t = 0$ (рис. 3.16). Естественно, что импульсная характеристика принимает отличные от нуля значения лишь при $t \geq 0$, так как следствие не возникает ранее вызвавшей его причины.

Воздействие на фильтр колебания $y(t)$ в моменты времени от s до $s + ds$ эквивалентно подаче весьма короткого импульса «с площадью» $y(s)ds$ (рис. 3.17). Реакция на этот импульс в произволь-

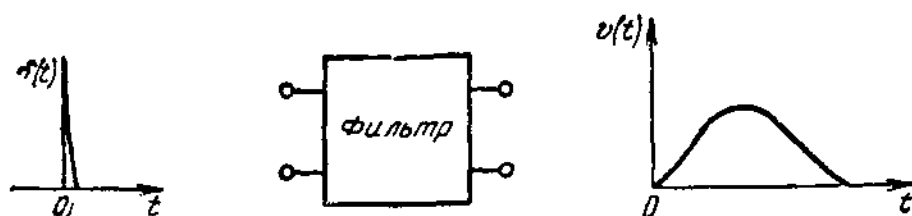


Рис. 3.16. К определению импульсной характеристики

ный момент времени $t > s$ равна $v(t-s)y(s)ds$ и обращается в нуль, если $t < s$, откуда по принципу суперпозиции

$$w(t) = \int_{-\infty}^t v(t-s)y(s)ds,$$

$$0 = \int_t^{\infty} v(t-s)y(s)ds.$$

Почленно суммируя написанные равенства, находим реакцию фильтра на произвольное воздействие $y(t)$ в виде известного интеграла свертки

$$w(t) = \int_{-\infty}^{\infty} v(t-s)y(s)ds. \quad (3)$$

Для определения импульсной характеристики оптимального фильтра приравняем с точностью до вещественного множителя напряжение на его выходе в момент времени $t = \alpha + t_0$ (t_0 — постоянная задержка фильтра) значению корреляционного интеграла для ожидаемого сигнала с запаздыванием α :

$$w(\alpha + t_0) = Cz(\alpha). \quad (4)$$

Это требование сводится к тому, чтобы на выходе фильтра последовательно во времени воспроизводились значения корреляционного интеграла с некоторой постоянной задержкой на t_0 . Использование временной развертки позволит при этом установить факт превышения порогового уровня для про-

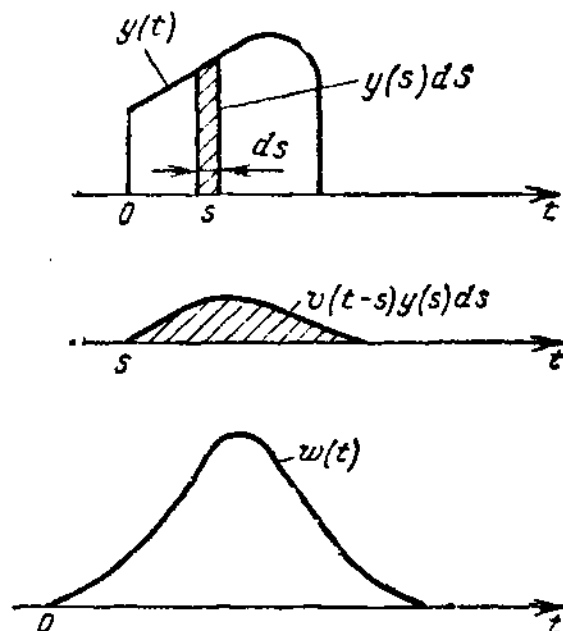


Рис. 3.17. К определению реакции фильтра на произвольное воздействие $y(t)$

извольного запаздывания сигнала: чем больше запаздывание, тем позже сформируется корреляционный интеграл. Это соответствует экрану амплитудного отметчика: чем больше расстояние до цели, тем дальше сигнал от начала развертки.

В силу соотношений (2)—(4) получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} v(\alpha + t_0 - s) y(s) ds = C \int_{-\infty}^{\infty} u(s - \alpha) y(s) ds. \quad (5)$$

Равенство (5) тождественно выполняется, если

$$v(\alpha + t_0 - s) = Cu(s - \alpha).$$

Вводя новую независимую переменную $t = \alpha + t_0 - s$, получаем окончательное выражение для импульсной характеристики оптимального фильтра:

$$v(t) = v_{\text{опт}}(t) = Cu(t_0 - t), \quad (6)$$

где C и t_0 — постоянные, определяемые его параметрами.

Выражение (6) показывает, что импульсная характеристика оптимального фильтра получается из функции $u(t)$, описывающей сигнал с нулевым временем запаздывания, путем замены в ней аргумента t на $t_0 - t$. Такое преобразование соответствует *зеркальному отображению функции $u(t)$ относительно прямой $t = \frac{t_0}{2}$* . Действительно, проводя замену переменных $t = \frac{t_0}{2} + \xi$, получим

$$v_{\text{опт}}\left(\frac{t_0}{2} + \xi\right) = Cu\left(\frac{t_0}{2} - \xi\right),$$

что свидетельствует о зеркальном преобразовании (6) относительно прямой $\frac{t_0}{2}$. Зеркальная импульсная характеристика оптимального фильтра (рис. 3.18, а) обеспечивает наилучшее обнаружение сигнала на фоне белого гауссова шума.

Постоянные C и t_0 позволяют учесть практические особенности оптимальной обработки. Коэффициент C учитывает возможность выбора произвольного коэффициента усиления, в соответствии с которым выбирается уровень порога, обеспечивающий заданное значение условной вероятности ложной тревоги (зависимое или независимое от времени запаздывания). Постоянная t_0 , также произвольная в определенных пределах, выбирается из условия реализуемости так, чтобы отличные от нуля значения импульсной характеристики располагались в области $t \geq 0$ (рис. 3.18, б).

Напряжение на выходе оптимального фильтра с учетом (3) и (6) может быть представлено в виде

$$w(t) = C \int_{-\infty}^{\infty} u(t_0 - t + s) y(s) ds. \quad (7)$$

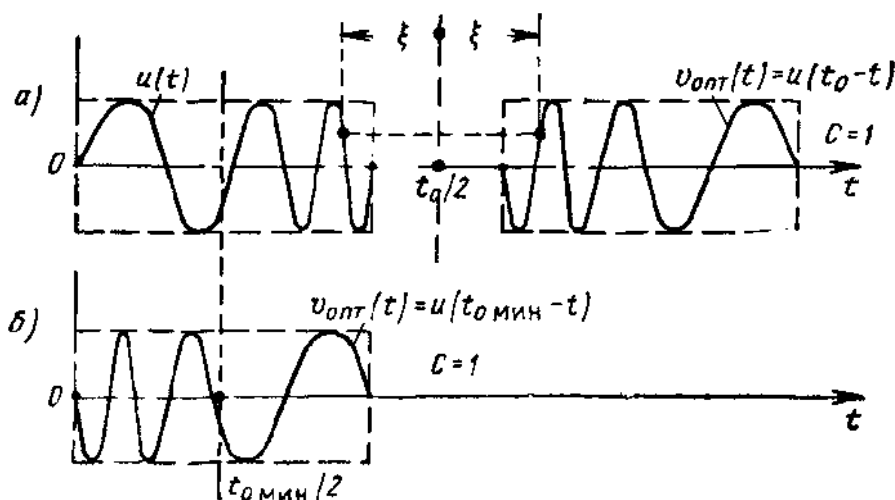


Рис. 3.18. Примеры построения импульсных характеристик оптимальных фильтров по заданному сигналу

С целью найти амплитуду этого напряжения в функции времени перейдем к комплексной записи аналогично [(12), § 3.8]:

$$\begin{aligned}
 y(s) &= \frac{1}{2} Y(s) e^{j\omega_0 s} + \frac{1}{2} Y^*(s) e^{-j\omega_0 s}, \\
 u(t_0 - t + s) &= \frac{1}{2} U(t_0 - t + s) e^{j\omega_0 (t_0 - t + s)} + \\
 &\quad + \frac{1}{2} U^*(t_0 - t + s) e^{-j\omega_0 (t_0 - t + s)}, \\
 w(t) &= \frac{1}{2} W(t) e^{j\omega_0 t} + \frac{1}{2} W^*(t) e^{-j\omega_0 t}.
 \end{aligned}$$

После подстановки в (7), пренебрегая быстро осциллирующими подынтегральными выражениями, находим комплексную амплитуду на выходе оптимального фильтра:

$$W(t) \approx \frac{1}{2} C e^{-j\omega_0 t_0} \int_{-\infty}^{\infty} U^*(t_0 - t + s) Y(s) ds, \quad (8)$$

откуда амплитуда колебания в момент отсчета $t_0 + \alpha$ будет

$$W(t_0 + \alpha) = \frac{1}{2} C \left| \int_{-\infty}^{\infty} U^*(s - \alpha) Y(s) ds \right|. \quad (9)$$

Замечая, что $U(s - \alpha) = X(s)$ — комплексная амплитуда ожидаемого сигнала, убеждаемся, что амплитуда сигнала на выходе оптимального фильтра определяет модульное значение корреляционного интеграла, необходимое при оптимальном обнаружении сигналов со случайной начальной фазой (амплитудой и начальной фазой). Таким образом, построив оптимальный фильтр по сигналу с произ-

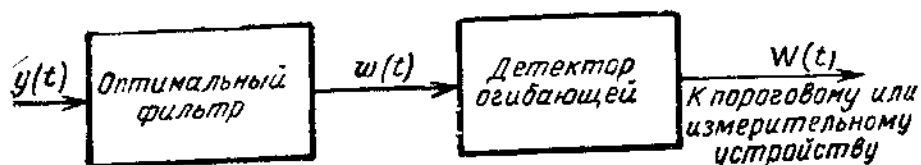


Рис. 3.19. Структурная схема одноканального фильтрового обнаружителя для когерентных сигналов с неизвестным запаздыванием

вольно выбранной амплитудой и начальной фазой, можно осуществить оптимальное обнаружение сигналов с любыми начальными фазами и амплитудами, даже отличающимися от выбранных.

Итак, амплитуда напряжения на выходе оптимального фильтра в момент $\alpha + t_0$ представляет собой с точностью до множителя величину $Z(\alpha)$, которую и требуется сравнивать с порогом для каждого испытуемого времени запаздывания. Чтобы перейти от мгновенных значений напряжения на выходе фильтра к амплитудным, следует предусмотреть в оптимальном обнаружителе детектор огибающей. Полученный вывод очевиден, поскольку фаза напряжения на выходе оптимального фильтра при случайной начальной фазе сигнала также случайна. Информацию о наличии сигнала дают поэтому только огибающая и пропорциональное ей напряжение после детектора. Это напряжение должно сравниваться с порогом, уровень которого подбирается с учетом коэффициента передачи C . В результате один канал оптимальной обработки (рис. 3.19) позволит производить обнаружение сигналов с неизвестной случайной начальной фазой, отличающихся временем запаздывания.

Выражение (8) можно записать еще в виде

$$W(t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} Y(s) V_{\text{опт}}(t-s) ds, \quad (10)$$

где

$$V_{\text{опт}}(t) = CU^*(t_0 - t) e^{-j\omega_0 t_0} \quad (11)$$

— комплексная амплитуда импульсной характеристики $v_{\text{опт}}(t)$. Умножив обе части равенства (11) на $e^{j\omega_0 t}$ и взяв реальную часть, легко убедиться в соответствии (11) выражению (6).

§ 3.10. Частотная характеристика, отношение сигнал/помеха и форма вершины импульса на выходе оптимального фильтра

Наряду с импульсными характеристиками фильтров весьма широко пользуются их частотными характеристиками. Частотные характеристики особенно удобны при анализе фильтрации в резонансных системах, но могут быть использованы и в других случаях.

Частотную характеристику $K(f)$ линейной цепи (в комплексной форме) определяют, подавая на вход цепи гармоническое колебание $y(t) = e^{j2\pi ft}$. Напряжение на выходе будет $w(t) = K(f)e^{j2\pi ft}$ и частотную характеристику определяют как отношение

$$K(f) = \frac{w(t)}{y(t)} \quad \text{при} \quad y(t) = e^{j2\pi ft}. \quad (1)$$

Используя [(3), § 3.9], получим

$$K(f)e^{j2\pi ft} = \int_{-\infty}^{\infty} v(t-s)e^{j2\pi fs} ds.$$

Поделив обе части равенства на множитель $e^{j2\pi ft}$ и произведя замену переменных $t-s = \tau$, найдем выражение частотной характеристики в виде преобразования Фурье от импульсной характеристики

$$K(f) = \int_{-\infty}^{\infty} v(\tau)e^{-j2\pi f\tau} d\tau. \quad (2)$$

Пользуясь соотношением (2), определяем отсюда частотную характеристику оптимального фильтра

$$K_{\text{опт}}(f) = C \int_{-\infty}^{\infty} u(t_0 - \tau)e^{-j2\pi f\tau} d\tau,$$

или после замены переменных $t_0 - \tau = t$

$$K_{\text{опт}}(f) = C e^{-j2\pi ft_0} \int_{-\infty}^{\infty} u(t)e^{j2\pi ft} dt. \quad (3)$$

Отсюда частотная характеристика оптимального фильтра

$$K_{\text{опт}}(f) = C g^*(f) e^{-j2\pi ft_0} \quad (4)$$

с точностью до произвольного вещественного множителя C и множителя запаздывания $e^{-j2\pi ft_0}$ описывается сопряженной спектральной плотностью $g^*(f)$ ожидаемого сигнала, где спектральная плотность

$$g(f) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t)e^{-j2\pi ft} dt. \quad (5)$$

Воспользуемся записью спектральной плотности через ее модуль и аргумент

$$g(f) = |g(f)| e^{j \arg g(f)}, \quad (6)$$

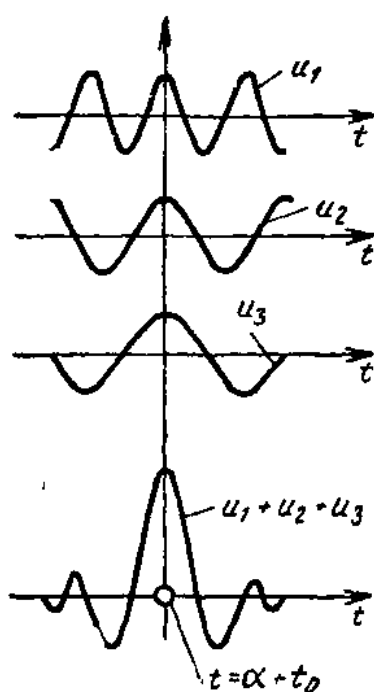


Рис. 3.20. Наложение максимумов гармонических составляющих полезного сигнала на выходе фильтра при оптимальной фазо-частотной характеристике

где модуль $|g(f)|$ соответствует амплитудно-частотному спектру ожидаемого сигнала, а аргумент $\arg g(f)$ — его фазо-частотному спектру. В сопряженном спектре модуль тот же, а аргумент имеет противоположный знак, и потому

$$K_{\text{опт}}(f) = C |g(f)| e^{-j \arg g(f)} e^{-j 2\pi f t_0}. \quad (7)$$

Беря от обеих частей равенства (7) модуль и аргумент, можно перейти к амплитудно- и фазо-частотным характеристикам оптимального фильтра.

Амплитудно-частотная характеристика оптимального фильтра

$$|K_{\text{опт}}(f)| = C |g(f)| \quad (8)$$

пропорциональна амплитудно-частотному спектру ожидаемого сигнала. Оптимальный фильтр наилучшим образом пропускает спектральные составляющие, наиболее сильно выраженные в спектре. Слабые спектральные составляющие подавляются, в противном случае наряду с ними пройдут интенсивные составляющие помехи в широком диапазоне частот. Форма амплитудно-частотного спектра на выходе

фильтра искажается, что является одной из причин искажения сигнала. Однако задачей фильтрации является не точное воспроизведение формы сигнала, а наилучшее выделение его на фоне помехи.

Фазо-частотная характеристика оптимального фильтра

$$\arg K_{\text{опт}}(f) = -\arg g(f) - 2\pi f t_0 \quad (9)$$

складывается из аргумента спектра ожидаемого сигнала, взятого с обратным знаком, и аргумента задержки $-2\pi f t_0$. Чтобы убедиться в целесообразности такого выбора фазо-частотной характеристики, найдем сигнальную составляющую напряжения на выходе фильтра, зная спектральные плотности сигнала $u(t - \alpha)$ на входе $g(f)e^{-j 2\pi f \alpha}$ и на выходе $K_{\text{опт}}(f)g(f)e^{-j 2\pi f \alpha}$.

По принципу суперпозиции напряжение полезного сигнала на выходе фильтра в произвольный момент времени с учетом временного множителя $e^{j 2\pi f t}$ будет

$$w_c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{\text{опт}}(f) g(f) e^{-j 2\pi f \alpha} e^{j 2\pi f t} df.$$

Подставляя выражение (4) для $K_{\text{опт}}(f)$, приходим к соотношению

$$w_c(t) = C \int_{-\infty}^{\infty} |g(f)|^2 e^{j2\pi f(t-\alpha-t_0)} df, \quad (10)$$

которое является спектральным аналогом предшествующего выражения [7], § 3.9] при $y(s) = u(s - \alpha)$. Используя формулу Эйлера и учитывая нечетность функции $\sin 2\pi f(t - \alpha - t_0)$, окончательно находим

$$w_c(t) = C \int_{-\infty}^{\infty} |g(f)|^2 \cos 2\pi f(t - \alpha - t_0) df. \quad (11)$$

Как видим, *напряжение на выходе оптимального фильтра, являясь наложением гармонических составляющих разных частот, определяется амплитудно-частотным спектром сигнала*. Оно не зависит от фазо-частотного спектра, так как последний компенсируется фазо-частотной характеристикой фильтра. Поэтому все гармонические составляющие *одновременно* достигают амплитудных значений *в момент времени* $t = \alpha + t_0$ и эти значения *налагаются* друг на друга (рис. 3.20). В этот момент времени имеет место максимум напряжения выходного полезного сигнала

$$w_{c \text{ макс}} = w_c(\alpha + t_0) = C \int_{-\infty}^{\infty} |g(f)|^2 df. \quad (12)$$

В силу теоремы Парсеваля

$$\int_{-\infty}^{\infty} |g(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{\infty} u^2(t) dt = \mathcal{E} \quad (13)$$

этот максимум определяется *величиной энергии входного сигнала*

$$w_{c \text{ макс}} = C\mathcal{E}. \quad (14)$$

При отступлении от оптимальной фазо-частотной характеристики, последняя не компенсирует фазовых сдвигов, максимумы гармонических составляющих (рис. 3.20) раздвигаются, а пик суммарного колебания полезного сигнала начнет рассыпаться. Это ухудшает условия обнаружения сигнала на фоне шумов.

Отношение максимального значения сигнала к эффективному (среднеквадратичному) значению помехи $w_{c \text{ макс}}/w_{\text{п скн}}$ называется *отношением сигнал/помеха по напряжению*.

При спектральной плотности мощности $N(f)$ на входе фильтра средний квадрат напряжения помехи на выходе будет

$$w_{\text{п скв}}^2 = \overline{w_{\text{п}}^2(t)} = \int_0^{\infty} N(f) |K_{\text{опт}}(f)|^2 df \quad (15)$$

или для белого шума $N(f) = N_0$ с учетом (8)

$$\omega_{\text{п скв}}^2 = N_0 C^2 \int_0^{\infty} |g(f)|^2 df.$$

Поскольку спектральная плотность вещественной функции времени $g(-f) = g^*(f)$, то $|g(-f)| = |g(f)|$, а

$$\int_0^{\infty} |g(f)|^2 df = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |g(f)|^2 df = \frac{1}{2} \mathcal{E},$$

т. е.

$$\omega_{\text{п скв}} = C \sqrt{\frac{1}{2} N_0 \mathcal{E}}. \quad (16)$$

Отношение сигнал/помеха на выходе оптимального фильтра по напряжению

$$\frac{\omega_{\text{с макс}}}{\omega_{\text{п скв}}} = \frac{C \mathcal{E}}{C \sqrt{\frac{1}{2} N_0 \mathcal{E}}} = \sqrt{\frac{2 \mathcal{E}}{N_0}} \quad (17)$$

зависит только от энергии полезного сигнала и спектральной плотности помехи N_0 и не зависит от формы сигнала.

То же справедливо и для отношения сигнал/помеха по мощности

$$\frac{\omega_{\text{с макс}}^2}{\omega_{\text{п скв}}^2} = \frac{2 \mathcal{E}}{N_0}. \quad (18)$$

Ни один из линейных фильтров не может дать отношение сигнал/помеха большее, чем оптимальный фильтр. В противном случае, заменив им оптимальный фильтр, можно получить бо́льшую вероятность правильного обнаружения D при заданной вероятности ложной тревоги F . Но именно оптимальный приемник дает наивысшую вероятность D при заданной вероятности F . Значит, и оптимальный фильтр этого приемника при заданных условиях дает отношение сигнал/помеха, наивысшее по сравнению с другими линейными фильтрами.

Ввиду важности ряда полученных соотношений, приведем еще одну форму записи для случая, когда используется комплексная амплитуда $U(t)$ высокочастотного напряжения $u(t) = \text{Re}[U(t) e^{j 2\pi f_0 t}]$. Заменяя

$$u(t) = \frac{1}{2} U(t) e^{j 2\pi f_0 t} + \frac{1}{2} U^*(t) e^{-j 2\pi f_0 t} \quad (19)$$

и подставляя (19) в (5), получим

$$g(f) = \frac{1}{2} G(f - f_0) + \frac{1}{2} G(f + f_0), \quad (20)$$

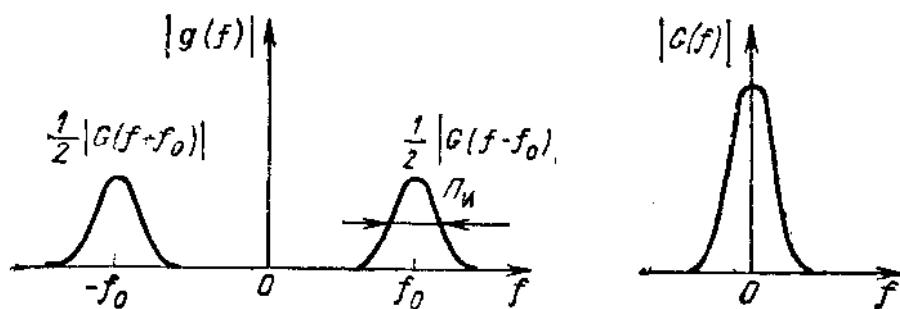


Рис. 3.21. Амплитудно-частотные спектры радиоимпульса $|g(f)|$ и его огибающей $|G(f)|$

где $G(f)$ — спектральная плотность комплексной огибающей

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-j 2\pi f t} dt. \quad (21)$$

На рис. 3.21 для сравнения показаны амплитудно-частотный спектр радиоимпульса $|g(f)|$ и спектр его огибающей $|G(f)|$. Легко видеть, что для соответствующего этому рисунку случая достаточно большой несущей f_0 спектральная плотность

$$g(f) = \begin{cases} \frac{1}{2} G(f - f_0) & \text{для } f > 0, \\ \frac{1}{2} G(f + f_0) & \text{для } f < 0. \end{cases} \quad (22)$$

Учитывая (22), вернемся к соотношению (10). Разобьем интервал интегрирования в этом соотношении на два, от $-\infty$ до 0 и от 0 до ∞ , выражая одновременно $g(f)$ через $G(f)$ согласно (22). Заменяя $f + f_0 = f'$ в первом интеграле и $f - f_0 = f''$ во втором и учитывая ограниченную протяженность функции $G(f)$, обозначим

$$C \int_{-\infty}^{\infty} |G(f)|^2 e^{j 2\pi f (t - \alpha - t_0)} df = 2W_c(t). \quad (23)$$

Выражение (10) можно свести тогда к виду

$$\begin{aligned} w_c(t) &= \frac{1}{2} W_c(t) [e^{j 2\pi f_0 (t - \alpha - t_0)} + e^{-j 2\pi f_0 (t - \alpha - t_0)}] = \\ &= W_c(t) \cos 2\pi f_0 (t - \alpha - t_0). \end{aligned} \quad (24)$$

В соотношении (24) $W_c(t)$ — огибающая напряжения на выходе оптимального фильтра; считаем, что $W_c(t) = W$. Это справедливо,

если амплитудно-частотный спектр $|G(f)|$ симметричен*, т. е. $|G(-f)| = |G(f)|$. В соответствии с формулой Эйлера из (23) получим

$$W_c(t) = \frac{C}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |G(f)|^2 \cos 2\pi f(t - \alpha - t_0) df. \quad (25)$$

Соотношение (25) позволяет оценить форму вершины огибающей на выходе фильтра. Для большинства важных случаев можно воспользоваться приближенным разложением $\cos 2\pi f(t - \alpha - t_0)$ в окрестности максимума

$$\cos 2\pi f(t - \alpha - t_0) = 1 - \frac{1}{2} [2\pi f(t - \alpha - t_0)]^2,$$

откуда

$$W_c(t) = C\mathcal{E} \left[1 - \frac{1}{2} P_s^2 (t - \alpha - t_0)^2 \right], \quad (26)$$

где

$$P_s^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |2\pi f G(f)|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} |G(f)|^2 df}. \quad (27)$$

Приведенные соотношения справедливы, если $|G(f)|$ убывает с ростом $|f|$ быстрее чем $1/|f|$, и интегралы сходятся (что не соблюдается, например, для прямоугольного радиоимпульса). В тех случаях, когда приведенные соотношения справедливы, вершина импульса на выходе оптимального фильтра (рис. 3.20) имеет в силу (26) *параболическую форму* и тем уже, чем больше величина P_s . Величина P_s имеет размерность частоты, она тем больше, чем шире спектр сигнала, и может быть названа поэтому *эффективной шириной спектра сигнала*. Как показывают формулы (26), (27), *чем больше P_s , тем острее вершина огибающей сигнала на выходе оптимального фильтра*. Дифференцируя сопряженный с (21) интеграл

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f) e^{j2\pi ft} df,$$

получим

$$U'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} j2\pi f G(f) e^{j2\pi ft} df,$$

что дает возможность трактовать выражение $|2\pi f G(f)|$ в числителе (27) как модуль спектральной плотности $U'(t)$.

* Последующие формулы (26)–(28) справедливы и для несимметричного амплитудно-частотного спектра (см., например, [24, 96]).

Тогда по теореме Парсеваля

$$P_3^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |U'(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |U(t)|^2 dt}. \quad (28)$$

Величину P_3 не следует отождествлять с полосой P_n на каком-то общепринятом уровне (0,7; 0,5; 0,46 и т. д.). Как следует из § 4.3, для колокольного радиоимпульса полоса $P_3 = \sqrt{\pi} P_n$, где P_n — полоса на уровне 0,46; она соответствует уровню $e^{-\pi^{1/4}} = 0,08$. Для другой формы импульса этот уровень может быть иным.

§ 3.11. Пример оптимальной фильтрации колокольных радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции фазы колебаний

Оптимальный фильтр можно подбирать либо по частотной, либо по импульсной характеристике, взаимосвязанным между собой. Для простых сигналов без внутриимпульсной модуляции фазы широко используемые фильтры в виде полосовых каскадов УПЧ близки к оптимальным. Обратимся поэтому вначале к анализу возможности оптимальной фильтрации для четырех моделей сигналов без внутриимпульсной модуляции фазы:

- 1) одиночный колокольный радиоимпульс;
- 2) когерентная пачка таких импульсов, т. е. ограниченная последовательность радиоимпульсов, жестко связанных по фазе;
- 3) одиночный прямоугольный радиоимпульс;
- 4) когерентная пачка прямоугольных радиоимпульсов.

Первые две из этих моделей рассматриваются в данном, две остальные — в следующем параграфе.

Одиночный колокольный радиоимпульс описывается выражением вида

$$u(t) = e^{-at^2} \cos 2\pi f_0 t. \quad (1)$$

В результате преобразования Фурье можно найти спектральную плотность этого импульса

$$g(f) = g_0 [e^{-b(f-f_0)^2} + e^{-b(f+f_0)^2}], \quad (2)$$

где $g_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a}}$, $b = \frac{\pi^2}{a}$, т. е. для колокольного радиоимпульса амплитудно-частотный спектр как в области $f > 0$ (первое слагаемое), так и в области $f < 0$ (второе слагаемое) также является колокольным, а фазо-частотный спектр — нулевым (в случае задержки импульса на τ — линейным с угловым коэффициентом, зависящим от τ).

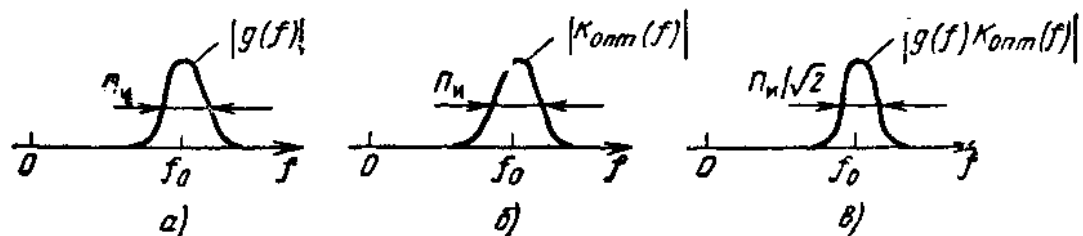


Рис. 3.22. Амплитудно-частотные: спектр $|g(f)|$ колокольного радиоимпульса (а), характеристика $|K_{\text{опт}}(f)|$ оптимального фильтра (б) и спектр выходного радиоимпульса (в) для $\beta > 0$

Вводя уровни отсчета длительности τ_n импульса $\frac{1}{d}$ и полосы Π_n амплитудно-частотного спектра $\frac{1}{d'}$, приходим к уравнениям

$$e^{-a\left(\frac{\tau_n}{2}\right)^2} = \frac{1}{d} \quad \text{и} \quad e^{-b\left(\frac{\Pi_n}{2}\right)^2} = \frac{1}{d'},$$

откуда

$$a = \frac{4}{\tau_n^2} \ln d, \quad b = \frac{4}{\Pi_n^2} \ln d'. \quad (3)$$

В частности, если уровни отсчета $\frac{1}{d} = \frac{1}{d'} = e^{-\frac{\pi}{4}} \approx 0,46$, то $\tau_n \Pi_n = 1$.

Чтобы построить оптимальный фильтр для колокольного радиоимпульса, нужно использовать линейную систему с колокольной амплитудно-частотной и линейной фазо-частотной характеристиками. Такие характеристики имеет многокаскадный резонансный усилитель с настроенными на общую резонансную частоту f_0 колебательными контурами.

Вводя полосу контура Π_0 и относительную расстройку $v = \frac{2(f-f_0)}{\Pi_0}$, используем известное выражение нормированной передаточной функции одного каскада

$$K(f) = K\left(f_0 + v \frac{\Pi_0}{2}\right) = \frac{1}{1 + jv} = \frac{1}{\sqrt{1 + v^2}} e^{-j \arctg v}.$$

Тогда для n -каскадного усилителя

$$K_n(f) = K^n\left(f_0 + v \frac{\Pi_0}{2}\right) = \left[\frac{1}{1 + v^2}\right]^{n/2} e^{-jn \arctg v}.$$

Поскольку полоса многокаскадного усилителя существенно уже полосы одного каскада, полагаем на интересующем нас участке резонансной характеристики $v \ll 1$ и заменяем $\frac{1}{1 + v^2} \approx 1 - v^2 \approx e^{-v^2}$, а $\arctg v \approx v$, откуда

$$K_n(f) \approx e^{-\frac{2(f-f_0)^2}{(\pi_0/\sqrt{n})^2}} e^{-ln \frac{2(f-f_0)}{\pi_0}}.$$

Таким образом, при перемножении резонансных характеристик одиночных контуров приходим практически к *колокольной амплитудно-частотной* характеристике с полосой, обратно пропорциональной корню квадратному из числа каскадов, и к *линейной фазовой* характеристике, определяющей задержку в усилителе, тем большую, чем уже его полоса и больше число каскадов n . При соответствующем подборе результирующей полосы такой резонансный усилитель является оптимальным фильтром для любого заданного колокольного радиоимпульса.

Импульсная характеристика $v(t)$ этого усилителя, будучи преобразованием Фурье от частотной, также является *колокольной* (по крайней мере при $n \rightarrow \infty$), что обеспечивает ее «зеркальность» по отношению к сигналу. По мере увеличения n эта характеристика сдвигается вправо по временной оси в соответствии с условием реализуемости: $v(t) = 0$ при $t < 0$.

На рис. 3.22 показаны: амплитудно-частотный спектр $|g(f)| = e^{-\pi[(f-f_0)/\pi_n]^2}$ колокольного радиоимпульса для $f > 0$, амплитудно-частотная характеристика $|K_{\text{опт}}(f)| = e^{-\pi[(f-f_0)/\pi_n]^2}$ оптимального фильтра и амплитудно-частотный спектр

$$|K_{\text{опт}}(f) g(f)| = e^{-2\pi\left(\frac{f-f_0}{\pi_n}\right)^2} = e^{-\pi\left(\frac{f-f_0}{\pi_n/\sqrt{2}}\right)^2}$$

импульса на выходе этого фильтра $\left(\frac{1}{d} = e^{-\frac{\pi}{4}}\right)$. Существенно, что полоса частот сигнала при оптимальной фильтрации сужается в $\sqrt{2}$ раз, за счет чего в $\sqrt{2}$ раз увеличивается длительность выходного радиоимпульса по сравнению с входным.

Когерентная пачка колокольных радиоимпульсов иллюстрируется на рис. 3.23, а, где показана последовательность однотипных импульсов $u(t - kT)$, $k = 0, 1, 2, \dots$, сдвинутых по отношению к соседним на одинаковый временной интервал T , называемый периодом посылки. На рис. 3.23, б иллюстрируется возможность формирования соответствующей оптимальной импульсной характеристики линейного фильтра. Последний образован в результате последовательного соединения двух звеньев с частотными характеристиками $K_1(f)$ и $K_2(f)$. Первое звено представляет собой описанный выше резонансный усилитель, согласованный по полосе пропускания с одиночным импульсом. В режиме снятия импульсной характеристики (т. е. при воздействии на вход δ -функции) на выходе этого фильтра с определенной задержкой образуется колокольный отклик, соответствующий ожидаемому импульсу. Второе звено представляет собой неискажающую линию задержки с отводами и общим сумма-

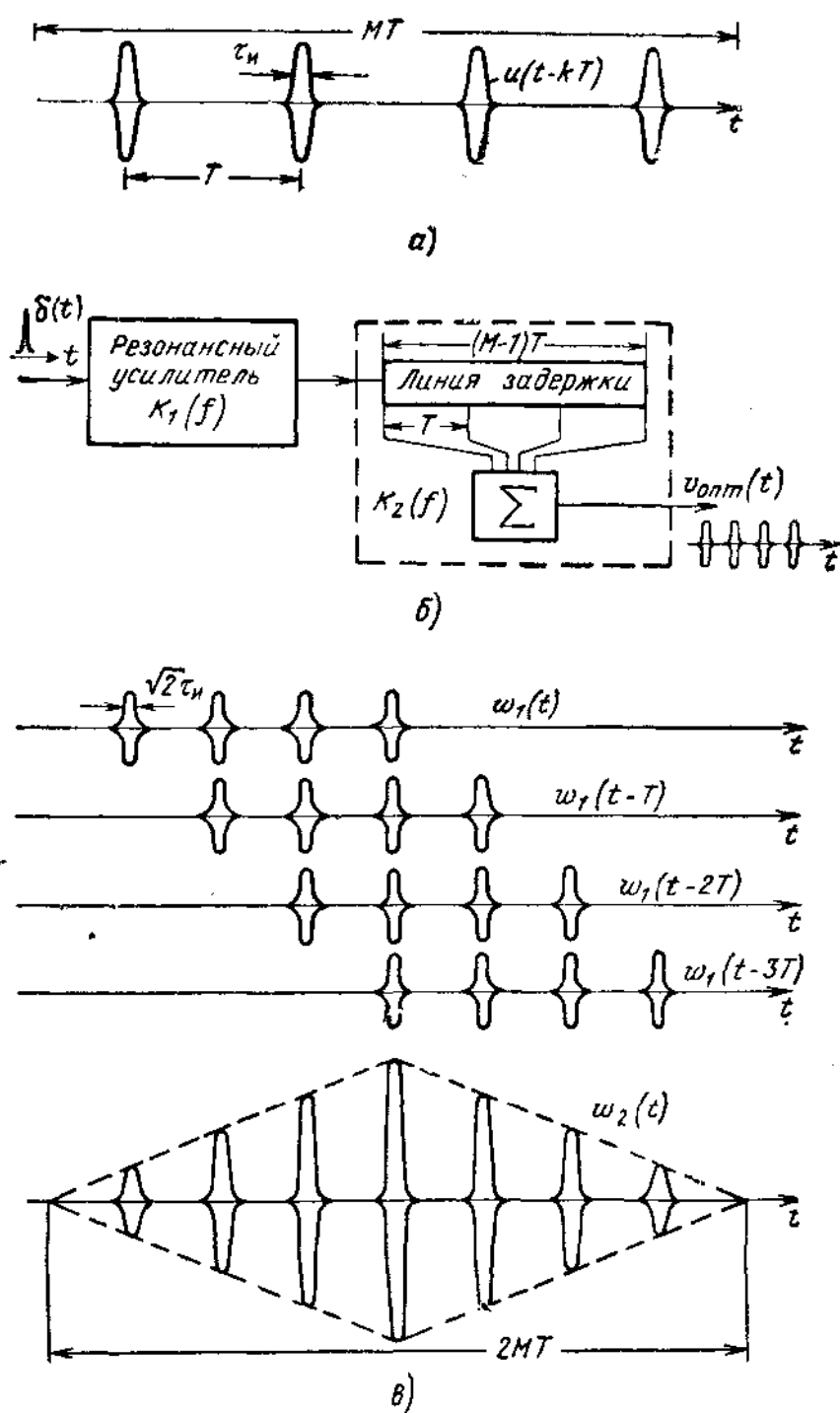


Рис. 3.23. Когерентная пачка колокольных радиопульсов (а), оптимальный для нее фильтр (б) и процесс оптимальной фильтрации пачки (в)

тором. На выходе сумматора в режиме снятия импульсной характеристики можно добиться получения нужной пачки колокольных радиоимпульсов за счет выбора расположения отводов, их числа и коэффициентов передачи.

На рис. 3.23, в иллюстрируется результат оптимальной фильтрации когерентной пачки колокольных радиоимпульсов; показаны пачки импульсов $\omega_1(t - kT)$, снимаемые с отводов линии задержки и отличающиеся от поданной на вход пачки увеличенной в $\sqrt{2}$ раз длительностью каждого импульса. Огибающая пачки радиоимпульсов на выходе сумматора $\omega_2(t)$ имеет ромбическую форму и длительность по нулям $2MT$, где M — число импульсов в исходной пачке. Число импульсов выходной пачки составляет $(2M - 1)$.

Частотная характеристика второго звена $K_2(f)$ может быть получена в результате суммирования частотных характеристик звеньев с различной задержкой, образующих геометрическую прогрессию,

$$K_2(f) = \sum_{k=1}^M e^{-j2\pi f(k-1)T}.$$

Ее модуль определяет амплитудно-частотную характеристику второго звена

$$K_2(f) = \left| \frac{\sin \pi f MT}{\sin \pi f T} \right|.$$

Эта частотная характеристика является *гребенчатой* (рис. 3.24, а) с периодически повторяющимися через интервал $\frac{1}{T}$ зубцами ши-

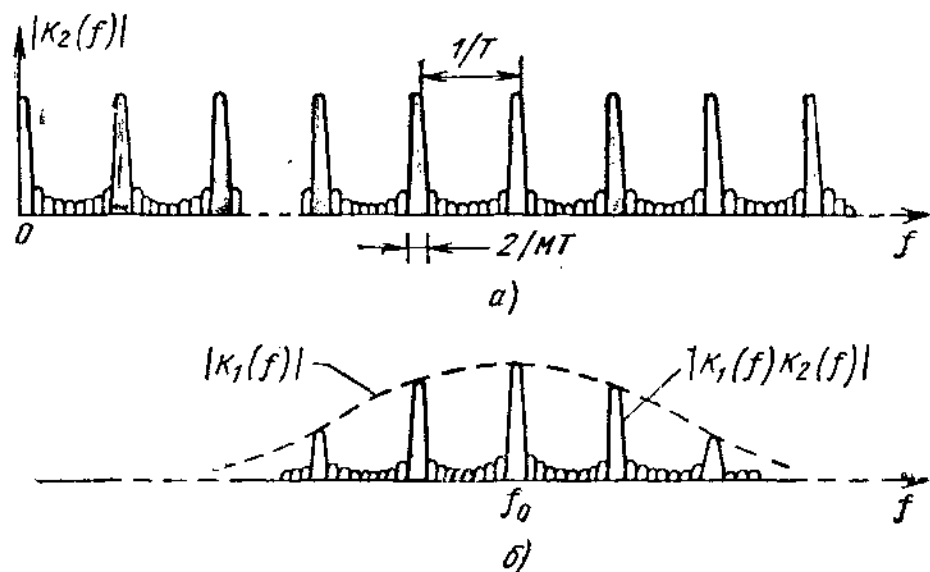


Рис. 3.24. Гребенчатая амплитудно-частотная характеристика схемы оптимального суммирования (а) и результирующая амплитудно-частотная характеристика (б) оптимального фильтра для когерентной пачки радиоимпульсов ($f > 0$)

риной по нулям $\frac{2}{MT}$, неограниченно заполняющими ось частот. Результирующая частотная характеристика $K(f) = K_1(f)K_2(f)$ практически ограничена по спектру колокольной характеристикой первого звена, она также является гребенчатой и показана на рис. 3.24, б.

Если ввести энергетическое отношение сигнал/помеха $2\mathcal{E}_n/N_0$ для одиночного колокольного радиоимпульса на выходе первого звена, то после второго звена оно изменится. Напряжение сигнала увеличивается в M раз, его мощность в M^2 раз, а дисперсия помехи всего лишь в M раз. Поэтому отношение сигнал/помеха возрастает до величины

$$\frac{2\mathcal{E}_n M}{N_0} = \frac{2\mathcal{E}_{\text{пачки}}}{N_0},$$

что согласуется с изложенной выше теорией. Выигрыш в отношении сигнал/помеха получен за счет суммирования колебаний импульсов сигнала в определенный момент времени. В то время как суммирование колебаний сигнала происходит в фазе, колебания помехи суммируются со случайными фазами, что объясняет преимущества оптимальной обработки.

Те же преимущества могут быть пояснены с иной, частотной точки зрения. Когерентная последовательность импульсов имеет гребенчатый спектр. Поэтому гребенчатая частотная характеристика схемы суммирования обеспечивает пропускание через систему только части спектральных компонентов помехи. На тех участках спектра, где сигнал отсутствует, помеха не проходит. Выигрыш при этом соответствует «скважности» спектра M , чем объясняется рациональное использование энергии пачки, в M раз большей энергии отдельного импульса. Из проведенного рассуждения следует, что один и тот же выигрыш за счет суммирования и гребенчатого характера спектра дважды учитывать нельзя. Наивысшее отношение сигнал/помеха на выходе оптимального фильтра по мощности определяется соотношением [(17), § 3.10] и в данном случае будет $\frac{2\mathcal{E}_{\text{пачки}}}{N_0}$.

Когерентная пачка импульсов с одинаковой фазовой структурой не является единственно возможной. Может использоваться пачка, образованная в результате амплитудной модуляции синусоидальных колебаний частоты f_0 последовательностью видеоимпульсов. Гребни амплитудно-частотного спектра этой пачки располагаются на расстояниях $\frac{1}{T}$ от несущей, но не обязательно от начала отсчета частот $f=0$. Для обычного сигнала, полоса которого существенно меньше несущей, необходимая гребенчатая частотная характеристика может быть при этом синтезирована с помощью той же самой схемы (рис. 3.23, б). Точное положение гребней на оси частот в пределах заданной полосы можно подобрать за счет небольших изме-

нений расположения отводов на линии, что практически не скажется на расстоянии между гребнями, но изменит их положение в полосе частот относительно несущей.

Огибающая пачки радиоимпульсов может быть непрямоугольной. Схема (рис.

3.23, б) при этом видоизменится только в том отношении, что суммирование с различных отводов производится с весами, обеспечивающими формирование необходимой импульсной характеристики фильтра.

Поскольку задержку порядка длительности пачки осуществить трудно, используют иногда линию задержки на один период посылки, но с обратной связью с выхода на вход (рис. 3.25), что обеспечивает многократное использование линии при формировании импульсной характеристики, а значит, и при обработке сигнала. Коэффициент обратной связи β выбирается таким, чтобы импульс, пройдя через тракт линии задержки с коэффициентом передачи K , возвращался на вход линии с небольшим ослаблением. Далее процесс повторяется (рециркуляция). При этом стремятся, чтобы к моменту прихода последнего импульса пачки первый затухал не очень сильно, но наложения шумов без наложения импульсов пачки не было. Обычно берут $K\beta = 0,8 \div 0,95$. Амплитудно-частотная характеристика рециркулятора имеет вид гребенки.

Гребенчатые фильтры можно составить, используя не только линии задержки, но и колебательные контуры, настроенные на частоты гребней. Поскольку потребуется значительное число контуров, такой способ пригоден лишь для систем малой скважности.

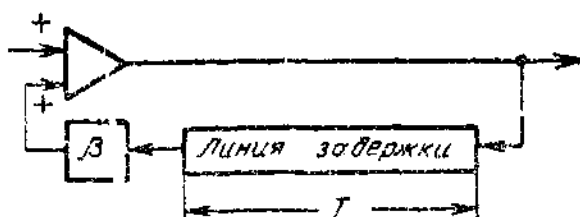


Рис. 3.25. Рециркулятор

§ 3.12. Пример оптимальной фильтрации прямоугольных радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции фазы колебаний

Одиночный прямоугольный радиоимпульс $[u(t) = \cos 2\pi f_0 t$ при $|t| < \tau_n/2$ и $u(t) = 0$ при $|t| > \tau_n/2]$ имеет спектральную плотность

$$g(f) = \frac{\sin \pi (f - f_0) \tau_n}{2\pi (f - f_0)} + \frac{\sin \pi (f + f_0) \tau_n}{2\pi (f + f_0)}, \quad (1)$$

где в области $f > 0$ можно пренебречь вторым слагаемым, а в области $f < 0$ — первым. Амплитудно-частотный спектр прямоугольного радиоимпульса (для $f > 0$) показан на рис. 3.26. Ширина его по нулям равняется $2/\tau_n$, а по уровню $(\sin \frac{\pi}{2})/\frac{\pi}{2} \approx 0,64$ эта ширина составляет $1/\tau_n$.

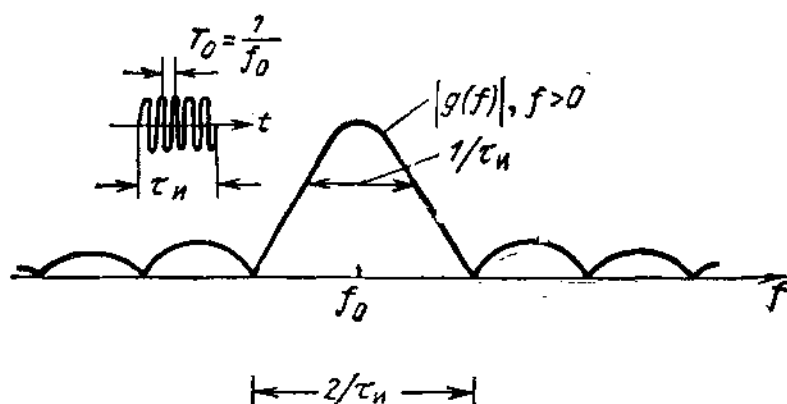


Рис. 3.26. Амплитудно-частотный спектр прямоугольного радиоимпульса ($f_0 > 0$)

Перейдем к рассмотрению возможностей осуществления *квазиоптимальной* и *оптимальной* фильтрации прямоугольного радиоимпульса.

Квазиоптимальную фильтрацию осуществляют с помощью полосовых усилителей путем подбора полосы пропускания.

Зададимся близкой к прямоугольной единичной амплитудно-частотной характеристикой фильтра с полосой Π и линейной фазо-частотной характеристикой $e^{-j2\pi f t_0}$. Здесь t_0 — задержка в фильтре. Чем ближе амплитудно-частотная характеристика фильтра к прямоугольной, тем больше t_0 , так как импульсная характеристика вида $\frac{\sin \pi \Pi(t-t_0)}{\pi \Pi(t-t_0)}$ по условию реализуемости равна 0 при $t < 0$. Напряжение на выходе фильтра при единичной амплитуде напряжений на входе можно представить в виде

$$\begin{aligned} w(t) = & \frac{1}{2} \int_{f_0 - \Pi/2}^{f_0 + \Pi/2} \frac{\sin \pi (f - f_0) \tau_n}{\pi (f - f_0)} e^{j2\pi f (t - t_0)} df + \\ & + \frac{1}{2} \int_{-f_0 - \Pi/2}^{-f_0 + \Pi/2} \frac{\sin \pi (f + f_0) \tau_n}{\pi (f + f_0)} e^{j2\pi f (t - t_0)} df. \end{aligned}$$

После замены переменных $\pi (f - f_0) \tau_n = x$ в первом интеграле и $\pi (f + f_0) \tau_n = y$ — во втором выражение приводится к виду

$$w(t) = W(t) \cos 2\pi f_0 t,$$

где

$$\begin{aligned} W(t) = & \frac{1}{\pi} \int_{-\pi \tau_n (\Pi/2)}^{\pi \tau_n (\Pi/2)} \frac{\sin x}{x} e^{j2x \frac{t-t_0}{\tau_n}} dx = \\ = & \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi \tau_n (\Pi/2)} \frac{\sin x}{x} \cos \left(2x \frac{t-t_0}{\tau_n} \right) dx. \end{aligned}$$

Преобразуя произведение тригонометрических функций и вводя интегральный

синус $\text{Si } y = \int_0^y \frac{\sin x}{x} dx$, получим

$$W(t) = \frac{1}{\pi} \left[\text{Si } \pi \Pi \left(t - t_0 + \frac{\tau_{\Pi}}{2} \right) - \text{Si } \pi \Pi \left(t - t_0 - \frac{\tau_{\Pi}}{2} \right) \right]. \quad (2)$$

Замечая, что $(\text{Si } y)' = \frac{\sin y}{y}$, заключаем, что максимум огибающей достигается в момент времени $t = t_0$, когда $W'(t) = 0$, и будет

$$W_{\text{макс}} = \frac{2}{\pi} \text{Si } (\pi \Pi \tau_{\Pi}/2).$$

Квадрат эффективного напряжения помехи на единичном сопротивлении для выбранной прямоугольной единичной характеристики составит

$$\omega_{\Pi \text{ скв}}^2 = \int_{f_0 - \frac{\Pi}{2}}^{f_0 + \frac{\Pi}{2}} N_0 df = N_0 \Pi,$$

откуда энергетическое отношение сигнал/помеха на выходе квазиоптимального фильтра

$$\frac{W_{\text{макс}}^2}{\omega_{\Pi \text{ скв}}^2} = q^2 \frac{\text{Si}^2 \frac{\pi \Pi \tau_{\Pi}}{2}}{(\pi/2)^2 \Pi \tau_{\Pi}},$$

где $q^2 = \frac{2\mathfrak{E}_{\Pi}}{N_0} = \frac{\tau_{\Pi}}{N_0}$ — отношение сигнал/помеха на выходе оптимального фильтра.

Полосовой фильтр оптимизируется при $\Pi \tau_{\Pi} = 1,37$ и максимальное отношение сигнал/помеха составляет $0,83q^2$. Таким образом, *полосовой фильтр с неоптимальной прямоугольной амплитудно-частотной характеристикой, но оптимальной (по В. И. Сифорову) полосой $\Pi_{\text{опт}} = \frac{1,37}{\tau_{\Pi}}$ дает для рассматриваемого сигнала в виде прямоугольного радиоимпульса выигрыш в энергетическом отношении сигнал/помеха всего лишь на 17% или в $1/0,83 \sim 1,2$ раза.*

Наряду с квазиоптимальными фильтрами принципиально можно построить *оптимальный* для прямоугольного радиоимпульса фильтр. В этом проще всего убедиться, разбивая длинный прямоугольный импульс на M более коротких импульсов длительностью τ_{Π}/M . Оптимальная фильтрация полученной таким образом «пачки» сомкнутых радиоимпульсов может быть произведена, как и в § 3.11, с помощью достаточно широкополосного фильтра, линии задержки с отводами и сумматора. Рассмотренная в § 3.11 частотная характеристика $K_2(f) = \frac{\sin \pi f M T}{\sin \pi f T}$ при целом числе периодов колебаний в

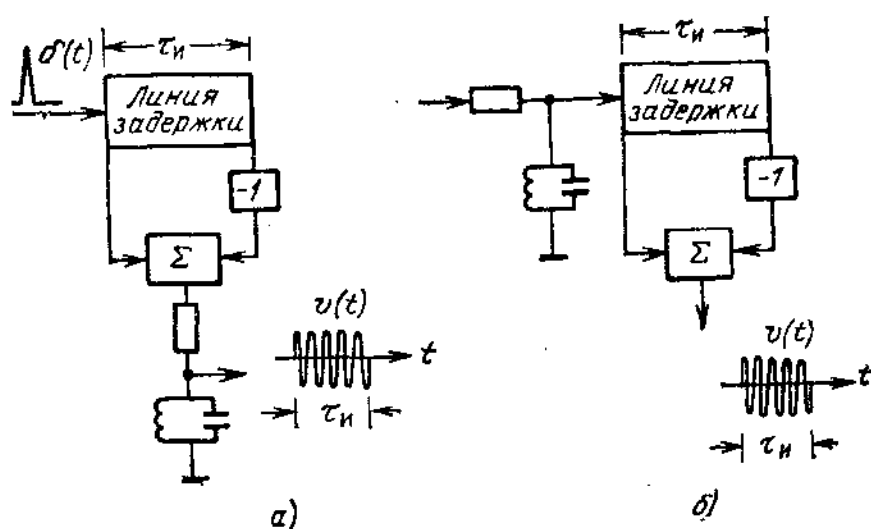


Рис. 3.27. Оптимальный фильтр для прямоугольного радиоимпульса без внутриимпульсной модуляции фазы

импульсе длительностью τ_n/M приводится к виду

$$\frac{\sin \pi (f - f_0) MT}{\pi (f - f_0) T} = M \frac{\sin \pi (f - f_0) \tau_n}{\pi (f - f_0) \tau_n},$$

что с точностью до множителя совпадает с требуемой. На выходе схемы в этом случае получается сплошной ромбовидный импульс частоты f_0 . Схема оптимального фильтра на линии задержки без промежуточных отводов показана на рис. 3.27, а. Она содержит сумматор, на котором вырабатывается разность незадержанного и задержанного на τ_n радиоимпульсов, и колебательный контур высокой добротности (подключаемый к сумматору через сопротивление, чтобы избежать шунтирования). Другая разновидность этой же схемы приведена на рис. 3.27, б.

В обоих случаях считается, что время задержки составляет целое число периодов колебаний высокой частоты. Получаемая при подаче на вход δ -функции импульсная характеристика образуется в результате вычитания двух свободных колебаний — незадержанного и задержанного на τ_n . При большой добротности контура длительность пере-

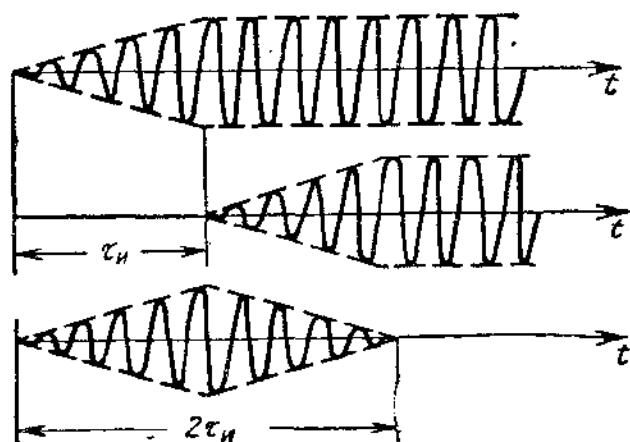


Рис. 3.28. Процесс оптимальной фильтрации прямоугольного радиоимпульса в схеме рис. 3.27

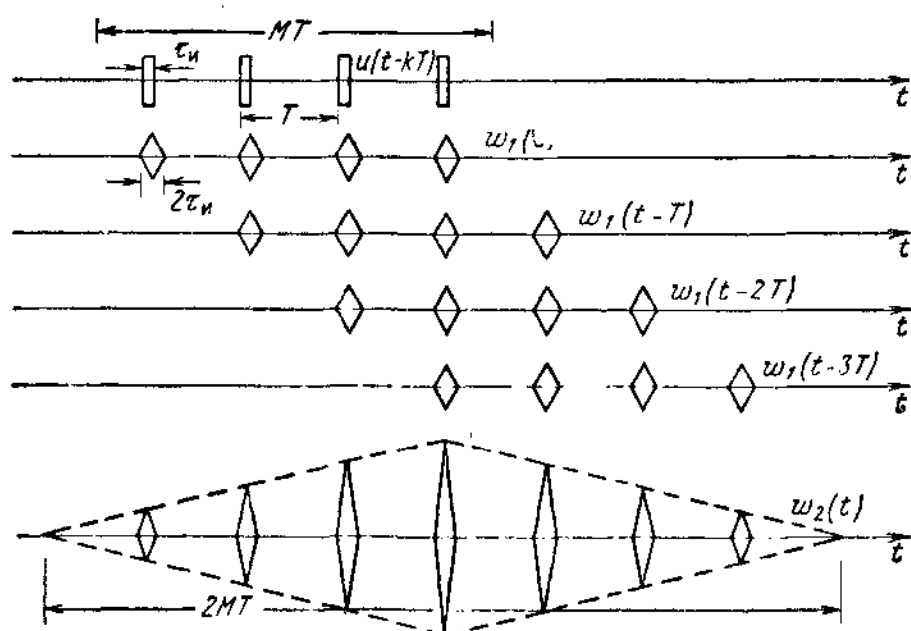


Рис. 3.29. Результат оптимальной фильтрации когерентной пачки радиоимпульсов с прямоугольной огибающей

ходного процесса в нем много больше τ_n . В результате вычитания получается импульсная характеристика в виде радиоимпульса длительностью τ_n , близкого к прямоугольному. Частотная характеристика фильтра (рис. 3.27, а, б) в случае предельно большой добротности контура соответствует спектру вида $\sin x/x$.

При воздействии на вход фильтра прямоугольного радиоимпульса на выходе получается *ромбовидный* радиоимпульс. В этом случае на контуре высокой добротности происходит линейное нарастание амплитуды напряжения в течение длительности импульса и весьма медленное затухание колебаний после его окончания. В результате вычитания двух переходных процессов, незадержанного и задержанного, на выходе получается ромбовидный радиоимпульс длительностью $2\tau_n$ (рис. 3.28).

Оптимальная фильтрация прямоугольной пачки прямоугольных радиоимпульсов может быть осуществлена путем последовательного включения двух фильтров: фильтра, оптимального для одиночного прямоугольного радиоимпульса, например, как на рис. 3.27, и когерентного сумматора импульсов пачки, аналогичного звену формирования частотной характеристики $K_2(f)$ на рис. 3.23, б (§ 3.11). В результате оптимальной фильтрации на выходе получится последовательность $(2M - 1)$ ромбовидных радиоимпульсов с общей ромбовидной огибающей (рис. 3.29). Если, не изменяя схемы когерентного накопления, оптимальный фильтр для прямоугольного радиоимпульса заменить квазиоптимальным, то изменится форма огибающей отдельных импульсов при сохранении формы огибающей пачки.

§ 3.13. Широкополосные радиоимпульсы и понятие об эффекте сжатия

Импульсный сигнал называется *широкополосным*, если произведение его длительности на ширину спектра частот $P_n \tau_n = n \gg 1$. Широкополосность обычно достигается путем *внутриимпульсной модуляции фазы (частоты) колебаний*. Широкополосный радиоимпульс имеет ширину спектра в n раз большую, чем импульс той же длительности τ_n без внутриимпульсной модуляции. Ширина его спектра соответствует импульсу без внутриимпульсной модуляции существенно меньшей длительности τ_n/n .

Из формулы [(11), § 3.10] следует, что импульс на выходе оптимального фильтра определяется *амплитудно-частотным спектром сигнала*. Это значит, что широкополосный радиоимпульс преобразуется в своем оптимальном фильтре в импульс *такой же длительности*, что и импульсы длительности τ_n/n при воздействии на свой оптимальный фильтр. Иначе говоря, широкополосные радиоимпульсы *сжимаются в оптимальных фильтрах*, причем *тем сильнее, чем больше произведение $P_n \tau_n = n$* .

Если два перекрывающихся сдвинутых широкополосных радиоимпульса воздействуют на соответствующий оптимальный фильтр (рис. 3.30), каждый из них в силу применимости принципа суперпозиции к линейным системам сжимается *независимо*, т. е. имеется *возможность разрешения сигналов от целей, импульсы которых перекрываются*. Это позволяет *наращивать длительности импульсов без ухудшения разрешающей способности по дальности*. Увеличение длительности импульса является средством увеличения его энергии при пиковой мощности, ограниченной обычно условиями генерации и пробоя в фидерных трактах. Наряду с увеличением энергетичности можно *повышать в значительных пределах разрешающую способность по дальности*, используя весьма широкополосные сигналы.

В связи с практической целесообразностью использования широкополосных сигналов следует более подробно рассмотреть пути расширения спектра, а затем изучить физические процессы при сжатии в оптимальных фильтрах.

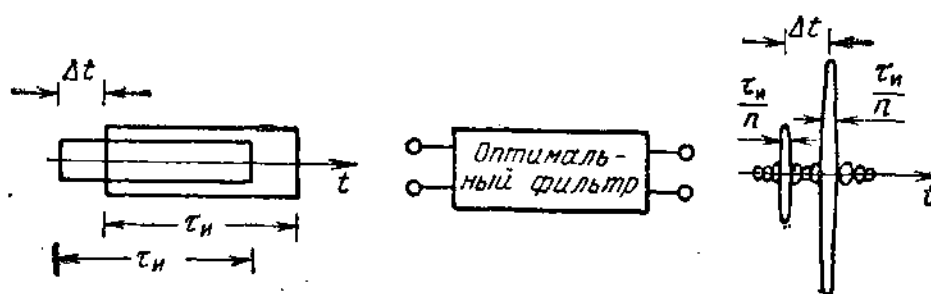


Рис. 3.30. Разрешение при сжатии широкополосных радиоимпульсов в оптимальном фильтре

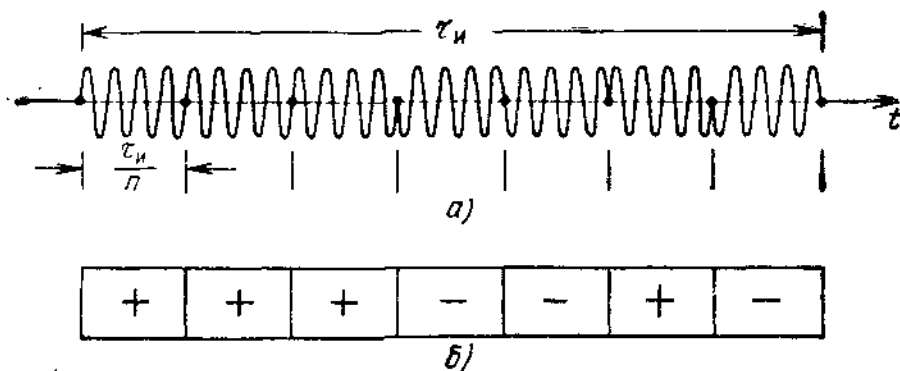


Рис. 3.31. Фазо-манипулированный радиоимпульс (а) и его условное изображение (б)

В качестве средства расширения спектра радиоимпульсов может использоваться *фазовая манипуляция*. Она состоит в том, что импульс длительностью τ_n разбивается на определенное число n более коротких сомкнутых между собой парциальных радиоимпульсов и в каждый из этих импульсов вводится соответствующий фазовый сдвиг $\Delta\varphi$. Фазовые сдвиги, вводимые в парциальные радиоимпульсы, могут быть кратны (или некрatны) одному и тому же фазовому сдвигу, например, $2\pi/m$, где m — целое число. При $m > 2$ фазовая манипуляция называется *многофазной*, а при $m = 2$ *противофазной*, так как, по существу, возможны лишь два различающихся значения $\Delta\varphi$ (0 или π), а комплексный множитель $C = e^{i\Delta\varphi}$ принимает два значения (1 или -1). На рис. 3.31 представлен манипулированный по фазе 0, π импульс и его условное обозначение, отображающее лишь знаки множителей $C_k = e^{i\Delta\varphi_k}$ для парциальных элементов импульса ($k = 0, 1, 2, \dots$).

Спектр фазо-манипулированного радиоимпульса можно представить как наложение спектров сдвинутых парциальных импульсов или, с учетом теоремы запаздывания,

$$g(f) = g_0(f) \sum_{k=0}^{n-1} C_k e^{-i2\pi f k \tau_0},$$

где $g_0(f)$ соответствует спектру первого из парциальных радиоимпульсов. В случае, когда $C_k = 1$ для всех k , фазо-манипулированный радиоимпульс переходит в длинный немодулированный радиоимпульс. Модуль суммы соответствует, как и в § 3.11, выражению вида $\left| \frac{\sin \pi f \tau_0 n}{\sin \pi f \tau_0} \right|$, а результирующий амплитудно-частотный спектр становится существенно уже спектра парциального радиоимпульса. На рис. 3.32 пунктиром показаны амплитудно-частотные спектры импульса длительностью τ_0 и немодулированного импульса такой же энергии длительностью $\tau_n = n\tau_0$. Сплошной линией показан амплитудно-частотный спектр при значениях C_k , соответствующих коду $+++---+-$. Ширина спектра фазо-манипулированного

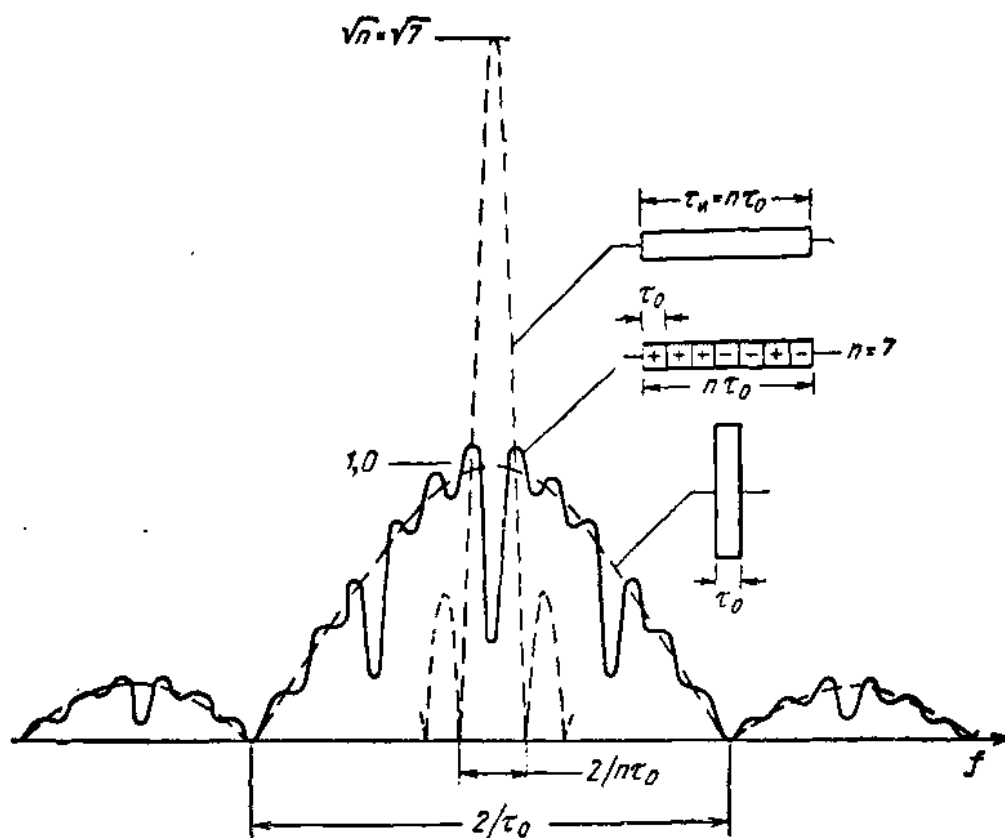


Рис. 3.32. Амплитудно-частотные спектры радиоимпульсов: фазо-манипулированного (сплошная кривая), парциального длительностью τ_0 и немодулированного длительностью $n\tau_0$ (пунктир)

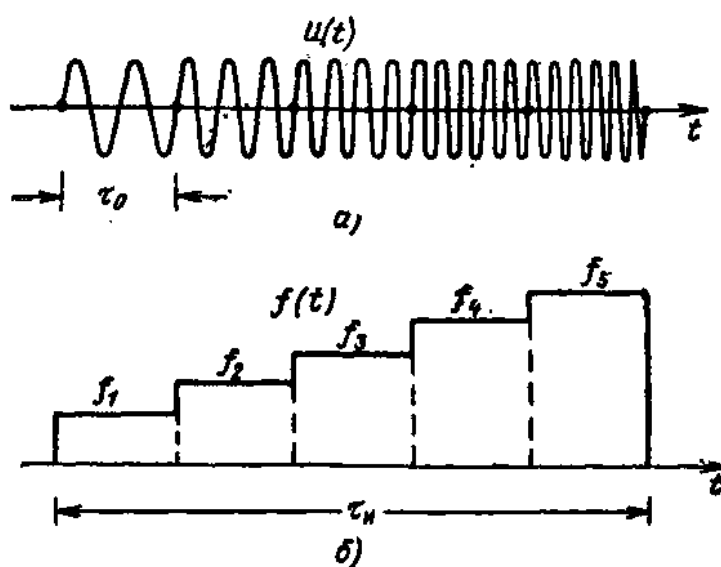
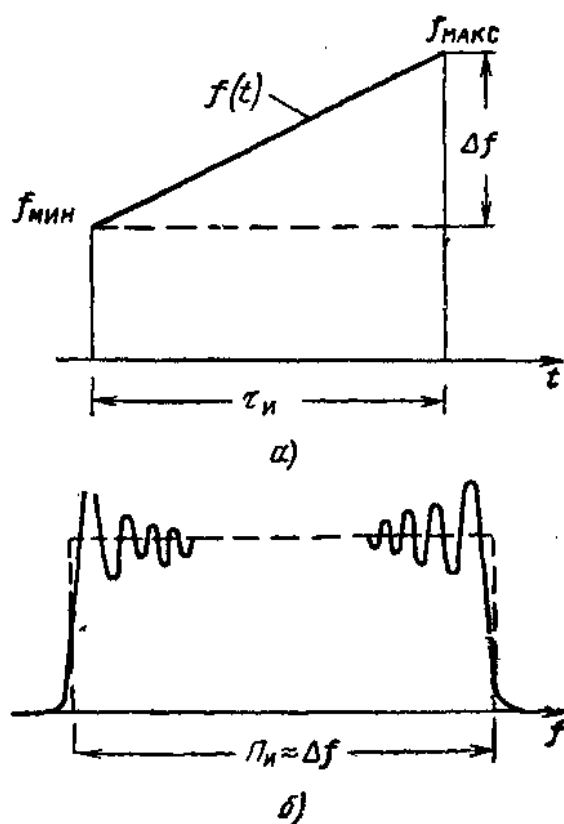


Рис. 3.33. Частотно манипулированный радиоимпульс (а) и закон изменения частоты (б) в импульсе

Рис. 3.34. Закон изменения частоты $f(t)$ (а), амплитудно-частотный спектр (сплошная линия) и его аппроксимация (пунктир) при линейной частотной модуляции радиоимпульса (б)



импульса длительностью τ_n имеет при этом тот же порядок, что и ширина спектра парциального импульса длительностью τ_0 .

Другим способом расширения спектра импульса является использование *частотной манипуляции*. На рис. 3.33 показан составной импульс длительностью τ_n , полученный путем состыковывания (например, с точностью до фазы) более коротких импульсов длительностью τ_0 . Частота колебаний от импульса к импульсу меняется скачком, так что результирующий спектр складывается из взаимно смещенных парциальных спектров. Возможности расширения результирующего спектра при этом увеличиваются.

Наряду со ступенчатым изменением частоты, как это показано на рис. 3.33, возможно *плавное* (например, линейное) изменение частоты (рис. 3.34, а). Радиоимпульс называется при этом *частотно-модулированным*, в частности *линейно частотно-модулированным* (ЛЧМ). Амплитудно-частотный спектр такого импульса показан на рис. 3.34, б.

Анализ сжатого импульса особенно прост, если амплитудно-частотный спектр аппроксимируется прямоугольником (рис. 3.34, б) высотой g_0 .* Из формулы [(11), § 3.10] для напряжения на выходе фильтра при $\alpha = 0$ и $2C g_0 \Pi_n = 1$ имеем

* Выводы существенно не меняются, если аппроксимация спектра не вводится (см. § 6.6).

$$w_c(t) = 2 C g_0 \int_{t_0 - \Pi_H/2}^{t_0 + \Pi_H/2} \cos 2\pi f(t - t_0) df = \frac{\sin \pi \Pi_H(t - t_0)}{\pi \Pi_H(t - t_0)} \cos 2\pi f_0(t - t_0).$$

Если длительность импульса на входе τ_H , то длительность на выходе по нулям составляет $2/\Pi_H$, а по уровню $\approx 0,64$ составляет $1/\Pi_H$, т. е. коэффициент сжатия по этому последнему уровню

$$k_{сж} = \Pi_H \tau_H = n.$$

В зависимости от формы амплитудно-частотного спектра меняется форма сжатого импульса на выходе оптимального фильтра (рис. 3.35). Как было показано, она имеет огибающую вида $\left| \frac{\sin x}{x} \right|$ в случае прямоугольного спектра, колокольную огибающую — в

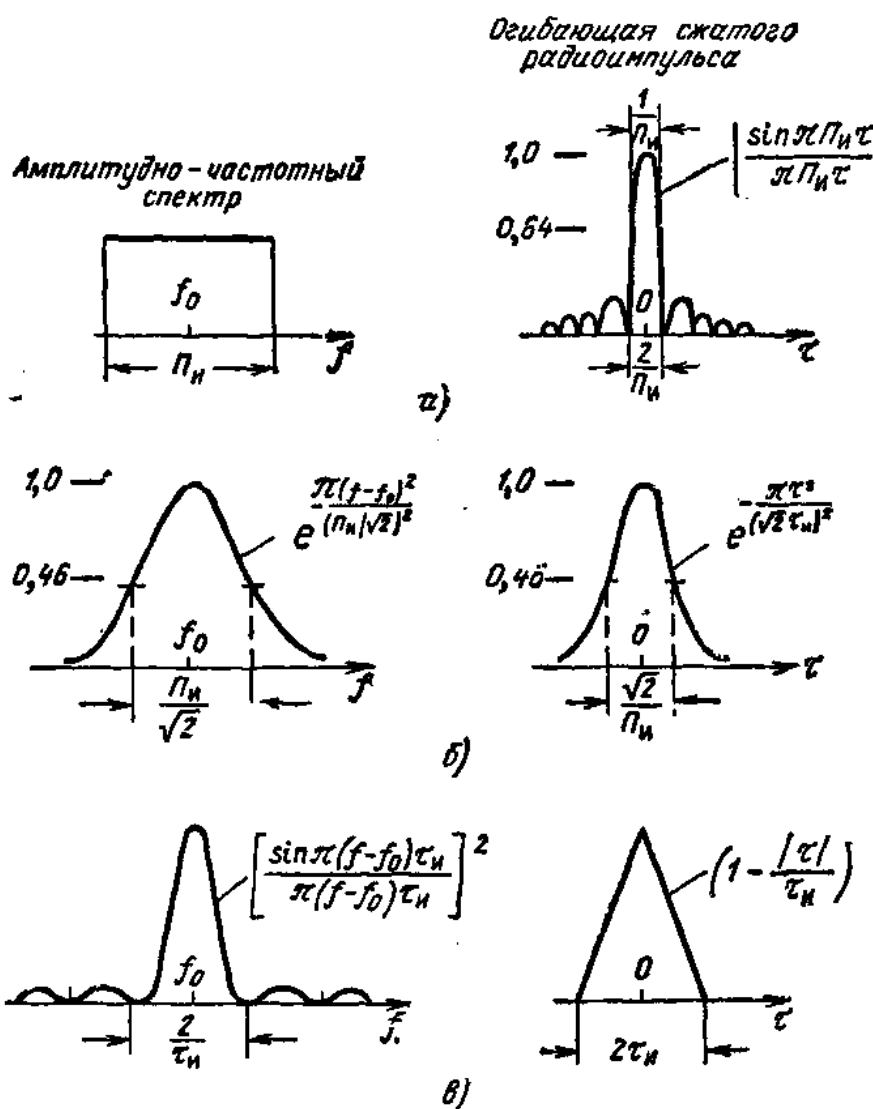


Рис. 3.35. Зависимость формы огибающей сжатого импульса от вида его амплитудно-частотного спектра

случае колокольного спектра, ромбовидную огибающую — в случае спектра $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$. Это уже дает основание судить о различного рода промежуточных случаях. Так, например, *скругление амплитудно-частотного спектра и приближение его от прямоугольного к колокольному должно уменьшить боковые лепестки сжатого импульса* (так же, как скругление амплитудного распределения поля в раскрыве антенны уменьшает боковые лепестки диаграммы направленности).

Для фазо-манипулированного импульса, спектр которого близок к $\frac{\sin x}{x}$ на входе оптимального фильтра и к $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$ на его выходе, следует ожидать сжатый импульс ромбовидной формы (хотя отступление от законов $\frac{\sin x}{x}$ и $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$ должно привести к известным отступлениям от чистого ромба). В этом можно убедиться, рассматривая более подробно процесс сжатия фазо-манипулированного радиоимпульса в оптимальном для него фильтре.

§ 3.14. Сжатие простейшего фазо-манипулированного радиоимпульса

Рассмотрим фазо-манипулированный радиоимпульс длительностью τ_n , составленный из парциальных импульсов длительностью $\tau_0 = \tau_n/n$ (рис. 3.36). В течение каждого промежутка времени τ_0 излучаются колебания одинаковой частоты f_0 с постоянной начальной фазой, которая может меняться скачком на π при переходе к следующему элементарному импульсу.

Оптимальная импульсная характеристика, соответствующая этому сигналу, схематически представлена на рис. 3.36, б. Чтобы построить оптимальный фильтр с такой характеристикой, можно воспользоваться линией задержки с отводами и общим сумматором, к которому часть отводов подключена через инверсные каскады (рис. 3.37). Выходное напряжение сумматора подается на оконечный фильтр, который является оптимальным для элементарного импульса длительностью $\tau_0 = \tau_n/n$ (рис. 3.27).

Проследим процесс оптимальной фильтрации импульса (рис. 3.36) с заданным законом модуляции. На рис. 3.38, а схематически представлены сдвинутые во времени входные радиоимпульсы с учетом наличия инверсных каскадов. Резуль-

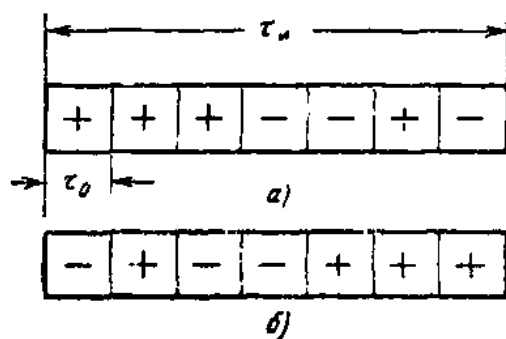


Рис. 3.36. Условное изображение фазо-манипулированного радиоимпульса (а) и оптимальной импульсной характеристики (б)

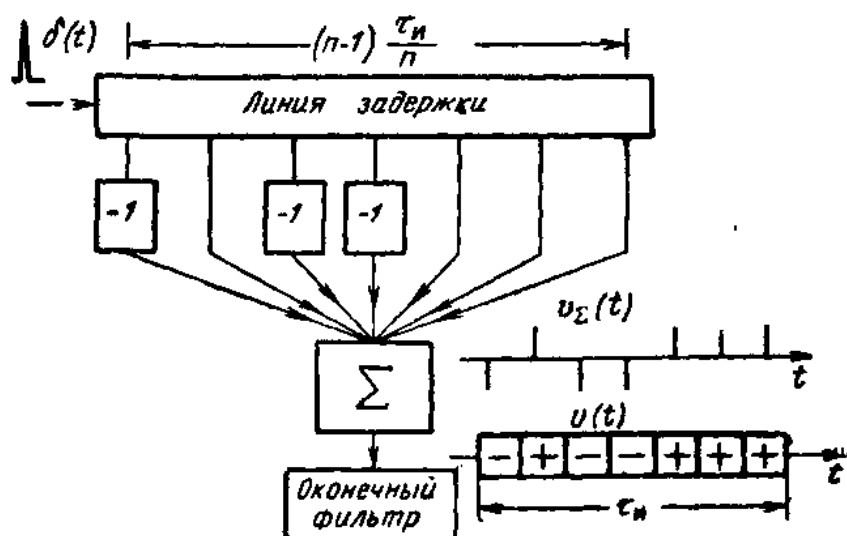


Рис. 3.37. Формирование импульсной характеристики, оптимальной для фазо-манипулированного радиоимпульса (рис. 3.36)

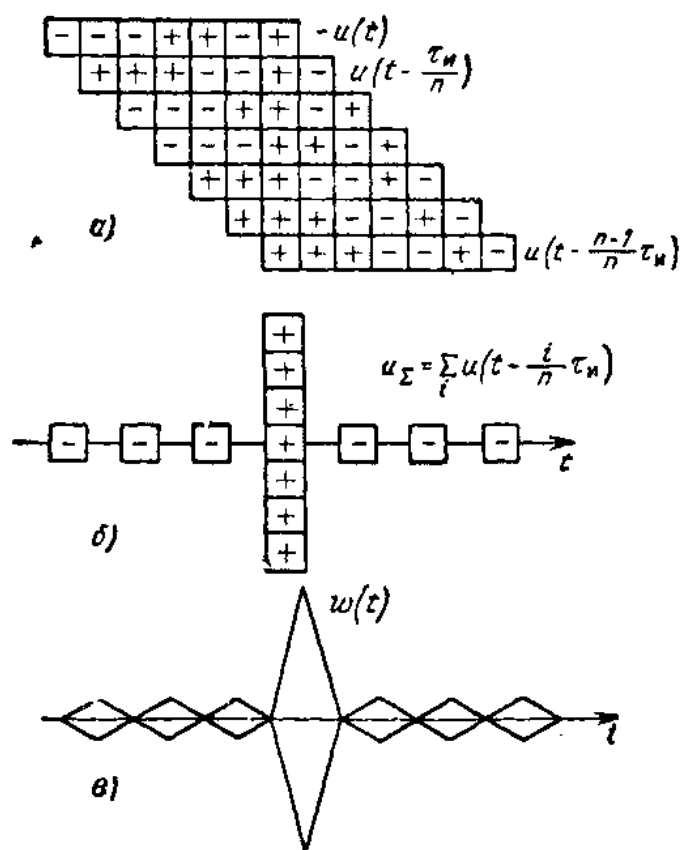


Рис. 3.38. Процесс оптимальной фильтрации фазо-манипулированного радиоимпульса

тат их суммирования представлен на рис. 3.38, б, а выходное напряжение оптимального фильтра в целом — на рис. 3.38, в.

Рассмотренный пример интересен с двух точек зрения. С одной стороны, он показывает возможности синтеза оптимальных фильтров с достаточно сложными импульсными характеристиками. С другой стороны, он иллюстрирует указанный ранее эффект сжатия импульса со сложным законом модуляции при оптимальной обработке. Легко видеть, что длительность основного выброса выходного сигнала существенно меньше длительности сигнала на входе.

Напомним, что в качестве оконечного фильтра схемы (рис. 3.37) можно использовать также полосовой фильтр с оптимальной полосой $\frac{1,37}{\tau_0} = \frac{1,37}{\tau_n} n$. Полосовой фильтр преобразует при этом элементарные прямоугольные радиоимпульсы (рис. 3.38, б) в радиоимпульсы, форма огибающей которых несколько отличается от ромбовидной. Хотя обработка в целом будет неоптимальной, проигрыш в энергетическом отношении сигнал/помеха составит всего 17%.

В отличие от рис. 3.37 полосовой фильтр обычно предшествует линии задержки с отводами и сумматором.

§ 3.15. Сжатие частотно-манипулированных и частотно-модулированных радиоимпульсов

На рис. 3.39 показана схема, позволяющая формировать сигналы и импульсные характеристики в виде частотно-манипулированных радиоимпульсов. Эта схема состоит из линии задержки с подключенными к ее отводам колебательными контурами и сумматора.

При воздействии δ -функции на вход системы в каждом из контуров последовательно возбуждаются импульсные переходные процессы, а на выходе сумматора при соответствующем подборе параметров получается протяженное частотно-модулированное колебание. Более точное приближение импульсной характеристики к прямоугольному частотно-манипулированному радиоимпульсу можно получить, используя соседние пары отводов для формирования парциальных радиоимпульсов с прямоугольной огибающей (см. рис. 3.27) и добиваясь «сшивания» прямоугольных радиоимпульсов разных частот. Примерный вид амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик элементов цепей, подключаемых к сумматору, показан на рис. 3.40. Фазо-частотная характеристика каждого элемента цепи определяется соответствующей задержкой и имеет тем больший наклон, чем больше эта задержка, т. е.

$$K(f) = e^{-j(2\pi f t_i + \text{const})}, \quad \arg K(f) = -2\pi f t_i - \text{const}$$

при

$$\frac{f_i + f_{i-1}}{2} < f < \frac{f_i + f_{i+1}}{2},$$

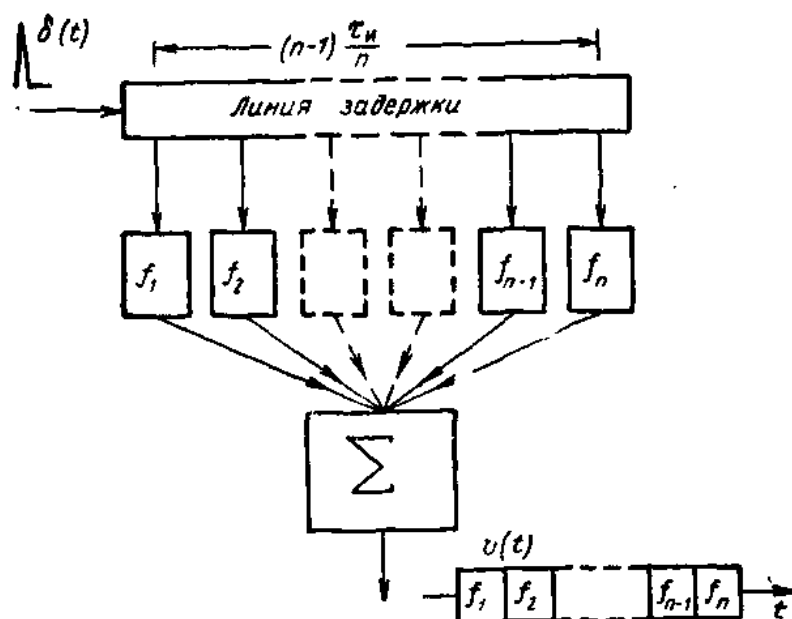


Рис. 3.39. Формирование импульсной характеристики в виде частотно-манипулированного радиоимпульса

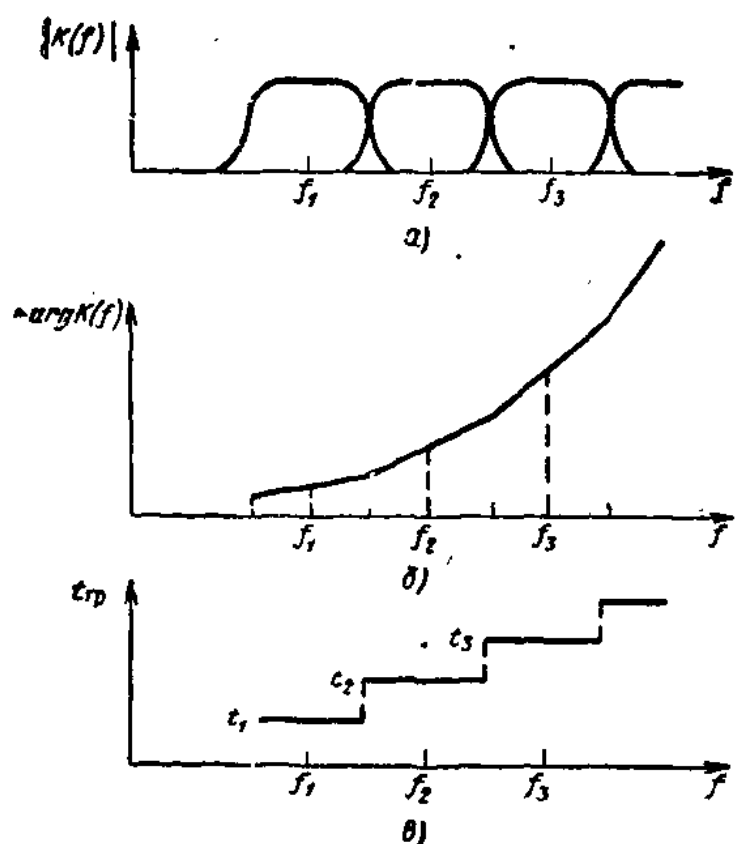


Рис. 3.40. Амплитудно-частотные (а) и фазо-частотные (б) характеристики элементов цепей, подключаемых к сумматору на рис. 3.39; зависимость времени группового запаздывания от частоты в этой схеме (в)

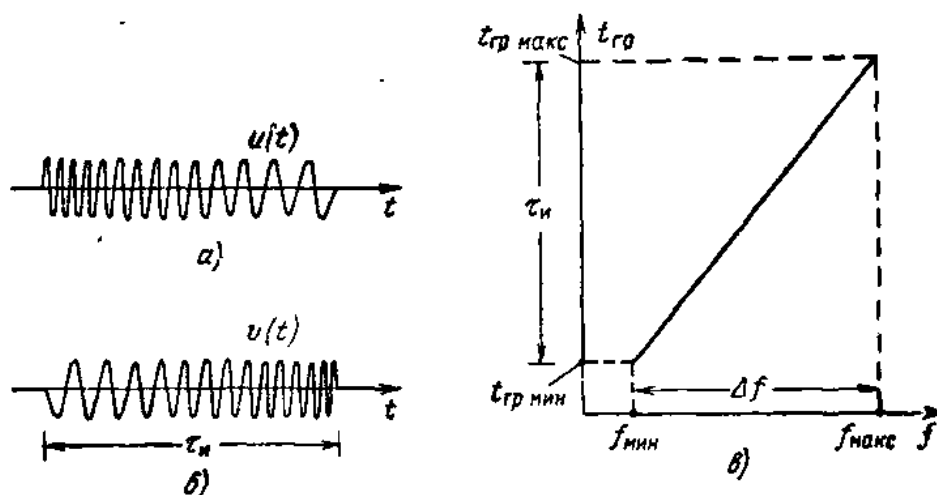


Рис. 3.41. Частотно-модулированный радиопульс (а), импульсная характеристика оптимального фильтра (б) и характеристика группового запаздывания в нем (в)

откуда находится задержка огибающей группы близких по частоте спектральных составляющих

$$t_i = -\frac{1}{2\pi} \frac{d}{df} \arg K(f),$$

образующих i -й из парциальных импульсов частотно-манипулированного колебания. График зависимости задержки (группового запаздывания) от частоты представлен на рис. 3.40, в.

Рассмотренная схема (рис. 3.39) способна осуществлять сжатие радиопульса, зеркального по отношению к ее импульсной характеристике.

Если от частотно-манипулированного радиопульса перейти к частотно-модулированному (рис. 3.41, а), то импульсная характеристика оптимального фильтра перейдет в частотно-модулированное колебание с зеркальным по отношению к сигналу законом частотной модуляции. Рассматривая в соответствии с интегралом Фурье δ -функцию как наложение радиопульсов различных частот, можно утверждать, что оптимальный фильтр должен осуществлять разную задержку различных групп частот. Рисунку 3.41, б соответствует меньшая задержка низких частот и большая задержка высоких, т. е. зависимость групповой задержки от частоты

$$t_{гр} = -\frac{1}{2\pi} \frac{d}{df} \arg K(f)$$

должна соответствовать графику рис. 3.41, в. Для этого время группового запаздывания в линии должно изменяться в диапазоне частот сигнала по определенному закону, в данном случае по линейному.

Непостоянство группового времени запаздывания для различных спектральных составляющих относят к классу явления дисперсии скорости распространения. Поэтому линии задержки с переменным временем группового запаздывания называют *дисперсионными*.

Понятие зависящего от частоты группового запаздывания позволяет дать простую трактовку механизма сжатия при внутриимпульсной частотной модуляции. Линия с характеристикой $t_{гр} = t_{гр}(f)$, показанной на рис. 3.41, *в*, задерживает в большей степени высокие, чем низкие частоты. Подадим на нее импульс, мгновенная частота которого изменяется от более высокой в начале до более низкой в конце импульса. Таким образом, более высокие частоты действуют в данном случае ранее, но задерживаются в большей степени, а более низкие действуют позже, но задерживаются меньше. Это создает предпосылку для совмещения всех групп частот и образования сжатого импульса. Условием совмещения является соотношение

$$t_{в}(f) + t_{гр}(f) = \text{const},$$

где $t_{в}(f)$ — момент воздействия мгновенной частоты. Длительность сжатого импульса при полной компенсации фазовых сдвигов обратно пропорциональна ширине спектра частот.

Подбор оптимальной характеристики времени группового запаздывания эквивалентен в соответствии с [(9), §3.10] подбору оптимальной фазо-частотной характеристики.

Компенсация фазо-частотного спектра сигнала является основной причиной временного сжатия, приводя к согласованному наложению гармонических составляющих (см. рис. 3.20) и образованию пика сжатого радиоимпульса. Подбор оптимальной амплитудно-частотной характеристики, изменяя соотношение спектральных составляющих сигнала с целью ослабления помехи, может вести лишь к сужению спектра и расширению сжатого импульса. Однако для широкополосных радиоимпульсов такое расширение существенно перекрывается сжатием за счет компенсирующего действия фазо-частотной характеристики.

Дисперсия скорости распространения может быть обеспечена в линии передачи с распределенными параметрами — волноводе, если по крайней мере один из его размеров соизмерим с длиной волны. Наряду с этим могут использоваться линии задержки с сосредоточенными параметрами — фильтровые цепочки, обеспечивающие требуемые фазовые характеристики. Промежуточное положение занимают волноводные фильтры.

Различные дисперсионные задерживающие устройства дают характеристики $t_{гр}(f)$, отличающиеся рабочей полосой частот $f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}$ и перепадом времени группового запаздывания $t_{гр \text{ макс}} - t_{гр \text{ мин}}$ в пределах этой полосы. Наряду с нарастающим законом $t_{гр}(f)$ (рис. 3.41, *в*) используется спадающий.

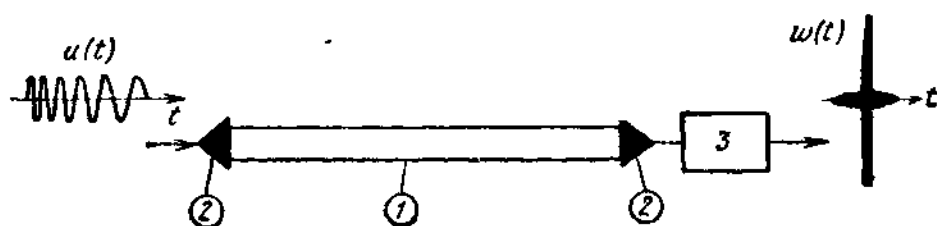


Рис. 3.42. Дисперсионный ультразвуковой волновод (1); пьезоэлектрические преобразователи (2), корректирующий усилитель (3), входной $u(t)$ и выходной $w(t)$ радиопульсы

Сверхвысокочастотные дисперсионные замедляющие системы на радиоволноводах могут обеспечить очень широкие полосы частот $f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}$, но при небольшом перепаде $t_{\text{гр макс}} - t_{\text{гр мин}}$.

Большие переменные временные задержки можно получить на электрических линиях задержки с распределенными или сосредоточенными параметрами в диапазоне промежуточных частот, поскольку при этом могут быть обеспечены большие замедления.

Еще большие переменные временные задержки, но при меньших полосах частот, можно обеспечить, используя ультразвуковые волноводы, выполненные в виде лент или цилиндрических проводов из материала, проводящего ультразвук. Толщина ленты или диаметр цилиндра при этом должны быть порядка длины ультразвуковой волны в материале звукопровода для средней частоты спектра сигнала в тракте промежуточной частоты.

На рис. 3.42 схематически показан пример подобного дисперсионного ультразвукового волновода с пьезоэлектрическими преобразователями, которые преобразуют электрические колебания в ультразвуковые за счет прямого пьезоэффекта и ультразвуковые в электрические — за счет обратного. На рисунке схематически показан усилитель с корректирующей амплитудно-частотной характеристикой. Если последняя корректирует лишь амплитудно-частотные искажения в ультразвуковом волноводе, на выходе получается сжатый радиопульс с огибающей вида $\frac{\sin x}{x}$ (см. рис. 3.35, а). Уровень наибольших боковых выбросов такого импульса составляет около 22%. Поэтому в корректирующей усилитель могут включаться дополнительные звенья для уменьшения остатков за счет некоторой неоптимальности фильтра, ведущей к скруглению амплитудно-частотного спектра, т. е. к приближению результата оптимальной фильтрации к условиям рис. 3.35, б. При таком скруглении спектра должно одновременно наблюдаться некоторое расширение сжатого импульса. Скругление спектра может быть осуществлено в каскадах резонансного усилителя с частотной характеристикой, близкой к колокольной. Для уменьшения остатков сжатых частотно-модулированных, а

также фазо-манипулированных сигналов используют часто так называемую *весовую обработку*, состоящую в компенсации боковых выбросов с помощью сигналов, снятых с отводов линии задержки.

Убедимся, что весовую обработку можно рассматривать как разновидность скругления спектра, и приведем расчетные данные об ее эффективности.

Пусть прямоугольный амплитудно-частотный спектр с полосой H пропускается через полосовой фильтр с частотной характеристикой

$$K(f) = \left[a + 2b \cos \left(2\pi \frac{f-f_0}{H} \right) \right] e^{-j2\pi f t_0} \quad (1)$$

где t_0 — задержка в фильтре; a , b — весовые коэффициенты.

Соответствующая амплитудно-частотная характеристика для $a = 0,5$, $b = 0,25$ изображена на рис. 3.43, а.

По частотной характеристике (1) рассчитаем импульсную

$$v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(f) e^{j2\pi f t} df.$$

Полагая $t_0 = \frac{1}{H}$, а отношение $\frac{H}{f_0}$ целочисленным, получим

$$v(t) = b \delta(t) + a \delta\left(t - \frac{1}{H}\right) + b \delta\left(t - \frac{2}{H}\right). \quad (2)$$

Данная импульсная характеристика реализуется с помощью сумматора, к которому подключены вход и отводы неискажающей линии задержки на $1/H$ и $2/H$, причем суммирование ведется с весами b , a , b (рис. 3.43, б). Устройство с импульсной характеристикой (2) называют поэтому *устройством весовой обработки*.

При $a = 0,5$, $b = 0,25$ потенциально обеспечивается снижение уровня боковых лепестков до 2,4%. Известная неоптимальность обработки приводит при этом к энергетическим потерям примерно до 1,7 дБ (расчет аналогичен приведенному в § 3.12.) Кроме того, в связи с общим сужением спектра основной лепесток сжатого импульса расширяется примерно в 1,2 раза. Если выбрать $a = 0,54$ и $b = 0,23$, расчетный уровень боковых лепестков сжатого импульса снизится до 0,16%, потери составят 1,3 дБ, но основной лепесток расширится в 1,5 раза.

Наряду с дисперсионными ультразвуковыми и электрическими линиями в качестве элементов оптимальных фильтров частотно-модулированных радиоимпульсов могут использоваться *недиспергирующие линии задержки с неравномерно распределенными дискретными съемами* (рис. 3.44, а). Импульсную характеристику такой линии (с учетом ее конечной полосы пропускания) аппроксимируем последовательностью коротких прямоугольных видеоимпульсов единичной амплитуды длительностью Δt на интервале

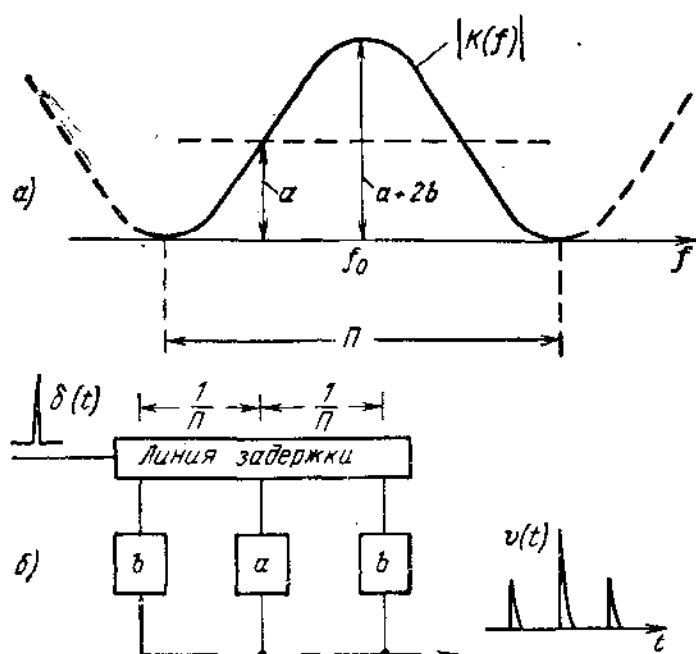


Рис. 3.43. Амплитудно-частотная характеристика (а) корректирующего устройства весовой обработки (б)

$|t| \leq \tau_n/2$ (рис. 3.44, б). Вначале остановимся на случае равномерного расположения съёмов, соответствующем одинаковым интервалам задержки T , где $\Delta\tau \ll T \ll \tau_n$. Тогда последовательность видеоимпульсов можно считать периодической (с периодом T) и описать ее спектральным разложением:

$$v(t) = \frac{\Delta\tau}{T} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} \sin \frac{m\pi\Delta\tau}{T} \cos \frac{2m\pi}{T} \left(t - \tau - \frac{\Delta\tau}{2} \right), \quad (3)$$

где τ характеризует момент начала одного из импульсов. При этом момент начала произвольного импульса с номером k определяется соотношением $t_k = \tau + kT$ ($k = 0, 1, 2, \dots$). Если параметр τ будет меняться во времени, соответственно будут меняться и моменты начала импульсов $t_k = \tau(t_k) + kT$. Таким образом, за счет подбора функции $\tau(t)$ можно учесть неравномерность распределения дискретных съёмов. Подбор функции $\tau(t)$ целесообразно осуществить так, чтобы гармоники разложения (3) оказались частотно-модулированными (рис. 3.44, в). Выбирая квадратичный закон изменения $\tau(t) = ct^2 - \Delta\tau/2$ и полагая, что для интересующих нас членов ряда $m\Delta\tau \ll T$, представим импульсную характеристику в виде суммы

$$v(t) = \frac{\Delta\tau}{T} \left[1 + 2 \sum_m \cos \frac{2m\pi}{T} (t - ct^2) \right],$$

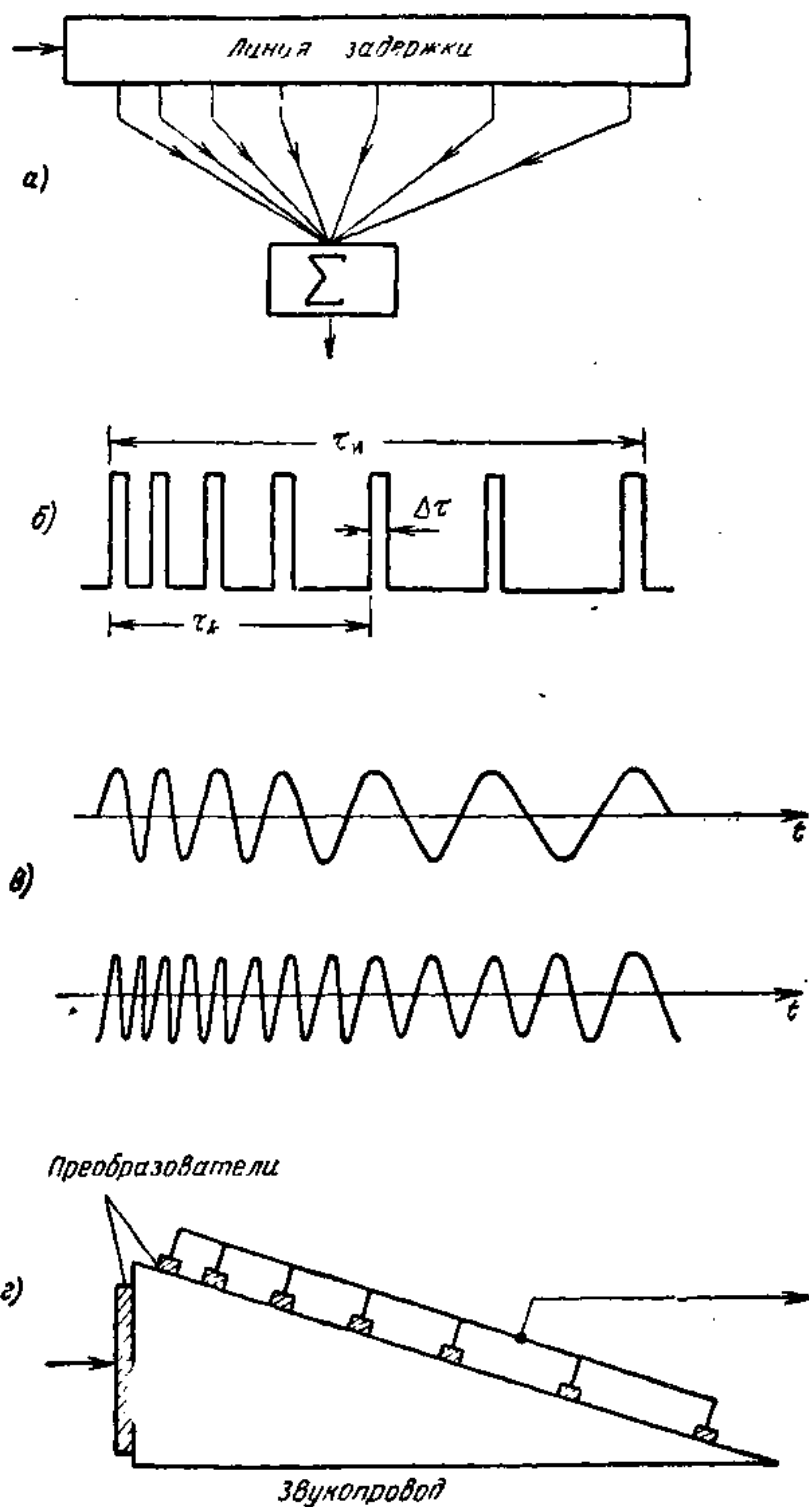


Рис. 3.44. Принцип формирования ЧМ импульсной характеристики на недиспергирующих линиях:
 а — схема формирования; б — импульсная характеристика; в — ее «гармоники»; г — реализация схемы на клиновом звукопроводе

в которой каждая «гармоника» является частотно-модулированным колебанием с линейно изменяющейся мгновенной частотой:

$$f_m(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[\frac{2m\pi}{T} (t - ct^2) \right] = \frac{m}{T} (1 - 2ct).$$

В пределах $-\tau_n/2 \leq t \leq \tau_n/2$ эти «гармоники» изменяют свою частоту на величину

$$\Delta f_m = f_m\left(-\frac{\tau_n}{2}\right) - f_m\left(\frac{\tau_n}{2}\right) = m \frac{2\tau_n}{T} c.$$

Если спектр первой (или второй) «гармоники» практически не перекрывается с остальными, то эту «гармонику» можно выделить полосовым фильтром, т. е. импульсная характеристика схемы в целом будет описываться одним линейно-модулированным по частоте импульсным колебанием.

На рис. 3.44, *г* изображена еще одна реализация фильтра сжатия с дискретными съемами, также позволяющая получать импульсную характеристику в виде частотно-модулированного радиоимпульса. В клиновом звуковом проводе фильтра возбуждается плоский фронт волны, а съем производится в неравномерно распределенных точках с тем, чтобы получить нужную импульсную характеристику. При использовании сапфира в качестве звукопровода и пьезопреобразователей из CdS удается получить полосы порядка сотен мегагерц.

Наряду с дискретным возможен *распределенный съем с линии задержки*, позволяющий получить нужную импульсную характеристику без дополнительной фильтрации.

Интересным новым направлением построения широкополосных оптимальных фильтров является использование дисперсионных явлений на сверхвысоких частотах в так называемых *магнитоупругих линиях задержки* на базе кристаллов железо-иттриевого граната (ЖИГ). В этих кристаллах могут распространяться акустические и спиновые волны (волны намагничивания). Последние имеют наименьшую групповую скорость (10—100 м/сек), зависящую от величины приложенного постоянного продольного магнитного поля и частоты распространяющихся колебаний. От этих же факторов зависит положение участков линии задержки, в которых возможны переходы энергии акустической в энергию спиновой волны и обратно. За счет использования указанных свойств можно создать компактные линии задержки с линейной дисперсионной характеристикой в очень широком диапазоне частот (порядка сотен мегагерц), работающие на сверхвысоких частотах. Возбуждение волн возможно за счет пьезоэлектрического эффекта либо непосредственного перехода энергии электромагнитной в энергию спиновой волны.

§ 3.16. Принципы корреляционно-фильтровой обработки когерентных сигналов

В каждом из вариантов оптимальной обработки при обнаружении когерентных радиосигналов встречается вычисление корреляционных интегралов или их модульных значений:

$$z(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t, \alpha) y(t) dt.$$

$$Z(\alpha) = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} X(t, \alpha) Y^*(t) dt \right|.$$

В § 3.7, 3.8 было рассмотрено вычисление этих величин путем непосредственного умножения и интегрирования с помощью коррелятора. В § 3.9—3.15 имелось в виду их получение в виде амплитуды напряжения или самого напряжения в некоторый определенный момент времени на выходе линейного оптимального фильтра. Возможен также *комбинированный* способ вычисления, при котором используется как непосредственное перемножение напряжений, так и фильтрация полученного при этом колебания. Приемник, построенный по такому принципу, условимся называть *корреляционно-фильтровым*.

Различные виды корреляционно-фильтровой обработки имеют разную степень сложности. Как и в § 3.11, 3.12, начнем с простейшего случая обнаружения когерентной пачки радиоимпульсов, но без использования линии задержки с отводами, рассчитанной на большую задержку.

Ожидаемую пачку радиоимпульсов $x(t, \alpha)$ представим как *произведение* двух колебаний: колебания $x_1(t, \alpha)$ в виде неограниченной периодической последовательности видеоимпульсов и высокочастотного колебания $x_2(t, \alpha)$ частоты f_0 , модулированного огибающей пачки. Как видно из эпюр рис. 3.45, а, при перемножении функций $x_1(t, \alpha)$ и $x_2(t, \alpha)$ действительно получается ожидаемое колебание $x(t, \alpha)$. Далее считаем $x_2(t, \alpha) = x_2(t - \alpha)$.

Тогда операции взятия корреляционного интеграла

$$z(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(t, \alpha) x_2(t, \alpha) y(t) dt$$

можно свести к следующим (рис. 3.46, а). Принимаемое колебание $y(t)$ стробируется с помощью периодической последовательности видеоимпульсов, временное положение которых соответствует принимаемой пачке. При этом получается колебание $y_1(t) = y(t)x_1(t, \alpha)$. Стробирование практически осуществимо лишь для фиксированных значений времени запаздывания, что ограничивает возможности корреляционно-фильтровой схемы по сравнению с фильтровой.

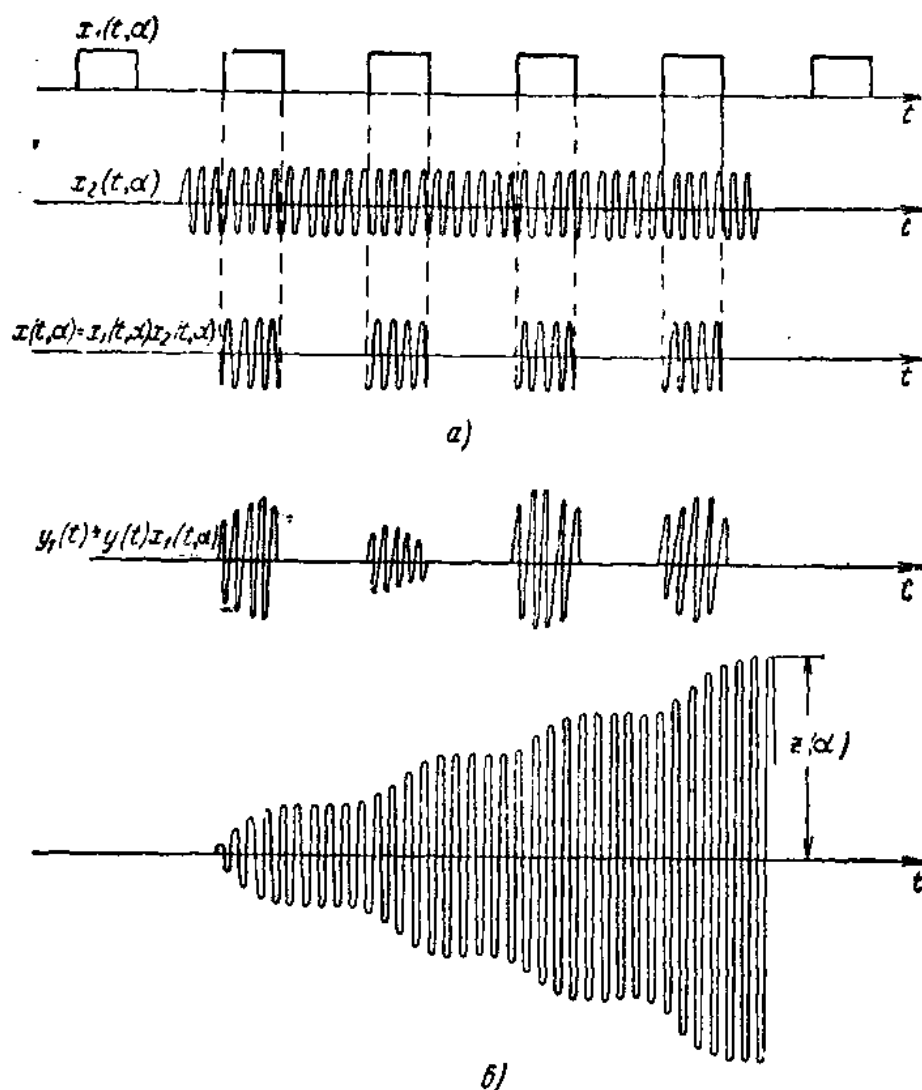


Рис. 3.45. Представление когерентной последовательности импульсов в виде произведения двух функций (а) и напряжения на входе и выходе фильтра в схеме рис. 3.46, а (б)

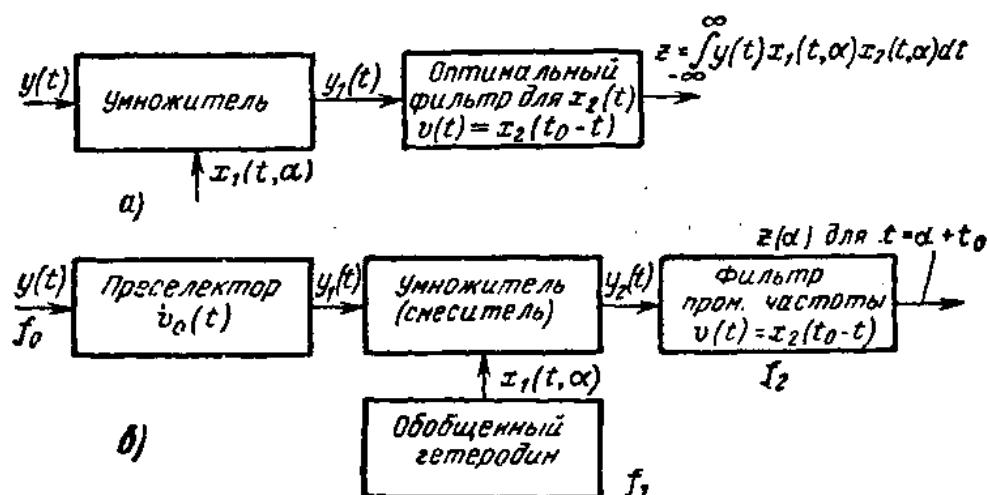


Рис. 3.46. Схемы корреляционно-фильтровой обработки:
а — простейшая схема без преселектора; б — обобщенная схема супергетеродинного приема

Последующие операции умножения $y_1(t)$ на $x_2(t, \alpha) = x_2(t - \alpha)$ и интегрирования осуществляются фильтром с импульсной характеристикой $v(t) = x_2(t_0 - t)$ (рис. 3.46, а). Простым приближением к такому фильтру является узкополосный контур, полоса которого обратно пропорциональна длительности пачки. Импульсы сигнала, растягиваясь в контуре, накладываются и когерентно суммируются (эпюры рис. 3.45, б), а предварительное стробирование помогает избежать при этом излишнего накопления шумов в моменты отсутствия сигнала.

Интегрирование может производиться не только на высокой, но и на промежуточной частоте. На рис. 3.46, б показана обобщенная схема супергетеродинного приема, пригодная, в частности, и для когерентного интегрирования пачки на промежуточной частоте.

На этой схеме принятые колебания поступают в преселектор с импульсной характеристикой $v_0(t)$, а оттуда — на умножитель, выполняющий функции смесителя, на который подаются гетеродинные колебания $x_1(t, \alpha) = X_1(t, \alpha) \cos [2\pi f_1 t + \varphi_1(t, \alpha)]$. Выход умножителя подключен к оптимальному фильтру (усилителю промежуточной частоты f_2) с импульсной характеристикой $v(t) = x_2(t_0 - t)$, где $x_2(t) = X_2(t) \cos [2\pi f_2 t + \varphi_2(t)]$.

Напряжение на выходе преселектора определяется при этом интегралом свертки

$$y_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y(s) v_0(t-s) ds,$$

на выходе смесителя — произведением

$$y_2(t) = y_1(t) x_1(t, \alpha).$$

а на выходе УПЧ в некоторый момент $t = \alpha + t_0$ — интегралом свертки

$$\begin{aligned} z(\alpha) &= \int_{-\infty}^{\infty} y_2(\vartheta) v(\alpha + t_0 - \vartheta) d\vartheta = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} y_2(\vartheta) x_2(\vartheta - \alpha) d\vartheta. \end{aligned}$$

Совокупность выполняемых операций эквивалентна вычислению корреляционного интеграла

$$z(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} y(s) x(s, \alpha) ds, \quad (1)$$

в котором $x(s, \alpha)$ играет роль ожидаемого сигнала, оптимально обрабатываемого схемой рис. 3.46. Заменяя s на t , имеем

$$x(t, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} v_0(\vartheta - t) x_1(\vartheta, \alpha) x_2(\vartheta, \alpha) d\vartheta. \quad (2)$$

Выражение (2) может быть существенно упрощено при следующих предположениях:

1) Колебания $x_{1,2}(t, \alpha)$ имеют несущие частоты $f_{1,2}$, амплитудные множители $X_{1,2}(t, \alpha)$ и аргументы $\varphi_{1,2}(t, \alpha)$, такие, что спектры на суммарной и разностной частотах ($f_1 \pm f_2$), получающиеся в результате перемножения функций $x_{1,2}(t, \alpha)$, не перекрываются. Это значит, что образуются неперекрывающиеся каналы приема на указанных частотах, один из которых $f_1 + f_2 = f_0$ считается далее *основным*, а второй $f_1 - f_2 = f_3$ — *зеркальным*.

2) Избирательность преселектора достаточно высока, чтобы *подавить зеркальный канал приема*, а его полоса пропускания достаточно широка, чтобы не внести искажений в основной канал.

При этих условиях, с точностью до числового множителя, определяемого коэффициентом передачи преселектора, выражение (2) сводится к виду

$$x(t, \alpha) = X_1(t, \alpha) X_2(t, \alpha) \cos [2\pi (f_1 + f_2)t + \varphi_1(t, \alpha) + \varphi_2(t, \alpha)], \quad (3)$$

т. е. частота, амплитудный множитель и закон изменения начальной фазы сигнала, для которого обобщенная супергетеродинная схема является оптимальной, определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} f_0 &= f_1 + f_2, \\ X(t, \alpha) &= X_1(t, \alpha) X_2(t, \alpha), \\ \varphi(t, \alpha) &= \varphi_1(t, \alpha) + \varphi_2(t, \alpha). \end{aligned} \quad (4)$$

Отсюда, задаваясь, например, параметрами сигнала и законом модуляции гетеродина, можно найти *параметры колебания, с которым должен быть согласован оптимальный фильтр промежуточной частоты*:

$$\begin{aligned} f_2 &= f_0 - f_1, \\ X_2(t, \alpha) &= X(t, \alpha) / X_1(t, \alpha), \\ \varphi_2(t, \alpha) &= \varphi(t, \alpha) - \varphi_1(t, \alpha). \end{aligned} \quad (5)$$

Сказанное проиллюстрируем примерами. Если колебания гетеродина немодулированы, т. е. $X_1(t, \alpha) = 1$, $\varphi_1(t, \alpha) = 0$, то $X_2(t, \alpha) = X(t, \alpha)$, $\varphi_2(t, \alpha) = \varphi(t, \alpha)$, т. е. импульсная характеристика фильтра должна быть зеркальной по отношению к колебанию сигнала промежуточной частоты.

Итак, роль гетеродина в данном случае сводится к простому переносу модуляции принимаемых колебаний на промежуточную частоту.

В другом предельном случае закон модуляции обобщенного гетеродина полностью соответствует закону модуляции ожидаемого сигнала, т. е. $x_1(t, \alpha) = x(t, \alpha)$, $\varphi_1(t, \alpha) = \varphi(t, \alpha)$. Тогда $X_2(t, \alpha) = 1$, $\varphi_2(t, \alpha) = 0$, т. е. импульсная характеристика фильтра соответствует немодулированному гармоническому колебанию промежуточной частоты, а сам фильтр должен представлять собой узкополосный колебательный контур, постоянная времени которого заметно превышает длительность сигнала. Последнее легко понять: при гетеродинировании снимается фазовая модуляция и производится дополнительная амплитудная модуляция, повторяющая модуляцию ожидаемого сигнала. Прием оказывается в основном корреляционным, но в отличие от § 3.6 интегрирование на нулевой заменяется интегрированием на промежуточной частоте.

В частности, для рассмотренных в § 3.11, 3.12 сигналов в виде когерентных пачек радиоимпульсов в случае интегрирования на узкополосном контуре промежуточной частоты гетеродинирование должно быть импульсным. Импульсное гетеродинирование может быть сведено к последовательному гетеродинированию немодулированным колебанием и стробированию видеоимпульсами до подачи на узкополосный фильтр. В этом случае получится обработка по схеме рис. 3.46, а, но с предварительным переводом колебаний на промежуточную частоту.

Аналогично, оптимальная обработка фазоманипулированного или частотно-модулированного колебания может быть сведена к полной демодуляции с помощью фазоманипулированного или частотно-модулированного обобщенного гетеродина и к интегрированию узкополосным контуром. В общем случае гетеродинное напряжение должно вырабатываться в соответствии с ожидаемым запаздыванием $\alpha = t_a$.

Выше были рассмотрены наиболее важные примеры корреляционно-фильтровой обработки, сводящиеся преимущественно к корреляционной или фильтровой на высокой или промежуточной частоте. Формулы (4) и (5) допускают, однако, и более широкое толкование, позволяя произвольно менять соотношение задач обобщенного гетеродинирования и фильтрации на промежуточной частоте.

Небезынтересно отметить два обстоятельства.

1) Если $X_1(t, \alpha) = \text{const}$, то $X_2(t, \alpha) \equiv X(t, \alpha)$, $\varphi_2(t, \alpha) = \varphi(t, \alpha) - \varphi_1(t, \alpha)$, т. е. независимо от выбора закона фазовой модуляции гете-

родина фильтр промежуточной частоты достаточно согласовывать с преобразованным колебанием промежуточной частоты (при выбранном гетеродинном напряжении).

2) Если ожидаемые значения и сигнала $X(t, \alpha)$, и гетеродинного напряжения $X_1(t, \alpha)$ на некотором интервале значений t равны нулю, то выражение для $X_2(t)$ принимает вид неопределенности $\frac{0}{0}$. Это означает известную произвольность выбора $X_2(t)$, а значит, и импульсной характеристики, при которой оптимальность обработки не нарушается. В частности, время памяти интегрирующего контура при стробировании когерентной пачки в пределах её длительности может быть заметно больше этой длительности.

Г. ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ НЕКОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ (§ 3. 17)

Некогерентными называются сигналы, фазовую структуру которых нельзя считать закономерной. Примером некогерентного сигнала является пачка радиоимпульсов, если начальные фазы каждого из них случайны. Такого вида сигналы часто встречаются в обзорных радиолокаторах. Форма огибающей и число импульсов в пачке зависят от вида диаграмм направленности передающей и приемной антенн и скорости обзора. Начальные фазы отдельных принимаемых радиоимпульсов (высокой или промежуточной частоты) — обычно независимые случайные величины (если не принят ряд специальных мер по стабилизации передатчика или запоминанию начальных фаз при зондировании). В силу случайности начальных фаз, когерентное накопление возможно лишь в пределах каждого из одиночных радиоимпульсов. Накопление же от импульса к импульсу может быть только последетекторным — некогерентным.

Подобная структура обработки (с уточняющими деталями) следует из теории обнаружения в приложении ее к сигналам в виде пачек некогерентных радиоимпульсов. Обычно рассматриваются две наиболее простые в расчетном отношении модели таких пачек: без флюктуаций и с независимыми флюктуациями амплитуд импульсов. В обоих случаях запись ожидаемого сигнала имеет вид

$$x(t, \beta_1, \beta_2, \dots, B_1, B_2, \dots) = \sum_i B_i X_i(t) \cos [2\pi f_0 t + \varphi_i(t) - \beta_i], \quad (1)$$

где фиксируемые при обнаружении параметры сигнала α опущены. Огибающие $X_i(t)$ отдельных импульсов полагают неперекрывающимися. Начальные фазы β_i считаются независимыми случайными

величинами, равномерно распределенными от 0 до 2π , с совместной плотностью вероятности

$$p(\beta_1, \beta_2, \dots) = p(\beta_1) p(\beta_2) \dots,$$

где $p(\beta) = 1/2\pi$. Амплитудные множители $B_1, B_2, \dots$, тождественно приравниваем единице для модели нефлюктуирующей пачки. Для модели с независимыми флюктуациями

$$p(B_1, B_2, \dots) = p(B_1) p(B_2) \dots,$$

причем флюктуации амплитуды каждого импульса, как и в § 3.8, полагаем релеевскими

$$p(B) = 2B e^{-B^2}.$$

В соответствии с общей методикой [(4), § 3.7] и по аналогии с § 3.8, отношение правдоподобия $l[y(t)]$ выражаем через частное отношение правдоподобия $l[y(t) | \beta_1, \beta_2, \dots, B_1, B_2, \dots]$, значение которого согласно [(6), § 3.7] представляет собой произведение двух степенных функций, а именно, степенной функции полного корреляционного интеграла z и степенной функции полной энергии $\mathcal{E}$ пачки. Здесь

$$z = \sum_i B_i Z_i \cos(\beta_i - \theta_i),$$

$$\mathcal{E} = \sum_i B_i^2 \mathcal{E}_i.$$

В свою очередь, Z_i — модульное значение частного корреляционного интеграла, вычисляемого для случая, когда ожидаемым сигналом является i -й радиоимпульс,

$$Z_i = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} X_i(t) Y^*(t) dt \right|.$$

Заменяя в [(4), § 3.7] $p(\beta)d\beta$ на $p(\beta_1, \beta_2, \dots, B_1, B_2, \dots) \times d\beta_1 d\beta_2 \dots dB_1 dB_2 \dots$, приходим к выражению отношения правдоподобия в виде многократного интеграла. Последний сводится к соответствующему произведению однократных, рассмотренных ранее в § 3.8. Поэтому для рассматриваемых здесь некогерентных пачек отношение правдоподобия представляет собой произведение отношений правдоподобия для одиночных радиоимпульсов соответствующего вида, т. е. со случайной начальной фазой или случайными амплитудой и начальной фазой,

$$l = \prod_i e^{-\mathcal{E}_i/N_0} I_0 \left(\frac{2Z_i}{N_0} \right),$$

$$l = \prod_i \frac{N_0}{\mathcal{E}_i + N_0} e^{-\frac{1}{N_0} \frac{Z_i^2}{\mathcal{E}_i + N_0}}.$$

В силу монотонности логарифмической функции сравнение значений l с порогом l_0 может быть заменено сравнением со своим порогом значений $\ln l$, где для рассматриваемых случаев

$$\ln l = \sum_i \ln I_0 \left(\frac{2Z_i}{N_0} \right) + \text{const}, \quad (2)$$

$$\ln l = \sum_i \frac{1}{N_0} \frac{Z_i^2}{2 + N_0} + \text{const}. \quad (3)$$

Таким образом, оптимальные обнаружители, построенные в соответствии с соотношениями (2) или (3), вычисляют модульные значения корреляционных интегралов Z_i и суммируют в общем случае нелинейные функции этих модульных значений, например, квадратичную и вида $\ln I_0(u)$. Последняя функция (рис. 3.47) имеет начальный параболический участок

$$\ln I_0(u) \approx \frac{1}{4} u^2 \quad (u \ll 1),$$

а при больших значениях аргумента — асимптоту в виде прямой

$$\ln I_0(u) \approx u \quad (u \gg 1).$$

Поэтому для нефлюктуирующих некогерентных пачек суммирование логарифмов $\ln I_0(u)$ заменяется суммированием линейных или квадратичных функций величины Z_i , а именно, квадратичных, если амплитуды радиоимпульсов малы по сравнению с уровнем шума,

$$\ln l \approx \frac{1}{N_0^2} \sum_i Z_i^2 + \text{const}$$

и линейных, если они велики.

$$\ln l \approx \frac{1}{N_0} \sum_i Z_i + \text{const}.$$

Обычно комплексные амплитуды всех ожидаемых импульсов пачки $X_i(t)$ соответствуют одному и тому же закону модуляции — $X_0(t)$. Они различаются только: 1) моментами прихода импульсов t_i , зависящими от моментов зондирования и дальности, и 2) неслучайными множителями S_i , зависящими от формы огибающей пачки и угловой координаты. Поэтому все значения

$$Z_i = S_i \left| \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} X_0(t - t_i) Y^*(t) dt \right| = S_i Z_{0i}$$

пропорциональны амплитудам некоторых однотипно получаемых видеоимпульсов Z_{0i} . Последние могут быть сняты с выхода единственного канала приема последовательно во времени. Достаточно, чтобы этот канал содержал схему когерентной обработки для ожи-

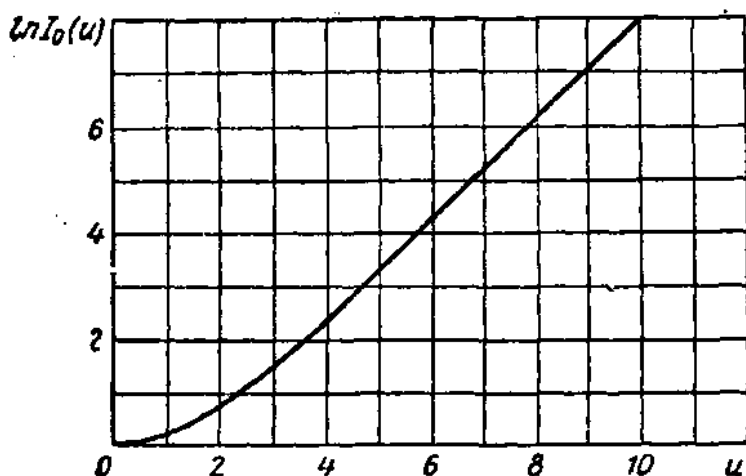


Рис. 3.47. График функции $\ln I_0(u)$

даемого сигнала $X_0(t)$ (в частности, оптимальный фильтр) и линейный детектор. Чтобы получить далее квадраты амплитуд Z_{0i}^2 , заменим в этом канале линейный детектор квадратичным. Рассматриваемый канал приема обрабатывает приходящие колебания без учета ожидаемой формы огибающей пачки радиоимпульсов и не обеспечивает последетекторного суммирования. Оно должно быть проведено дополнительно, как это показано на схеме и эпюрах (рис. 3.48, 3.49), при этом в процессе суммирования вводятся соответствующие весовые множители.

В случае слабой нефлюктуирующей пачки, когда оптимален квадратичный детектор, последетекторное суммирование импульсов производится с весовыми коэффициентами $K_i = S_i^2$. В случае нефлюктуирующей пачки импульсов большой амплитуды оптимален линейный детектор и последетекторное суммирование производится с весовыми коэффициентами $K_i = S_i$. Наконец, в случае флюктуирующей пачки оптимален квадратичный детектор и последетекторное суммирование производится с весовыми коэффициентами

$$K_i = \frac{S_i^2}{S_i^2 + \frac{2}{q^2}}, \text{ где } q = \sqrt{\frac{2\bar{\mathcal{E}}_0}{N_0}} \text{ — отношение сигнал/помеха для им-}$$

пульса с весовым множителем единица, средняя энергия которого равна $\bar{\mathcal{E}}_0$.

В радиолокационных станциях с визуальной индикацией некогерентное накопление осуществляется на экране индикатора за счет явления послесвечения. Если, например, отметка яркостная, то области свечения, возбужденные отдельными импульсами, при обзоре сливаются в единую дужку. Такое накопление по своему эффекту приближается к квадратичному, хотя, естественно, отличается от оптимального.

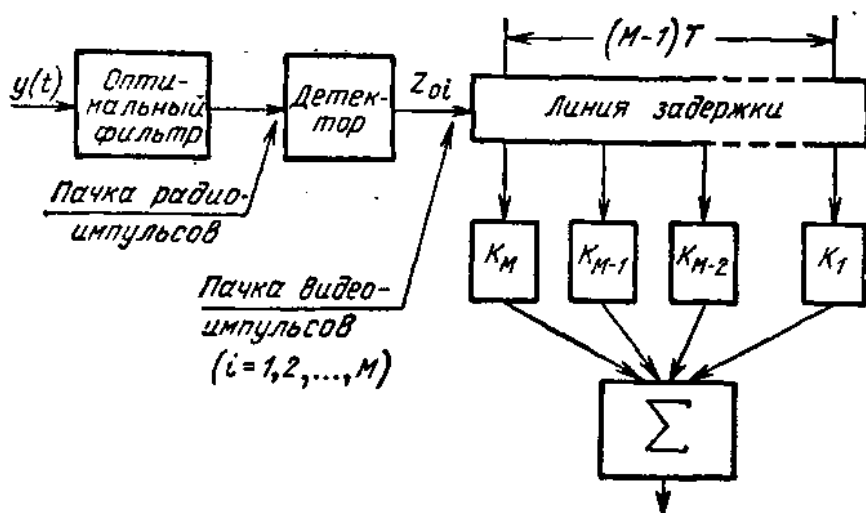


Рис. 3.48. Схема оптимальной обработки некогерентной пачки радиоимпульсов

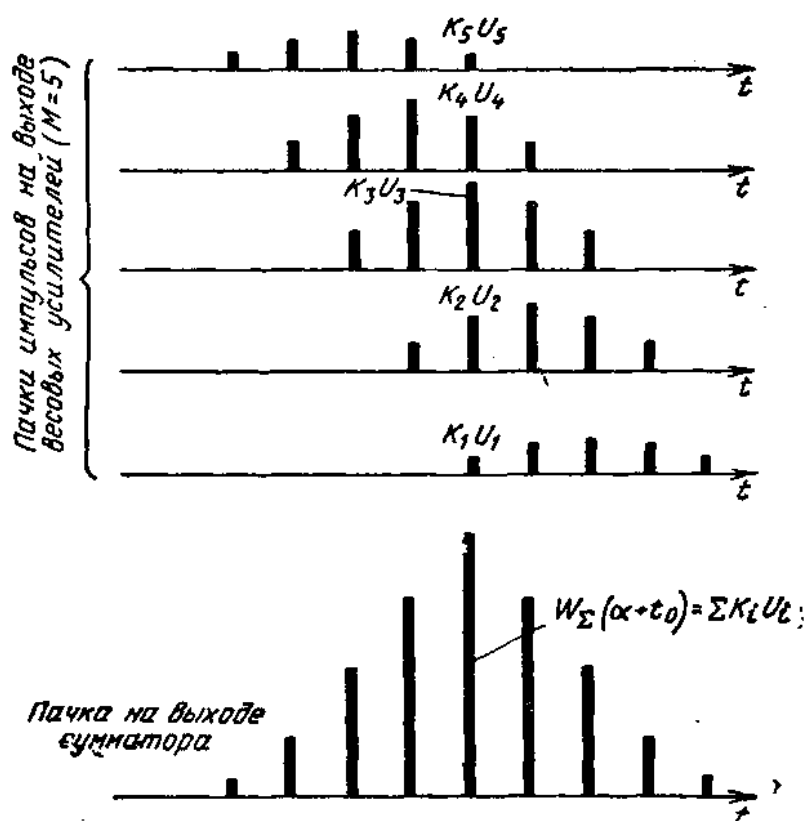


Рис. 3.49. Процесс взвешенного последетекторного накопления при $M = 5$

При автоматизированном съеме данных некогерентное накопление можно реализовать с помощью линий задержки, потенциало-скопов и т. п. Отсутствие какого-либо последетекторного накопления при автоматизированном съеме может значительно ухудшить условия обнаружения, даже по сравнению с визуальным съемом. Отступление от оптимального суммирования в деталях (замена квадратичного суммирования линейным и наоборот), как будет показано ниже, существенно не сказывается на уровне порогового сигнала, в то время как полный отказ от некогерентного суммирования недопустим.

Для приближенной реализации некогерентного суммирования может быть использована электрическая запись на потенциало-скопе со считыванием, магнитная запись, временная задержка, показанная на рис. 3.48. Поскольку осуществление задержки, измеряемой длительностью пачки, вызывает трудности, иногда используют линию задержки на период посылки, но за счет положительной обратной связи с выхода на вход ее превращают в *рециркулятор* (гребенчатый фильтр) на видеочастоте.

Особенно широкое распространение находят схемы *цифрового* (двухпорогового) накопления или, иначе, *схемы счета* числа импульсов, превышающих порог. На рис. 3.50, а показана развертка последетекторного напряжения, которое подается на пороговую схему, уровень порога которой показан пунктиром. Выходное напряжение (рис. 3.50, б) *квантуется* по времени и амплитуде, так что на выходе создается дискретная последовательность напряжений нуль или единица (рис. 3.50, в). На рис. 3.51 (развертка дальности по горизонтали, развертка азимута по вертикали) по-

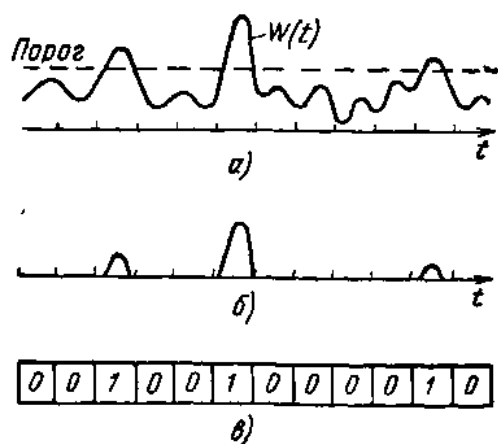


Рис. 3.50. Напряжение на выходе детектора (а) и порогового ограничителя (б) за один период развертки; соответствующая квантованная дискретная последовательность напряжений нуль и единица (в)

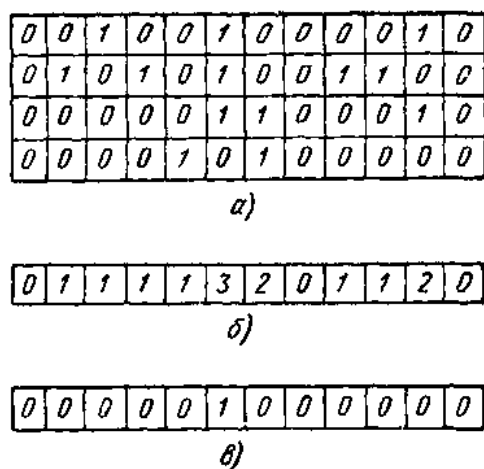


Рис. 3.51. Набор квантованных последовательностей при $m = 4$ (а) и их сумма (б); квантованная последовательность, составленная из (а) или (б) по критерию «3 из 4» (в)

казан набор m таких последовательностей, которые запоминаются после каждого зондирования в устройстве цифровой обработки. При этом вновь полученная последовательность записывается на месте предыдущей последовательности, остальные последовательности смещаются (вниз). Наиболее старая (нижняя) последовательность отбрасывается, так что в устройстве обработки все время запоминается одно и то же количество последовательностей m , а для каждого квантованного элемента дальности — одно и то же количество m двоичных цифр.

С учетом пропуска отдельных импульсов из-за флуктуаций или наложения противофазных шумов решение о наличии цели принимается, если налицо n и более импульсов из m возможных (логика « n из m », например, логика «2 из 3», «3 из 4», «3 из 3», «2 из 2», «4 из 4» и т. д.). Так, если принята логика «3 из 4», то для участка дистанции, соответствующего шестому интервалу времени запаздывания на рис. 3.51, *в*, принимается решение о наличии цели.

Чтобы более полно использовать возможности некогерентного суммирования при обнаружении, желательно число m приближать к числу M импульсов в пачке. Поскольку аппаратура при этом значительно усложняется, *практически используют логики « n из m » при числе $m < M$* . Имеющий место проигрыш при $m < M$ частично компенсируется: для обнаружения достаточно, если для одной только группы из m импульсов обеспечивается выполнение критерия « n из m », а при $M > m$ таких групп может быть несколько.

Д. КАЧЕСТВЕННЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ОПТИМАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ

§ 3.18. Качественные показатели обнаружения когерентных сигналов

Качественные показатели оптимального обнаружения представляют существенный интерес, так как они являются пределом, к которому можно стремиться, приближая неоптимальную обработку к оптимальной.

Начнем с сигналов с полностью известными параметрами. Решение о наличии или отсутствии сигнала в этом случае принимается по величине корреляционного интеграла

$$z = \int_{-\infty}^{\infty} y(t) x(t) dt.$$

Будучи пределом линейной комбинации нормально распределенных случайных величин y_k ($k = 1, 2, \dots$), последний также является нормально распределенной случайной величиной. В отсутствие сигнала

ла, когда математическое ожидание помехи $M\{y(t)\} = M\{n(t)\} = 0$, математическое ожидание корреляционного интеграла $M\{z\} = 0$. Отсюда следует, что условная плотность вероятности $p_n(z)$ будет

$$p_n(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} v_0} e^{-z^2/2v_0^2} \quad (1)$$

Входящая в (1) неслучайная величина v_0^2 представляет собой дисперсию случайной величины z с нулевым математическим ожиданием: $v_0^2 = D\{z\} = M\{z^2\} = \overline{z^2}$. Таким образом, чтобы найти v_0^2 , следует вычислить среднее от квадрата корреляционного интеграла.

Поскольку квадрат интеграла (по t) сводится к произведению интегралов и далее к двойному интегралу (по t, s), а усреднение последнего означает усреднение случайного сомножителя $y(t)y(s) = n(t)n(s)$ подынтегрального выражения, получим

$$v_0^2 = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} x(t) x(s) \overline{n(t)n(s)} ds.$$

По условиям анализа среднее значение $\overline{n(t)n(s)}$ представляет собой корреляционную функцию белого шума [(4), § 3.5], равную в данном случае $R(t-s) = \frac{N_0}{2} \delta(t-s)$. В соответствии со свойством дельта-функции [(6), § 3.5] находим окончательно величину

$$v_0^2 = \frac{N_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt = \frac{1}{2} N_0 \mathcal{E},$$

полностью определяющую кривую $p_n(z)$. Кривая $p_{en}(z) = p_n(z - \mathcal{E})$ представляет собой, как отмечалось в § 3.6, сдвинутую на величину $\mathcal{E}$ кривую $p_n(z)$. Обе кривые показаны на рис. 3.52, градуировка оси абсцисс дана в относительных единицах z/v_0 .

Значения D и F определяются, как в § 3.2.

При установленном пороге z_0 в соответствии с рис. 3.52 имеем

$$F = 0,5 [1 - \Phi(q_0)], \quad (2)$$

$$D = 0,5 [1 - \Phi(q_0 - q)], \quad (3)$$

где $q_0 = z_0/v_0$ — относительный уровень порога, а $q = \mathcal{E}/v_0 = \sqrt{2\mathcal{E}/N_0}$ — параметр обнаружения, равный отношению сигнал/помеха по напряжению на выходе оптимального фильтра.

Выбирая уровни порога q_0 в соответствии с заданными условными вероятностями ложной тревоги F , можно построить семейство кривых обнаружения $D(q)$ для различных значений $F = \text{const}$, аналогичное семейству кривых обнаружения § 3.2. Это семейство нанесено на рис. 3.53 штрих-пунктиром.

Обнаружение когерентных сигналов со случайной начальной фазой и флуктуирующего со случайными амплитудой и начальной фазой производится путем сравнения с порогом модульных значений корреляционного интеграла $Z = \sqrt{z_1^2 + z_2^2}$.

При наличии только помехи каждая из независимых величин z_1 и z_2 описывается условным распределением вероятностей (1). Поэтому для Z имеет место закон распределения Релея:

$$p_n(Z) = \frac{Z}{v_0^2} e^{-Z^2/2v_0^2}. \quad (4)$$

При воздействии полезного сигнала со случайной начальной фазой β каждая из кривых условных плотностей вероятности величин z_1 и z_2 смещается соответственно на

$$\int_{-\infty}^{\infty} x(t, \beta) x_{1,2}(t) dt = \mathcal{E} \cos \beta,$$

а простое распределение Релея переходит в обобщенное

$$p_{cn}(Z) = \frac{Z}{v_0^2} e^{-\frac{Z^2 + \mathcal{E}^2}{2v_0^2}} I_0\left(\frac{Z\mathcal{E}}{v_0^2}\right). \quad (5)$$

Кривые условных плотностей вероятности $p_n(Z)$ и $p_{cn}(Z)$ представлены на рис. 3.54, а. Затрихованные площади под кривыми правее пороговой абсциссы Z_0 соответствуют условным вероятностям правильного обнаружения D и ложной тревоги F , которые получаются путем интегрирования плотностей вероятности в пределах от Z_0 до ∞ . После замены переменных $\frac{Z}{v_0} = s$ имеем

$$D = \int_{q_0}^{\infty} s I_0(qs) e^{-\frac{q^2 + s^2}{2}} ds, \quad (6)$$

$$F = \int_{q_0}^{\infty} s e^{-s^2/2} ds = e^{-q_0^2/2}, \quad (7)$$

т. е. в данном случае величина $q_0 = \sqrt{2 \ln \frac{1}{F}}$.

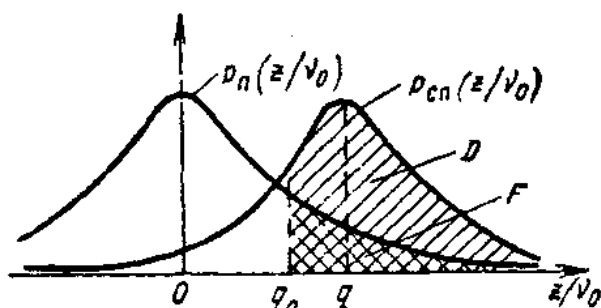


Рис. 3.52. Кривые условных плотностей вероятности при обнаружении сигнала с полностью известными параметрами

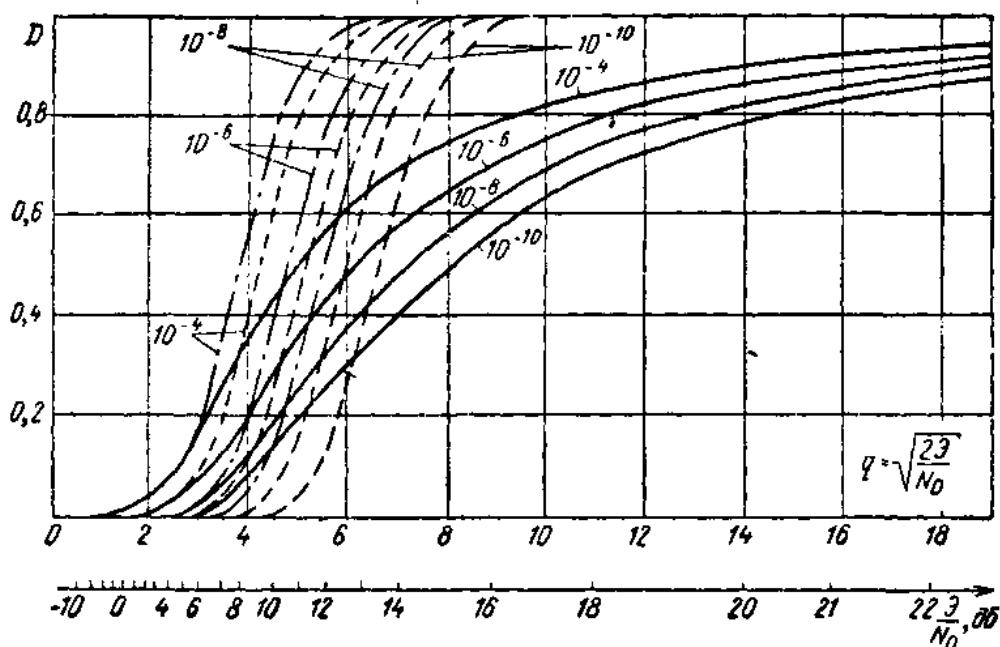


Рис. 3.53. Кривые обнаружения для сигналов: с полностью известными параметрами (штрих-пунктир), со случайной начальной фазой (пунктир), со случайными амплитудой и начальной фазой (сплошные линии)

Кривые обнаружения $D(q)$ для сигнала со случайной начальной фазой при различных $F = \text{const}$ представлены на рис. 3.53 пунктиром.

Для флуктуирующего по амплитуде сигнала с параметрами B и β смещение гауссовых кривых распределения случайных величин z_1 и z_2 произойдет на $B\bar{\mathcal{E}} \frac{\cos \beta}{\sin \beta}$. Проекция релеевского вектора $B\bar{\mathcal{E}} \frac{\cos \beta}{\sin \beta}$ ($\bar{\mathcal{E}}$ — средняя энергия) — центрированные гауссовы величины с дисперсией $\overline{B^2 \bar{\mathcal{E}}^2 \cos^2 \beta} = \overline{B^2 \bar{\mathcal{E}}^2 \sin^2 \beta} = \frac{1}{2} \bar{\mathcal{E}}^2$. При сложении двух центрированных нормально распределенных величин получается также центрированная нормально распределенная величина с суммарной дисперсией. Поэтому при наличии флуктуирующего по амплитуде сигнала кривые распределения величин z_1 и z_2 остаются центрированными, чему соответствует простой релеевский закон распределения

$$p_{\text{сн}}(Z) = \frac{Z}{v_1^2} e^{-Z^2/2v_1^2} \quad (8)$$

с дисперсией $v_1^2 = v_0^2 + \frac{1}{2} \bar{\mathcal{E}}^2$, измененной в результате воздействия сигнала в $\frac{v_1^2}{v_0^2} = 1 + \frac{1}{2} q^2$ раз. Кривые $p_n(Z)$ и $p_{\text{сн}}(Z)$, соответ-

ствующие релеевским распределениям с дисперсиями ν_0^2 и ν_1^2 , представлены на рис. 3.54, б. Заштрихованные площади правее пороговой абсциссы Z_0/ν_0 соответствуют условным вероятностям ложной тревоги и правильного обнаружения

$$F = e^{-\frac{q_0^2}{2}} = e^{-\frac{Z_0^2}{2\nu_0^2}}, \quad (9)$$

$$D = e^{-\frac{Z_0^2}{2\nu_1^2}} = F \frac{\nu_0^2}{\nu_1^2}.$$

Уравнение кривой обнаружения $D(q)$ флюктуирующего по амплитуде сигнала в соответствии с (9) имеет вид

$$D = F \frac{1}{1 + \frac{1}{2}q^2}. \quad (10)$$

Сами кривые $D(q)$ для флюктуирующего по амплитуде сигнала при различных $F = \text{const}$ представлены на рис. 3.53 сплошными линиями. При этом величина q для флюктуирующего сигнала рассчитывается по его средней энергии, а рассматриваемый случай флюктуаций амплитуды относится к классу медленных флюктуаций, не искажающих структуру сигнала. Случай быстрых флюктуаций рассматривается в § 3.21 и 6.18.

Итак, на рис. 3.53 нанесены кривые обнаружения для разновидностей когерентных сигналов: с полностью известными параметрами (штрих-пунктир), со случайной начальной фазой (пунктир) и со случайными амплитудой и начальной фазой (сплошные линии). Кривые для сигнала со случайной начальной фазой сдвигаются по сравнению с кривы-

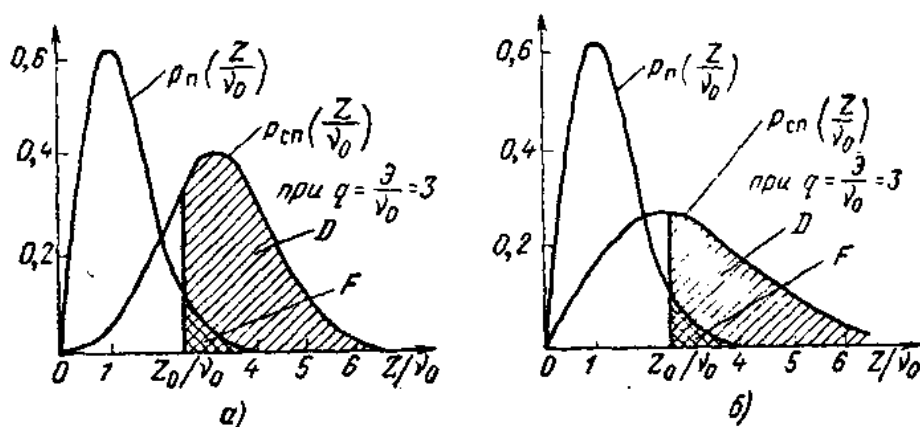


Рис. 3.54. Кривые условных плотностей вероятности при обнаружении сигналов: со случайной начальной фазой (а), со случайными амплитудой и начальной фазой (б)

ми с полностью известными параметрами в п р а в о, т. е. в этом случае требуется большая энергия для обеспечения требуемых качественных показателей обнаружения.

Кривые для сигнала со случайными амплитудой и начальной фазой особенно сильно смещаются в п р а в о в области больших значений вероятности правильного обнаружения. Это связано с возможными *замираниями* при случайной амплитуде сигнала. Чтобы обеспечить достаточно большие вероятности правильного обнаружения при наличии таких замираний, необходимо значительное увеличение средней энергии когерентного сигнала. Наоборот, при м а л ы х вероятностях правильного обнаружения ($D < 0,2$) флуктуации амплитуды облегчают обнаружение и кривые сдвигаются влево.

Пользуясь кривыми обнаружения, можно найти *пороговый сигнал*. Пороговым называется сигнал, который при *заданной вероятности ложной тревоги F может быть обнаружен с заданной вероятностью правильного обнаружения D* . Пороговый сигнал характеризуют его *энергией* (или мощностью), которую можно рассчитать, зная значение параметра обнаружения q . Величина q определяется по кривым обнаружения.

Пусть, например, при оптимальном обнаружении прямоугольного радиоимпульса длительностью τ_n со случайной начальной фазой следует обеспечить вероятность $D = 0,9$ при $F = 10^{-7}$. По кривым рис. 3.53 находим $q = 6,7$, что соответствует энергии порогового сигнала $\mathcal{E} = \frac{1}{2} N_0 q^2 = 22,4 N_0$ или его уровню в децибелах $10 \lg \frac{\mathcal{E}}{N_0} = 13,5$ дб. При этом мощность порогового сигнала

$$P = \frac{\mathcal{E}}{\tau_n} = 22,4 \frac{N_0}{\tau_n}.$$

Если мощность сигнала или его энергия больше соответствующих пороговых значений, то при установленном значении $F = 10^{-7}$ условная вероятность правильного обнаружения больше чем 0,9.

Параметр обнаружения $q = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{N_0}}$ когерентного сигнала заданного вида (с полностью известными параметрами, со случайной начальной фазой, со случайными амплитудой и начальной фазой) зависит от энергии сигнала и спектральной плотности шума. Поэтому несуущественно, какую форму имеет когерентный сигнал — импульсный он или непрерывный, по какому закону он модулирован — возможность обнаружить его при оптимальном приеме с заданными значениями D и F определяется лишь отношением энергии сигнала к спектральной плотности шума. Последний вывод имеет фундаментальное значение.

§ 3.19. Качественные показатели обнаружения некогерентных сигналов

Напряжение на выходе идеального квадратичного сумматора можно представить в виде

$$U = U_1^2 + U_2^2 + \dots + U_M^2, \quad (1)$$

для линейного сумматора

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_M. \quad (2)$$

Здесь $U_1, U_2, \dots, U_M$ — амплитуды первого, второго и M -го импульсов соответственно. При отсутствии сигнала эти амплитуды — независимые случайные величины, подчиняющиеся закону Релея. При наличии сигнала распределение каждой из амплитуд меняется. Зная законы распределения амплитуд, можно найти *плотности вероятности* $p_{\text{сн}}(U)$ и $p_{\text{н}}(U)$ суммарной величины U при наличии и отсутствии полезного сигнала. Интегрируя эти плотности вероятности в пределах от порогового значения U_0 до ∞ , можно перейти к условным вероятностям правильного обнаружения D и ложной тревоги F и оценить *выигрыш некогерентного суммирования импульсов по сравнению с приемом одного из них*.

Пример расчета для квадратичного суммирования приведен в приложении 4.

Кривые для оценки *выигрыша некогерентного суммирования* нефлюктуирующей пачки с прямоугольной огибающей приведены на рис. 3.55, а. Эти кривые построены при фиксированных значениях $D = 0,5$ и $F = 10^{-10}$, сплошная — для линейного, пунктирная — для квадратичного суммирования. По оси ординат отложено число суммируемых импульсов M (от 1 до 10^4), по оси абсцисс — необходимое превышение энергии одного импульса $\mathcal{E}_\text{и}$ над спектральной плотностью шума на входе оптимального фильтра. Величина превышения 13,5 дБ при $M = 1$ соответствует точке $F = 10^{-10}$, $D = 0,5$ кривой обнаружения одиночного сигнала со случайной начальной фазой (см. рис. 3.53). Небольшое расхождение сплошной и пунктирной кривых на рис. 3.55, а показывает, что при малом уровне ложной тревоги и большой вероятности правильного обнаружения переход от квадратичного суммирования к линейному практически не меняет порогового сигнала. Оба рассмотренных вида неоптимальной обработки хорошо аппроксимируют оптимальную обработку $\sum_i \ln I_{\text{и}}(CU_i)$ (где C — постоянная, зависящая от уровня помехи), соответствующую линейному суммированию при больших и квадратичному при малых уровнях сигнала (§ 3.17). Интегрирование большого числа импульсов понижает пороговый уровень энергии каждого импульса в пачке. При переходе от одного импульса к 10 пороговый уровень снижается на 8 дБ, при переходе к 100 — на 15,5 дБ, а при переходе к 10 000 импульсам в пачке — на 25,5 дБ.

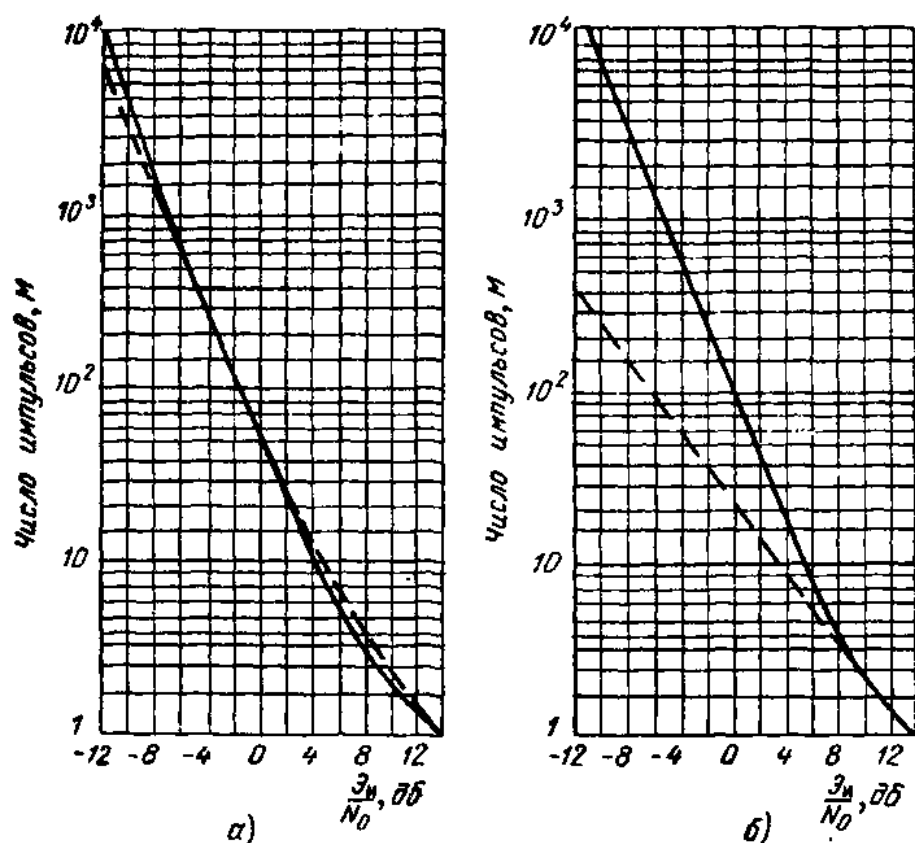


Рис. 3.55. Кривые, связывающие значения пороговой энергии одного импульса прямоугольной пачки с числом импульсов M : а — для линейного (сплошная кривая) и квадратичного (пунктир) суммирования ($D=0,5$, $F=10^{-10}$); б — для некогерентного (сплошная кривая) и когерентного (пунктир) суммирования ($D=0,9$; $F=10^{-7}$)

На рис. 3.55, б нанесены кривые для оценки выигрыша от некогерентного суммирования (сплошная линия) и когерентного (пунктир) для вероятностей $D \approx 0,9$ и $F = 10^{-7}$. Как видно из сопоставления кривых на рис. 3.55, а и б, требования $D = 0,5$, $F = 10^{-10}$ и $D = 0,9$, $F = 10^{-7}$ при некогерентном суммировании практически эквивалентны, т. е. имеет место почти одинаковый выигрыш в пороговой энергии импульса. Пользуясь одной из них, можно ориентировочно построить аналогичную кривую для произвольных значений D , F путем смещения ее вправо или влево относительно точки с абсциссой 13,5 дБ и ординатой $M = 1$. Смещение должно соответствовать изменению пороговой энергии одиночного импульса в децибелах при переходе к новым значениям D и F .^{*} Аналогично можно оценить влияние дружних флуктуаций пачки при произвольном M , взяв для заданных D , F поправку на эти флуктуации из кривых рис. 3.53.

Представляет значительный интерес сравнение некогерентного суммирования с когерентным. Легко убедиться, что когерентное

^{*} Более точная методика расчета дана в [191].

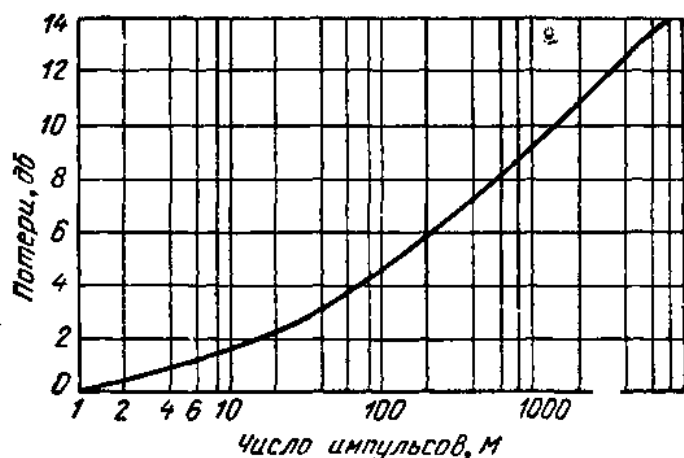


Рис. 3.56. Потери энергии в децибелах при некогерентном интегрировании по сравнению с когерентным ($D = 0,9$; $F = 10^{-7}$)

суммирование дает больший выигрыш, так как наилучшим образом использует энергию всей пачки. Поэтому, например, при переходе от одного импульса к 10 пороговая энергия каждого импульса уменьшается в 10 раз, т. е. на 10 дБ (а не на 8 дБ, как при некогерентном суммировании), при переходе к 100 импульсам — в 100 раз, т. е. на 20 дБ (а не на 15,5) и т. д. На рис. 3.56 построен график потерь в децибелах некогерентного суммирования (некогерентного интегрирования) по отношению к когерентному для $D = 0,9$, $F = 10^{-7}$. При небольшом числе импульсов потери сравнительно невелики, но с увеличением числа импульсов в пачке, когда при заданных D , F и энергии пачки $\mathcal{E}$ уменьшается энергия каждого импульса, они становятся значительными. Например, для $M = 10$ потери равны всего 2 дБ, а при $M = 1000$ потери составляют уже около 10 дБ. Тем не менее, как следует из кривых рис. 3.55, некогерентное суммирование дает большой эффект. Когда когерентное суммирование невозможно, нужно использовать некогерентное.

§ 3.20. Качественные показатели обнаружения при некогерентном цифровом накоплении

Рассмотрим характеристики обнаружения прямоугольной пачки некогерентных радиоимпульсов при цифровом накоплении, когда линейное или квадратичное суммирование импульсов заменяется счетом числа импульсов, превышающих порог. Считаем, что осуществляется двухпороговое обнаружение по логике « n из m ». Число m положим вначале равным числу M импульсов пачки.

Обозначая условную вероятность превышения порога импульсом пачки D_0 , по теореме Бернулли найдем совместную вероятность превышения порога точно k и не превышения остальными ($M - k$) импульсами пачки в виде $C_M^k D_0^k (1 - D_0)^{M-k}$, где первый сомножи-

тель показывает число сочетаний из M по k . Поскольку пачка обнаруживается при любом значении $k \geq n$, условная вероятность правильного ее обнаружения

$$D = \sum_{k=n}^M C_M^k D_0^k (1 - D_0)^{M-k}. \quad (1)$$

Аналогично, условная вероятность ложной тревоги

$$F = \sum_{k=n}^M C_M^k F_0^k (1 - F_0)^{M-k}, \quad (2)$$

где F_0 — условная вероятность превышения порога ложным выбросом. Формулы (1), (2) позволяют сравнительно просто найти D и F по заданным значениям D_0 , F_0 . Чаше, однако, интересуются обратной, более сложной задачей, когда по заданным значениям D , F и логике обработки требуется определить D_0 , F_0 с тем, чтобы перейти к пороговым значениям энергий импульса $\mathcal{E}_n$ и пачки $\mathcal{E} = M\mathcal{E}_n$.

Проиллюстрируем это на простейших для расчета случаях, когда $M=2$ и $M=3$.

При $M=2$ возможны логики обработки «2 из 2» и «1 из 2». Если обнаружение производится по логике «2 из 2», то $D = D_0^2$ и $F = F_0^2$. Чтобы обеспечить, например, требования $F = 10^{-10}$ и $D = 0,5$, в этом случае следует принять $F_0 = 10^{-5}$ и $D_0 \approx 0,7$. С помощью графика (см. рис. 3.53) для нефлюктуирующего сигнала находим $(\mathcal{E}_n/N_0)_{\text{дб}} = 11,5$ дб, $(\mathcal{E}/N_0)_{\text{дб}} = (\mathcal{E}_n M/N_0)_{\text{дб}} = 11,5 + 3 = 14,5$ дб. Таким образом, заданные качественные показатели обнаружения $D = 0,5$ и $F = 10^{-10}$ достигаются в случае цифровой некогерентной обработки при пороговом сигнале 14,5 дб (против 13,5 дб при когерентном суммировании). Потери на цифровую обработку по сравнению с когерентной составляют в данном случае всего 1 дб. Если бы обнаружение производилось по логике «1 из 2», то получились бы несколько худшие результаты. В этом случае для $M=2$

$$D = 2D_0 - D_0^2, \quad F = 2F_0 - F_0^2.$$

Тогда заданным $F = 10^{-10}$, $D = 0,5$ соответствуют $F_0 = 0,5 \cdot 10^{-10}$ и $D_0 \approx 0,3$. С помощью графика (см. рис. 3.53) определяем $(\mathcal{E}/N_0)_{\text{дб}} = (\mathcal{E}_n M/N_0)_{\text{дб}} + M_{\text{дб}} \approx 13 + 3 = 16$ дб, т. е. потери возросли до 2,5 дб.

При $M=3$ возможны 3 логики обработки вида « n из 3», для которых

$$D = 3D_0(1 - D_0)^2 + 3D_0^2(1 - D_0) + D_0^3 \quad (n=1),$$

$$D = 3D_0^2(1 - D_0) + D_0^3 \quad (n=2),$$

$$D = D_0^3 \quad (n=3).$$

Если, как и ранее, задаться $F = 10^{-10}$, $D = 0,5$, то для логик «2 из 3» и «3 из 3» получим соответственно $F_0 = 10^{-5}$, $D_0 = 0,5$ и $F_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $D_0 = 0,8$, откуда значения $\left(\frac{\mathcal{E}_n}{N_0}\right)_{\text{дб}} = \frac{(\mathcal{E}/3)}{N_0}$ дб будут соответственно около 10

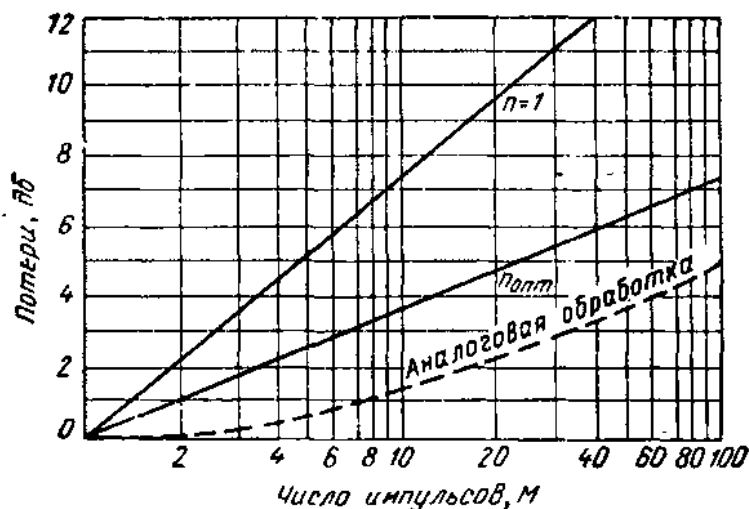


Рис. 3.57. Потери энергии в децибелах при цифровом (сплошные кривые) и квадратичном (пунктир) накоплении

и 10,5 дБ, а значения $\left(\frac{\mathcal{E}}{N_0}\right)_{\text{дБ}}$ порядка 15 и 15,5 дБ. Логика «2 из 3» дает по сравнению с логикой «3 из 3» небольшой выигрыш в пороговом сигнале.

Оказывается, что для каждого m существует оптимальное значение $n_{\text{опт}} \approx 1,5 \sqrt{m}$, для которого проигрыш по сравнению с когерентным интегрированием минимален (в рассмотренных случаях для $m = M = 2$ и $m = M = 3$ значение $n_{\text{опт}} = 2$). На рис. 3.57 показаны графики потерь цифрового интегрирования по сравнению с когерентным при $m = M$ в зависимости от числа интегрируемых импульсов для $n = n_{\text{опт}}$ и $n = 1$ при $F = 10^{-6}$, $D = 0,5$. Пунктиром нанесены расчетные потери квадратичного суммирования. Разность кривых определяет потери цифрового суммирования по сравнению с квадратичным, соответственно для $n = n_{\text{опт}}$ и $n = 1$. Как видно из графика, они не превышают 3 дБ.

Если число накапливаемых импульсов $m < M$, то кроме потерь, связанных с применением правила « $n_{\text{опт}}$ из m », будут дополнительные. Грубо эти потери можно оценить, вводя отношение $m' = M/m$, которое характеризует число независимых циклов обнаружения за время длительности пачки. Поскольку в каждом из этих циклов используется часть энергии, имеют место добавочные ее потери в соответствии с логикой обработки «1 из m' ».

Для пачек с большим числом импульсов более «длинные» логики вида «9 из 20» дают существенно меньший пороговый сигнал, чем «короткие», вида «3 из 3». Такие логики могут быть практически реализованы лишь при наличии достаточного запаса в быстродействии и памяти специализированной или универсальной цифровой вычислительной машины, которая используется для обработки.

Рассмотрим примеры использования приведенных выше графиков для прикладных расчетов. Пусть прямоугольная пачка из $M = 20$ импульсов должна обнаруживаться с качественными показателями $D = 0,5$, $F = 10^{-6}$. Требуется ориентировочно определить пороговые значения $(\mathcal{E}_n/N_0)_{\text{дб}}$ и $(\mathcal{E}/N_0)_{\text{дб}}$: а) при логике « $n_{\text{опт}}$ из 20» и б) при логике «3 из 3».

Находим вначале значение $(\mathcal{E}_n/N_0)_{\text{дб}}$ для $M = 20$ из графика рис. 3.55, б, соответствующего квадратичной обработке при $D = 0,9$, $F = 10^{-7}$. Оно составляет около 4 дб. Переход от $D = 0,9$, $F = 10^{-7}$ к $D = 0,5$, $F = 10^{-6}$ легко осуществляется по графику (см. рис. 3.53) для когерентной обработки сигнала со случайной начальной фазой: он соответствует уменьшению пороговой энергии на 1,5 дб. Переносим это значение на случай квадратичной обработки, значение $(\mathcal{E}_n/N_0)_{\text{дб}}$ в этом последнем случае для $D = 0,5$, $F = 10^{-6}$ ориентировочно оцениваем величиной $4 - 1,5 = 2,5$ дб. Переход к цифровой обработке с логикой « $n_{\text{опт}}$ из 20» в соответствии с графиком (рис. 3.57) приводит к дополнительным потерям по сравнению с квадратичной обработкой (пунктир на рис. 3.57) примерно на 2,5 дб. Пороговое отношение $(\mathcal{E}_n/N_0)_{\text{дб}}$ для логики « $n_{\text{опт}}$ из 20», таким образом, составит ориентировочно $2,5 + 2,5 = 5$ дб. Для логики « $n_{\text{опт}}$ из 3» потери по сравнению с квадратичной обработкой будут около 1,5 дб, а дополнительные потери за счет обработки «1 из m' », где $m' = \frac{20}{3} \approx 6,7$, составят около 5 дб. Вводя еще дополнительные потери за счет использования логики «3 из 3» вместо «2 из 3» и оценивая их, как и ранее, величиной 0,5 дб, значение $(\mathcal{E}_n/N_0)_{\text{дб}}$ при обнаружении пачки из $M = 20$ импульсов по логике «3 из 3» ориентировочно определим величиной $2,5 + 1,5 + 5 + 0,5 = 9,5$ дб. Переводя число $M = 20$ в децибелы, находим также величину $(\mathcal{E}/N_0)_{\text{дб}}$ для заданных логик: а) $5 + 13 = 18$ дб; б) $9,5 + 13 = 22,5$ дб.

Е. ВЛИЯНИЕ МОДУЛИРУЮЩИХ ПОМЕХ НА КАЧЕСТВО ОБНАРУЖЕНИЯ (§ 3. 21)

На работе радиолокационной аппаратуры часто сказываются различного рода нестабильности.

Источниками нестабильностей могут быть: генератор зондирующего сигнала; элементы системы обработки; цель, отражающие свойства которой меняются во времени. Ограничимся анализом влияния нестабильностей при когерентной обработке, когда существенно соблюдение закона изменения во времени как амплитуды, так и фазы принимаемого сигнала. Это влияние может быть учтено путем введения комплексного модулирующего множителя $B(t)$ в выражение для модульного значения корреляционного интеграла $Z = |Z|$, где

$$Z = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [B(t) U(t)] U^*(t) dt. \quad (1)$$

В отличие от налагающихся (аддитивных) помех множитель описывает *модулирующую (мультипликативную) помеху*.

По своему характеру множителя $B(t)$ можно условно разделить на *неслучайные* и *случайные*.

Примером неслучайного является множитель $B(t) = e^{-j2\pi(\delta f)t}$ расстройки принимаемого и ожидаемого сигналов по частоте на некоторую величину δf . Для прямоугольного линейно-частотно-модулированного радиоимпульса с девиацией Δf расстройка по частоте на величину $\delta f = 0,05 \Delta f$ ведет, например, к снижению пиковой амплитуды сигнала на 5%, проигрышу в энергии на 10%, к увеличению уровня боковых лепестков на 2% (см. § 6.6).

Другим примером неслучайного модулирующего множителя является множитель $B(t) = e^{-ibt^2}$. В случае линейно-частотно-модулированных радиоимпульсов он учитывает различие крутизны закона частотной модуляции ожидаемого и принимаемого сигналов. Изменение частотной девиации за время длительности прямоугольного радиоимпульса τ_n на величину $1/\tau_n$ ведет, например, к снижению амплитуды пика на 10%, проигрышу в энергии на 20%, к увеличению уровня боковых лепестков на 10%.

Если даже неслучайный множитель учтен при обработке, существенное влияние может оказывать случайный модулирующий множитель, обусловленный, например, изменением ракурса цели во времени. Такой множитель можно рассматривать как запись комплексного стационарного случайного процесса с центрированной гауссовой статистикой и автокорреляционной функцией $R(\tau)$, претерпевающей изменение на интервале длительности когерентно обрабатываемого сигнала. Случайные флуктуации, нарушая оптимальность обработки принимаемых колебаний в одиночном корреляторе (при фиксированной их средней мощности), приведут к уменьшению величины Z . Последнее равносильно приему сигнала с неискаженной структурой, но уменьшенной энергией $\eta\mathcal{E}$. Здесь η — коэффициент использования энергии при флуктуационных искажениях.

Для определения η вычислим величину $\bar{Z}^2 = \overline{ZZ^*}$, используя соотношение (1). Заменяя произведение интегралов двойным интегралом и относя знак усреднения к произведению $B(t)B^*(s) = R(t-s)$, получим

$$\bar{Z}^2 = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} R(t-s) U^2(t) U^2(s) ds, \quad (2)$$

где $U = |U|$.

Введем спектральные плотности: а) мощности $S(f)$ — для стационарного случайного процесса $B(t)$ и б) напряжения $H(f)$ — для квадрата модуля огибающей неслучайной модуляции, т. е. положим

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau, \quad H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t) e^{-j2\pi f t} dt.$$

Интеграл свертки (2) можно тогда привести к виду

$$\overline{Z^2} = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S(f) |H(f)|^2 df. \quad (3)$$

При отсутствии флюктуационных искажений $S(f) = S_0 \delta(f)$, где $\delta(f)$ — дельта-функция, а

$$\overline{Z^2} = \overline{Z_0^2} = \frac{1}{4} S_0 |H(0)|^2 = \frac{1}{4} S_0 H_0^2. \quad (4)$$

Для величины $\eta = \overline{Z^2} / \overline{Z_0^2}$ из (3) и (4) получим

$$\eta = \frac{1}{S_0 H_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} S(f) |H(f)|^2 df. \quad (5)$$

Пусть, например, ожидаемым сигналом является когерентный колокольный радиоимпульс длительностью τ_c на уровне 0,46 с огибающей $e^{-\pi(t/\tau_c)^2}$ и ее квадратом $e^{-2\pi(t/\tau_c)^2}$. Пусть далее автокорреляционная функция флюктуаций имеет колокольную огибающую $e^{-\pi(\tau/\tau_0)^2}$ с шириной пика корреляции τ_0 на том же уровне. Тогда $S(f) = S_0 e^{-\pi\tau_0^2 f^2}$, $|H(f)| = H_0 e^{-\pi\tau_c^2 f^2}$, а

$$\eta = [1 + (\tau_c/\tau_0)^2]^{-1/2}. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что при $\tau_0 = \tau_c$ одиночный коррелятор использует в среднем 70% от энергии сигнала, которую он использовал бы в случае значительно более медленных флюктуаций. Качество обнаружения несколько повышается, если синтез оптимальной обработки производится с учетом модулирующих помех (см. § 6.18), т. е. если время когерентного накопления сокращается, а когерентное накопление дополняется некогерентным. Результат (6) также может быть частично улучшен, когда вместо одиночного коррелятора используется набор корреляторов (или оптимальный фильтр). В силу случайного характера флюктуаций, в корреляторе, частично рассогласованном по дальности, может наблюдаться больший пик сигнала, чем в корреляторе, согласованном полностью, но применительно к случаю отсутствия флюктуаций.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

А. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИЗМЕРЕНИЙ

§ 4.1. Качественные показатели и критерии оптимальности измерения параметров радиолокационных сигналов

Практически обнаружение и измерение часто сливаются в е д и н ы й п р о ц е с с. Однако в ходе первоначального теоретического анализа удобно рассматривать их раздельно. При этом имеется в виду, что в результате обнаружения устанавливаются факты наличия или отсутствия цели в определенных областях пространства, грубо заданных значениями параметров α , при которых решение $A^*[y(t)|\alpha] = 1$. В результате измерения должны выдаваться возможно более точные оценки дальности, радиальной скорости, угловой координаты в предположении, что наличие цели достоверно.

В зависимости от условий локации измеряемый параметр считают случайной величиной, неизменной в течение времени приема отраженного сигнала, либо случайной величиной, изменяющейся в течение этого времени (скачкообразно или непрерывно) в соответствии с заданной статистикой движения цели. Вначале рассмотрим лишь первый случай, считая параметр неизменной во время измерения случайной величиной (например, временем запаздывания сигнала, отраженного от неподвижной случайно расположенной цели). Затем будут рассмотрены некоторые более сложные случаи.

Итак, в результате проведенного измерения должна быть дана оценка α^* каждого измеряемого параметра α . Показателем качества измерения является статистически усредненная величина ошибки $\varepsilon = \alpha^* - \alpha$ измерения параметра. Чем меньше величина ошибки, тем выше качество измерения.

Ошибки измерений делятся на грубые промахи, систематические и случайные ошибки. Если приняты меры для исключения систематических ошибок и грубых промахов, ошибки измерений сводятся

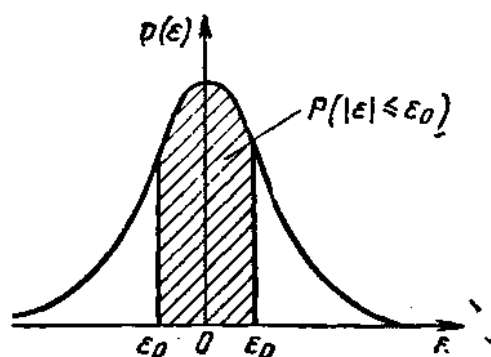


Рис. 4.1. К расчету вероятности $P(|\varepsilon| \leq \varepsilon_0)$

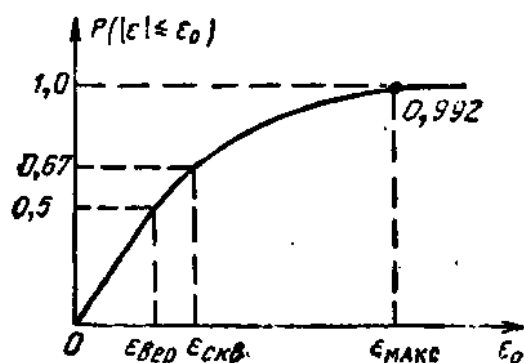


Рис. 4.2. Кривая вероятности $P(|\varepsilon| \leq \varepsilon_0) = \Phi(\varepsilon_0)$

к случайным. Случайные ошибки обусловлены действием помех на входе приемника, флюктуациями сигнала, а иногда случайным поведением самой системы измерений.

Качественными показателями измерения одномерной случайной величины являются: *среднеквадратичная ошибка, вероятная (срединная) ошибка, максимальная ошибка, математическое ожидание, дисперсия, средний риск ошибки* и т. д. При измерении многомерных величин вводятся *корреляционные моменты ошибок*, учитывающие взаимосвязь ошибок измерения отдельных случайных величин, о чем речь будет идти ниже (§ 4.7, 4.9, 6.4, 6.17). Здесь остановимся несколько подробнее на качественных показателях измерения одномерных величин.

Для произвольного закона распределения случайных ошибок $p(\varepsilon)$ *среднеквадратичная ошибка* измерения определяется из соотношения

$$\varepsilon_{\text{скв}}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^2 p(\varepsilon) d\varepsilon = \overline{\varepsilon^2}.$$

В случае наиболее распространенного центрированного нормального закона распределения случайных ошибок (рис. 4.1) *среднеквадратичная ошибка* полностью характеризует другие виды ошибок — *вероятную* и *максимальную*. В этом случае вероятность выполнения условия $|\varepsilon| \leq \varepsilon_0$, где ε_0 — некоторое произвольно выбранное значение ε , будет

$$P(|\varepsilon| \leq \varepsilon_0) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\varepsilon_0/\varepsilon_{\text{скв}}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx = \Phi\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{скв}}}\right).$$

Вероятная (срединная) ошибка $\varepsilon_{\text{вер}}$ соответствует такому значению $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\text{вер}}$, при котором заштрихованная площадь на рис. 4.1 составляет половину всей площади под кривой $p(\varepsilon)$:

$$P(|\varepsilon| \leq \varepsilon_{\text{вер}}) = P(|\varepsilon| \geq \varepsilon_{\text{вер}}) = 0,5,$$

т. е. $\Phi\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{СКВ}}}\right) = 0,5$ при $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\text{вер}}$.

Тогда $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{СКВ}}} \approx \frac{2}{3}$, так что вероятная ошибка (рис. 4.2)

$$\varepsilon_{\text{вер}} \approx \frac{2}{3} \varepsilon_{\text{СКВ}}.$$

В качестве максимальной ошибки $\varepsilon_{\text{макс}}$ обычно принимают ошибку, вероятность превышения которой по модулю составляет 0,8%. Для нормального закона $\Phi\left(\frac{\varepsilon_{\text{макс}}}{\varepsilon_{\text{СКВ}}}\right) = 1 - 0,008$, откуда $\varepsilon_{\text{макс}} = \frac{8}{3} \varepsilon_{\text{СКВ}} \approx 4\varepsilon_{\text{вер}}$. Говорят, что интервал $2\varepsilon_{\text{макс}} = \frac{16}{3} \varepsilon_{\text{СКВ}} = 8\varepsilon_{\text{вер}}$ вокруг оценки является доверительным, причем вероятность выхода истинного значения величины за пределы доверительного интервала составляет в данном случае 0,8%.

Математическое ожидание ошибки $M\{\varepsilon\}$ отлично от нуля, когда действует источник систематической ошибки (наряду с источниками случайных). Оценку α^* в этом случае называют смещенной. Наоборот, в довольно часто встречающемся случае центрированного распределения ошибок, когда $M\{\varepsilon\} = 0$ (т. е. систематическая ошибка не сказывается), оценку называют несмещенной.

Дисперсия ошибки определяется выражением

$$D\{\varepsilon\} = M\{[\varepsilon - M\{\varepsilon\}]^2\} = M\{\varepsilon^2\} - M^2\{\varepsilon\},$$

которое легко получить, раскрывая квадрат разности. В случае несмещенной оценки $D\{\varepsilon\}$ совпадает со средним квадратом ошибки

$$D\{\varepsilon\} = M\{\varepsilon^2\} = \overline{\varepsilon^2} = \varepsilon_{\text{СКВ}}^2.$$

В качестве обобщенного критерия качества измерения можно ввести *средний риск ошибки измерения*. Для этого рассмотрим совокупность ситуаций совмещения случайного значения параметра α и случайной оценки α^* . Для каждой из ситуаций введем совместную плотность вероятности $p(\alpha^*, \alpha)$ и дифференциальную вероятность совмещения

$$dP(\alpha^*, \alpha) = p(\alpha^*, \alpha) d\alpha^* d\alpha,$$

причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha^*, \alpha) d\alpha^* d\alpha = \int_{(\alpha^*, \alpha)} dP(\alpha^*, \alpha) = 1.$$

Каждой ситуации совмещения поставим в соответствие некоторую *стоимость ошибки* $r(\alpha^*, \alpha)$ в зависимости от ее важности. Тогда

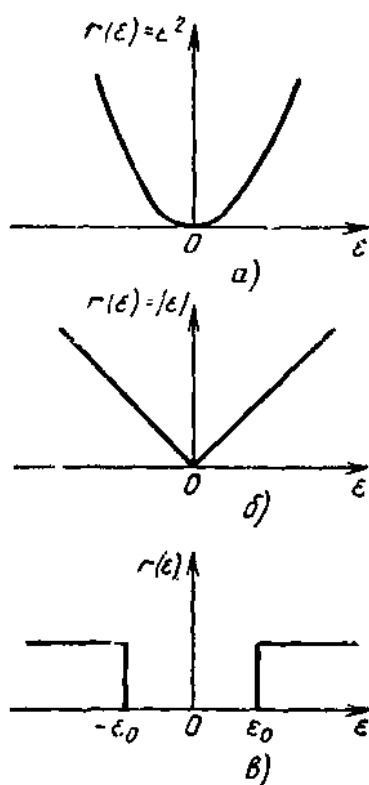


Рис. 4.3. Возможные функции стоимости ошибки

да критерием качества оценки α^* является *средняя стоимость* (средний риск) ошибки измерений

$$\overline{r(\alpha^*, \alpha)} = \int_{(\alpha^*, \alpha)} r(\alpha^*, \alpha) p(\alpha^*, \alpha) d\alpha^* d\alpha.$$

Оптимизация оценки сводится при этом к обеспечению *минимума среднего риска*.

Оценивая степень ошибки по величине разности $\alpha^* - \alpha = \epsilon$, в качестве функции стоимости $r(\alpha^*, \alpha)$ достаточно задать функцию $r(\epsilon)$ одной переменной. На рис. 4.3 показаны возможные графики стоимости $r(\epsilon)$ в функции величины ошибки ϵ . Так, основная кривая $r(\epsilon) = \epsilon^2$ (рис. 4.3, а) соответствует случаю, когда стоимость равняется квадрату ошибки. При этом средний риск соответствует среднему квадрату ошибки, а оптимизация измерения сводится к достижению минимума среднеквадратичной ошибки. В случае выбора функции стоимости $r(\epsilon) = |\epsilon|$ (рис. 4.3, б) оптимизация измерения сведется к обеспечению минимума среднего модуля

ошибки. Если же выбирается ступенчатая функция стоимости: $r(\epsilon) = 0$ при $|\epsilon| \leq \epsilon_0$ и $r(\epsilon) = \text{const}$ при $|\epsilon| \geq \epsilon_0$ (рис. 4.3, в), то обеспечивается условие минимума вероятности превышения модулем ошибки некоторой установленной величины ϵ_0 . Таким образом, в зависимости от выбора разновидности функции стоимости ошибки устанавливаются различные критерии оптимизации измерения.

Наиболее употребительным является использование *квадратичной стоимости ошибки* (рис. 4.3, а)

$$r(\alpha^*, \alpha) = (\alpha^* - \alpha)^2, \quad (1)$$

тогда оптимизация сводится к обеспечению *минимума среднего квадрата ошибки*

$$\overline{r(\alpha^*, \alpha)} = \overline{(\alpha^* - \alpha)^2} = \int_{(\alpha^*, \alpha)} (\alpha^* - \alpha)^2 p(\alpha^*, \alpha) d\alpha^* d\alpha. \quad (2)$$

§ 4.2. Постановка и методика решения задачи оптимального измерения параметра. Простейший оптимальный измеритель

Полагаем, что на вход измерителя поступают колебания $y(t)$ в виде наложения флюктуационной помехи и сигнала

$$y(t) = n(t) + x(t, \alpha, \beta),$$

где $x(t, \alpha, \beta)$ — известная функция времени, случайного измеряемого параметра α и случайных неизмеряемых параметров β , имеющих заданную плотность вероятности $p(\beta)$. Требуется установить правило отыскания оценки $\alpha_{\text{опт}}$, оптимальной с точки зрения квадратичного критерия, построить схемы оптимальной обработки при измерении, определить среднеквадратичную ошибку и другие необходимые характеристики оптимального измерения.

Как и в § 3.4, при решении задачи измерения наряду с непрерывными реализациями входных колебаний $y(t)$ введем соответствующие дискретные многомерные реализации Y (выборки по теореме Котельникова) с целью более удобного использования соотношений теории вероятностей. Полагаем, что оценка $\alpha^* = \alpha^*(Y)$ закономерно устанавливается в зависимости от принятой реализации Y . При этом стоимость, а именно средний квадрат ошибки измерения $\{ (2), § 4.1 \}$, будет зависеть от выбора *решающей функции* $\alpha^* = \alpha^*(Y)$:

$$\overline{r(\alpha^*, \alpha)} = \overline{r[\alpha^*(Y)]}.$$

Заменим в $\{ (2), § 4.1 \}$ дифференциальную вероятность совмещения оценки и параметра дифференциальной вероятностью совмещения реализации и параметра

$$p(\alpha^*, \alpha) d\alpha^* d\alpha = p(Y, \alpha) dY d\alpha,$$

где по теореме умножения

$$p(Y, \alpha) = p(Y) p(\alpha | Y).$$

Здесь $p(Y)$ — плотность вероятности реализации Y , $p(\alpha | Y)$ — послеопытная плотность вероятности параметра α (при условии приема реализации Y). При наличии случайных неизмеряемых параметров β все перечисленные вероятности берутся с учетом случайного распределения β .

Выражение для среднего риска можно тогда представить в виде

$$\overline{r[\alpha^*(Y)]} = \int_{(Y, \alpha)} [\alpha^*(Y) - \alpha]^2 p(Y) p(\alpha | Y) d\alpha dY,$$

или иначе

$$\overline{r[\alpha^*(Y)]} = \int_{(Y)} p(Y) \overline{r[\alpha^*(Y) | Y]} dY. \quad (1)$$

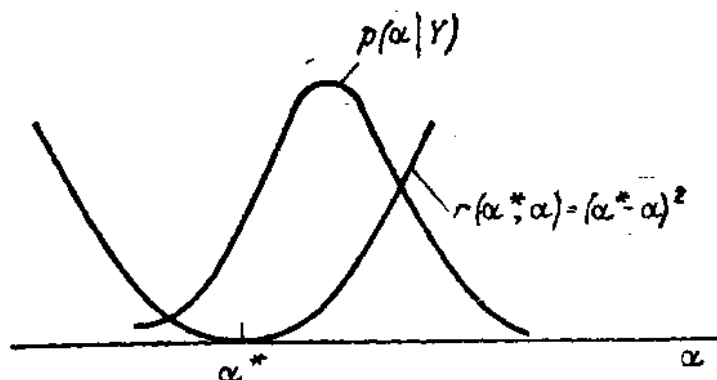


Рис. 4.4. Кривые послеопытной плотности вероятности $p(\alpha|Y)$ и стоимости ошибки $r(\alpha^*, \alpha)$. Их взаимное расположение соответствует выбранной оценке α^*

Здесь $\overline{r[\alpha^*(Y)|Y]}$ — условный средний риск ошибки измерений, а именно средний риск, соответствующий условию приема реализации Y ,

$$\overline{r[\alpha^*(Y)|Y]} = \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha^*(Y) - \alpha]^2 p(\alpha|Y) d\alpha. \quad (2)$$

Минимум (1) достигается тогда и только тогда, когда для каждой принятой реализации имеет место минимум условного среднего риска (2).

На рис. 4.4 показана кривая послеопытной плотности вероятности $p(\alpha|Y)$ и кривая стоимости ошибки $r(\alpha^*, \alpha) = (\alpha^* - \alpha)^2$ для произвольно установленной оценки. Рисунок иллюстрирует, что для неудачно выбранной оценки α^* минимум $\overline{r[\alpha^*(Y)|Y]}$ не достигается. Оценка значительно отличается от оптимальной, поскольку наиболее вероятным значениям α соответствует большая стоимость ошибки.

Чтобы найти оптимальную оценку, приравняем нулю производную условного среднего риска по оценке α^* , т. е. положим

$$\frac{d}{d\alpha^*} \int_{-\infty}^{\infty} (\alpha^* - \alpha)^2 p(\alpha|Y) d\alpha = 0 \quad \text{при} \quad \alpha^* = \alpha_{\text{опт}}^*(Y), \quad (3)$$

откуда

$$\int_{-\infty}^{\infty} (\alpha^* - \alpha) p(\alpha|Y) d\alpha = 0 \quad \text{при} \quad \alpha^* = \alpha_{\text{опт}}^*(Y). \quad (4)$$

Поскольку площадь под кривой послеопытной плотности вероятности $p(\alpha|Y)$ при любом условии Y равна единице

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha | Y) d\alpha = 1,$$

имеем

$$\alpha_{\text{опт}}^*(Y) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha p(\alpha | Y) d\alpha = M\{\alpha | Y\}, \quad (5)$$

где $M\{\alpha | Y\}$ — математическое ожидание α при условии Y .

Таким образом, оптимальная по минимуму среднеквадратичной ошибки оценка $\alpha_{\text{опт}}^*$ представляет собой математическое ожидание измеряемого параметра, соответствующее кривой послеопытной плотности вероятности $p(\alpha | Y)$ (ее «центру тяжести»*) для принятой реализации Y . В силу (4) такая оценка является несмещенной, т. е. $M\{\alpha_{\text{опт}}^* - \alpha\} = 0$. Поэтому минимальный средний квадрат возможной ошибки $\overline{(\alpha_{\text{опт}}^* - \alpha)^2} = \overline{(\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2}$ определяется дисперсией распределения послеопытной плотности вероятности для принятой реализации Y , т. е.

$$\overline{(\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2} = \overline{[\alpha - M\{\alpha | Y\}]^2} = D\{\alpha | Y\}. \quad (6)$$

Для определения оптимальной оценки $\alpha_{\text{опт}}^*(Y)$ и минимального среднего квадрата ошибки $D\{\alpha | Y\}$ в соответствии с (5) и (6) требуется найти явное выражение послеопытной плотности вероятности параметра $p(\alpha | Y)$. Эту плотность вероятности называют также условной, так как она определяется при условии конкретной реализации Y принимаемых колебаний.

Возьмем две эквивалентные формы записи теоремы умножения, определяющей плотность вероятности $p(Y, \alpha)$ совмещения случайных событий, а именно

$$p(Y, \alpha) = p(Y) p(\alpha | Y) = p(\alpha) p(Y | \alpha).$$

Пользуясь приведенным равенством, послеопытную плотность вероятности параметра $p(\alpha | Y)$ свяжем с доопытной (безусловной) плотностью вероятности $p(\alpha)$, а также с условной плотностью вероятности принимаемой реализации $p(Y | \alpha)$ при рассматриваемом значении параметра, т. е.

* Операция (5) определения оптимальной оценки аналогична операциям вычисления абсциссы центра тяжести $x^* = \frac{1}{m_{\Sigma}} \sum_i x_i m_i$ или $x^* = \frac{1}{m_{\Sigma}} \int x \times m(x) dx$ для дискретного или непрерывного распределения массы $m_{\Sigma} = 1$ вдоль оси x .

$$p(\alpha|Y) = \frac{1}{p(Y)} p(\alpha) p(Y|\alpha). \quad (7)$$

Наряду с функциями α в правую часть (7) входит безусловная в данном случае плотность вероятности реализации Y , определяемая применительно к наличию сигнала для всей совокупности возможных значений α . Последнюю плотность вероятности определим, интегрируя (7) по α от $-\infty$ до ∞ и замечая, что интеграл от $p(\alpha|Y)$ равен единице. Тогда

$$p(Y) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) p(Y|\alpha) d\alpha, \quad (8)$$

$$p(\alpha|Y) = \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) p(Y|\alpha) d\alpha} p(\alpha) p(Y|\alpha). \quad (9)$$

Формула (8) является аналогом формулы полной вероятности, в котором вероятности заменены плотностями вероятностей, а суммирование интегрированием. Формула (9) является подобным же аналогом формулы Бейеса. Заметим, что не зависящая от α дробь с определенным интегралом в знаменателе (9) играет роль нормирующего коэффициента.

Чтобы облегчить проведение аналогии между обнаружением и измерением, а также иметь возможность использовать готовые результаты предыдущей гл. 3, можно искусственно ввести еще одну условную плотность вероятности принимаемой реализации Y , а именно плотность вероятности этой реализации $p_{\pi}(Y)$ применительно к условию отсутствия сигнала (т. е. условию наличия одной помехи). Отношение условной плотности вероятности реализации $p(Y|\alpha)$ при наличии сигнала с параметром α к плотности вероятности $p_{\pi}(Y)$ представляет в соответствии с § 3.4 условное отношение правдоподобия $l(Y|\alpha) = l(\alpha)$, характеризующее справедливость гипотезы о наличии в составе реализации Y сигнала с параметром α . Тогда

$$p(Y|\alpha) = l(Y|\alpha) p_{\pi}(Y),$$

а

$$p(\alpha|Y) = \frac{1}{\int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) l(Y|\alpha) d\alpha} p(\alpha) l(Y|\alpha).$$

Окончательно приходим к соотношениям:

— для послеопытной плотности вероятности

$$p(\alpha|Y) = k_1 p(\alpha) p(Y|\alpha) = k_2 p(\alpha) l(Y|\alpha), \quad (10)$$

— для оптимальной оценки параметра

$$\begin{aligned} M\{\alpha|Y\} &= \alpha_{\text{опт}}^* = k_1 \int_{-\infty}^{\infty} \alpha p(\alpha) p(Y|\alpha) d\alpha = \\ &= k_2 \int_{-\infty}^{\infty} \alpha p(\alpha) l(Y|\alpha) d\alpha, \end{aligned} \quad (11)$$

— для минимальной дисперсии ошибки измерений

$$\begin{aligned} D\{\alpha|Y\} &= k_1 \int_{-\infty}^{\infty} (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2 p(\alpha) p(Y|\alpha) d\alpha = \\ &= k_2 \int_{-\infty}^{\infty} (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2 p(\alpha) l(Y|\alpha) d\alpha, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$k_1 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) p(Y|\alpha) d\alpha \right]^{-1}, \quad (13)$$

$$k_2 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) l(Y|\alpha) d\alpha \right]^{-1} \quad (14)$$

— множители, *нормирующие* площадь под кривой послеопытной плотности вероятности к единице.

При использовании теоремы Котельникова в предельном случае интервала дискретизации $\Delta t \rightarrow 0$ отношение правдоподобия $l(Y|\alpha)$ дискретной выборки Y переходит, как и в § 3.4, в отношение правдоподобия $l[y(t)|\alpha] = l_y(\alpha)$ непрерывной реализации $y(t)$, которое определяет оценку

$$\alpha_{\text{опт}}^* = \alpha_{\text{опт}}^*[y(t)].$$

Итак, оптимальная оценка $\alpha_{\text{опт}}^*$ соответствует «центру тяжести» распределения послеопытной плотности вероятности $p[\alpha|Y]$ или $p[\alpha|y(t)]$ для произвольной принятой реализации: дискретной Y или непрерывной $y(t)$.

Если послеопытное распределение симметрично или близко к симметричному и на оси симметрии имеет единственное максимальное значение, то его «центр тяжести» совпадает с этим значением. Таким образом, в качестве оптимальной оценки $\alpha_{\text{опт}}^*$ может быть принята оценка максимума послеопытной плотности вероятности. Сформулированные условия можно считать выполненными только в том случае, если сигнал достаточно хорошо выделяется над шумами, а потому влиянием обусловленной ими многопиковости (равно как и несимметрии послеопытного распределения) можно пренебречь.

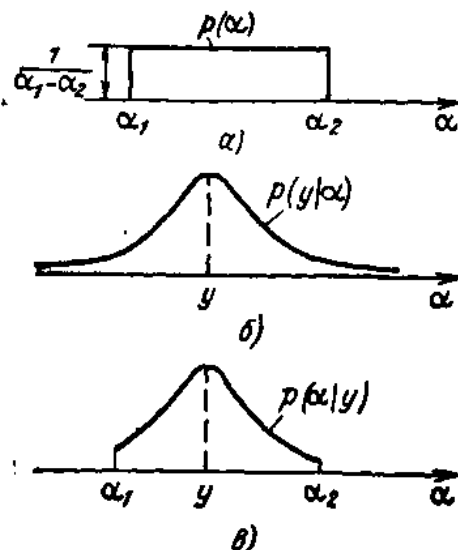


Рис. 4.5. Кривые плотностей вероятности:

а — доопытной $p(\alpha)$; б — измеренного значения $p(y|\alpha)$ в функции истинного значения α ; в — послеопытной $p(\alpha|y)$

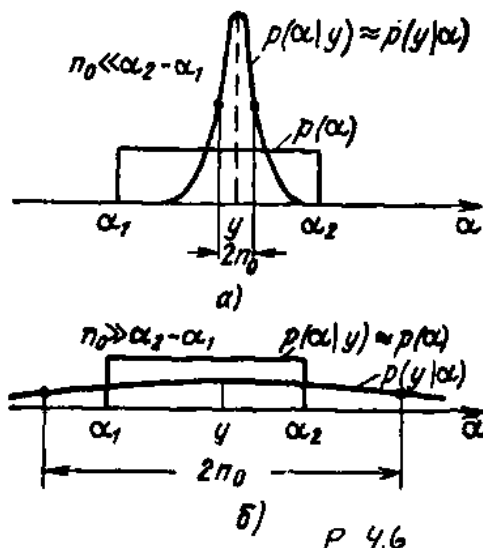


Рис. 4.6. Кривые доопытной и послеопытной плотностей вероятности:

а — для слабой помехи; б — для сильной помехи

Проиллюстрируем рассмотренную методику отыскания оптимальных оценок на простейшем примере оптимизации измерения. Обратимся к стрелочному прибору (рис. 3.1, § 3.2), считая, что его показание y складывается из помехи n и сигнала x , т. е.

$$y = n + x.$$

В отличие от рассмотренного в § 3.2 случая, сигнал обязательно присутствует, но его значение x не известно и подлежит измерению, т. е. в данном случае $x = \alpha$ является параметром, подлежащим оценке. Условимся, что доопытное распределение $p(\alpha)$ параметра α является равномерным в интервале $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$ (рис. 4.5, а). Распределение помехи полагаем подчиненным центрированному нормальному закону, так что

$$p(y|\alpha) = p_n(y - \alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} n_0} e^{-\frac{(y - \alpha)^2}{2n_0^2}}.$$

Соответствующая кривая в функции неизвестного параметра α представлена на рис. 4.5, б. Она является гауссовой кривой с дисперсией n_0^2 и средним значением y . В рассматриваемом простейшем случае нет необходимости вводить отношение правдоподобия. С точностью до множителя пропорциональности послеопытная плотность вероятности $p(\alpha|y)$ как функция параметра α определяется произведением $p(\alpha)p(y|\alpha)$, а множитель пропорциональности нор-

мирует площадь под кривой (рис. 4.5, в) к единице. Кривая $p(\alpha|y)$ учитывает, таким образом, как результат измерения y , так и доопытные данные о значениях измеряемой величины α и помехи n .

Существенное влияние на послеопытное распределение оказывает уровень помех, что иллюстрируется на рис. 4.6 для двух крайних случаев:

1) помеха слабая: $n_0 \ll \alpha_2 - \alpha_1$ — ход кривой послеопытного распределения определяется результатом измерения y и дисперсией помехи n_0^2 ;

2) помеха сильная: $n_0 \gg \alpha_2 - \alpha_1$ — кривая послеопытного распределения не отличается от кривой доопытного, поскольку результат измерения недостоверен.

В первом случае оптимальная оценка соответствует отсчету $\alpha_{\text{отсч}} = y$; дисперсия ошибки измерения при этом будет равна n_0^2 .

Во втором случае оценка определяется центром тяжести доопытного распределения $(\alpha_1 + \alpha_2)/2$, а дисперсия ошибки не отличается от доопытной $(\alpha_2 - \alpha_1)^2/12$.

Таким образом, методика отыскания оптимальных оценок $\alpha_{\text{опт}}^*$ сводится:

1) к определению функций измеряемого параметра α , пропорциональных его послеопытной плотности вероятности;

2) к определению центра тяжести или абсциссы максимума для кривых этих функций.

Соотношение (4), лежащее в основе проведенного рассмотрения, допускает следующую интересную трактовку. Предварительно заменим послеопытную плотность вероятности $p[\alpha|y(t)]$ через доопытную и отношение правдоподобия, представив это соотношение в виде

$$\int_{-\infty}^{\infty} (\alpha^* - \alpha) p(\alpha) l[y(t)|\alpha] d\alpha = 0 \quad \text{при } \alpha^* = \alpha_{\text{опт}}^*. \quad (15)$$

Для случая, когда α — время запаздывания, полученному выражению (15) соответствует схема, представленная на рис. 4.7. В схему входит оптимальный приемник, вырабатывающий, в общем случае, непосредственно отношение правдоподобия $l[y(t)|\alpha] = l_y(\alpha)$ в функции α . Приемник может быть построен по фильтровой или же многоканальной корреляционной схеме, выдающей значение отношения правдоподобия для различных значений α по каждой принятой реализации $y(t)$. Он заканчивается близким к экспоненциальному детектором, чтобы в общем случае обеспечить выдачу именно отношения правдоподобия $l_y(\alpha)$, а не его монотонной функции, например $\ln l_y(\alpha)$. В соответствии с (15) отношение правдоподобия умножается на ограниченный, близкий к пилообразному строб $(\alpha - \alpha^*)p(\alpha)$ и интегрируется. Ограничение во времени (и изменение формы) пи-

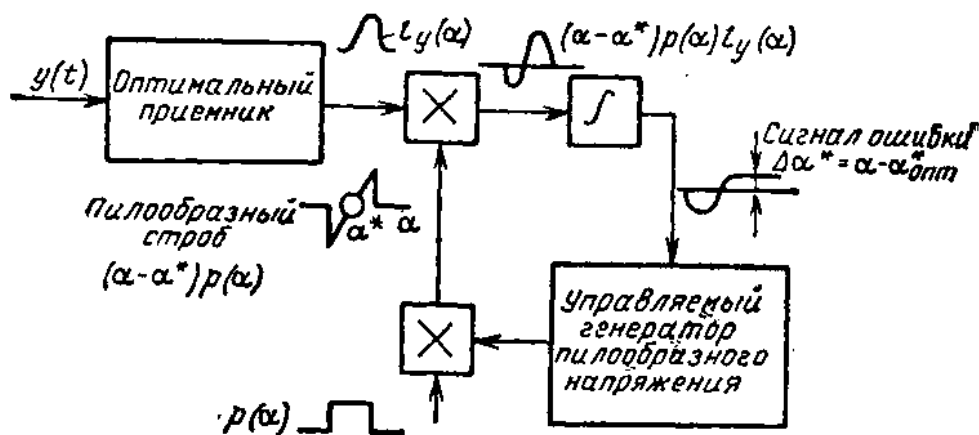


Рис. 4.7. Измеритель с обратной связью для случая, когда α — время запаздывания

лообразного строба определяется доопытной плотностью вероятности $p(\alpha)$. Произведение пилообразного напряжения управляемого генератора на отношение правдоподобия интегрируется. Напряжение с выхода интегратора по цепи обратной связи воздействует на схему управляемого генератора пилообразного напряжения. При сильной обратной связи оптимальная оценка определяется положением нулевой точки пилообразного строба. Если измеряемый параметр будет менять свои значения во времени, измеритель (рис. 4.7) способен следить за изменениями этого параметра, т. е. становится следящим измерителем. Оптимальность или неоптимальность его в этом случае будет зависеть от того, в какой мере используются доопытные данные о характере изменения параметра α во времени. Возможность оптимизации измерения при изменяющихся во времени значениях α будет проиллюстрирована в § 4.6—4.9. Пока же продолжаем считать параметр α неизменной во времени случайной величиной, характеризуемой доопытной плотностью вероятности $p(\alpha)$.

Если кривая $p(\alpha)$ достаточно пологая, т. е. доопытная информация не уточняет результата измерений, оценка максимума послеопытной плотности вероятности сводится к оценке наибольшего правдоподобия, соответствующей абсциссе максимума одной из монотонно связанных между собой функций: $p[y(t)|\alpha] = \varphi(\alpha)$, или $l[y(t)|\alpha] = l_1(\alpha)$, или $\ln l[y(t)|\alpha] = \ln l_1(\alpha)$. Последняя из этих функций применительно к рассмотренным ранее случаям сводится к какой-либо более простой функции измеряемого параметра α : к корреляционному интегралу, его модульному значению, сумме линейных или нелинейных функций от модульных значений и т. д.), которая получается на выходе оптимального приемника обнаружения, до подачи на пороговую схему. Этот приемник может уже не содержать экспоненциально-

го детектора. Хотя при изменении закона детектирования изменится и вид продетектированной кривой, максимум последней обеспечивается в обоих случаях при одном и том же значении α независимо от закона детектирования, если только кривая детектирования монотонна.

В следующем разделе вопрос о переходе от приемника обнаружения к приемнику измерения рассмотрим более подробно применительно к приему когерентного сигнала, когда параметром α является время запаздывания (частота). Нас будет интересовать не только определение оптимальной оценки $\alpha_{\text{опт}}^*$, но и дисперсия ошибки оптимального измерения.

Б. ОДНОКРАТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ И ЧАСТОТЫ

§ 4.3. Измерение времени запаздывания когерентного сигнала со случайной начальной фазой

На рис. 4.8, а показаны элементы оптимального приемника обнаружения сигнала со случайной начальной фазой, состоящего из оптимального фильтра и линейного детектора. Такая схема вырабатывает модульные значения корреляционного интеграла в функции измеряемого параметра α :

$$Z(\alpha) = \left| \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) U^*(t - \alpha) dt \right|. \quad (1)$$

Выходное напряжение представлено на рис. 4.8, б. Решение о наличии цели $A_{\text{опт}}^* = 1$ принимается для тех областей α , где превышает порог. Оптимальная оценка наибольшего правдоподобия $\alpha_{\text{опт}}^*$ соответствует максимуму выходного напряжения. Если имеются доопытные данные о том, что измеряемый параметр равновероятно принимает значения только в интервале от α_1 до α_2 , то соответствующая оценка максимума послеопытной плотности вероятности — это оценка положения максимума выходного напряжения, но на стробированном участке временной шкалы. Такое стробирование, осуществляемое обычно с помощью электронно-ключевой схемы, устраняет возможность оценки по ложному выбросу вне интервала $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$, особенно опасной при невысоком отношении сигнал/помеха на выходе оптимального фильтра.

Оценка $\alpha_{\text{опт}}^*$ отличается от истинного значения измеряемого параметра. Возможные ошибки определяются послеопытной плотностью вероятности

$$p[\alpha | y(t)] = k_2 p(\alpha) I_y(\alpha),$$

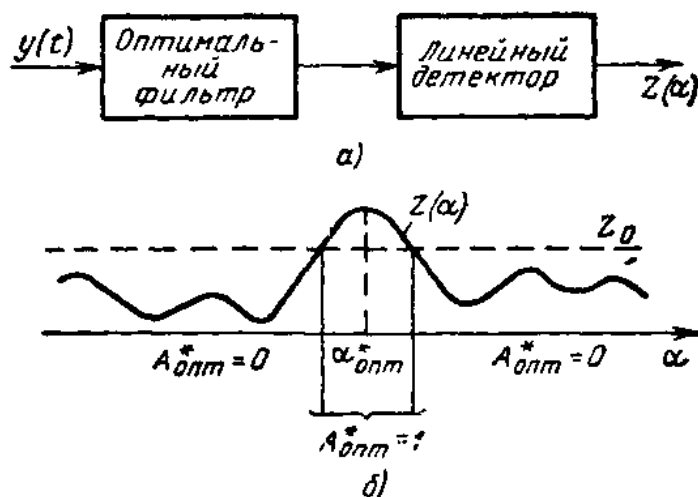


Рис. 4.8. Общие элементы схемы оптимального обнаружителя-измерителя (а) и напряжение на выходе детектора (б); показан порог обнаружения

где для сигнала со случайной начальной фазой

$$I_y(\alpha) = e^{-\frac{\mathcal{E}(\alpha)}{N_0}} I_0\left(\frac{2Z(\alpha)}{N_0}\right).$$

Поскольку зависимостью энергии сигнала от возможных значений параметра α на ограниченном интервале можно пренебречь, то при $p(\alpha) = \text{const}$

$$p[\alpha | y(t)] = k I_0(u), \quad (2)$$

где

$$u = \frac{2}{N_0} Z(\alpha). \quad (3)$$

Соответствующее построение приведено на рис. 4.9. Здесь нанесена кривая $I_0(u)$, по форме напоминающая быстро нарастающую экспоненту, а для малых значений аргумента u принимающая значения, близкие к единице (в масштабе рисунка это показать не удастся). На том же рисунке представлена кривая $u(\alpha) = \frac{2}{N_0} Z(\alpha)$, характеризующая график напряжения на выходе оптимального фильтра после линейного детектора. Она содержит пик сигнала и боковые выбросы помехи, образующие «шумовую дорожку». Вследствие экспоненциального характера кривой $I_0(u)$ имеет место «отсечка» шумов и пик сигнала резко подчеркивается в кривой послеопытного распределения. По существу, небольшой участок вершины кривой $u(\alpha)$ переходит практически во всю кривую послеопытной плотности вероятности, если можно пренебречь остатком отсекаемой «шумовой дорожки».

В этой связи проанализируем форму кривой $u(\alpha)$ вблизи максимума, поскольку от нее зависит точность отсчета временного положения. При не очень сильных помехах кривая $Z(\alpha)$, а следовательно, и $u(\alpha) = \frac{2}{N_0} Z(\alpha)$ определяются, в основном, формой сигнала на выходе оптимального фильтра. Используя [(26), § 3.10], можно записать

$$u(\alpha) = \frac{2}{N_0} Z(\alpha) \approx q^2 \left[1 - \frac{1}{2} P_0^2 (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2 \right], \quad (4)$$

где величина P_0 считается конечной и определяется из [(27) или (28), § 3.10]. Разность временных отсчетов в формуле [(26), § 3.10] заменена разностью возможного значения параметра α и принимаемого в качестве оценки значения $\alpha_{\text{опт}}^*$. Приближенное равенство (4) справедливо, когда сигнал достаточно сильный и после фильтрации хорошо выделяется над уровнем шумов. Это значит, что средний уровень шумов вне пика сигнала не сказывается на положении центра тяжести кривой послеопытной плотности вероятности, так что может быть использована оценка максимального правдоподобия, представляющая собой абсциссу сигнального пика. Форма пика выходного сигнала практически не искажается. Имеет место лишь смещение его максимума.

Используя асимптотическое представление модифицированной бесселевой функции при больших значениях ее аргумента

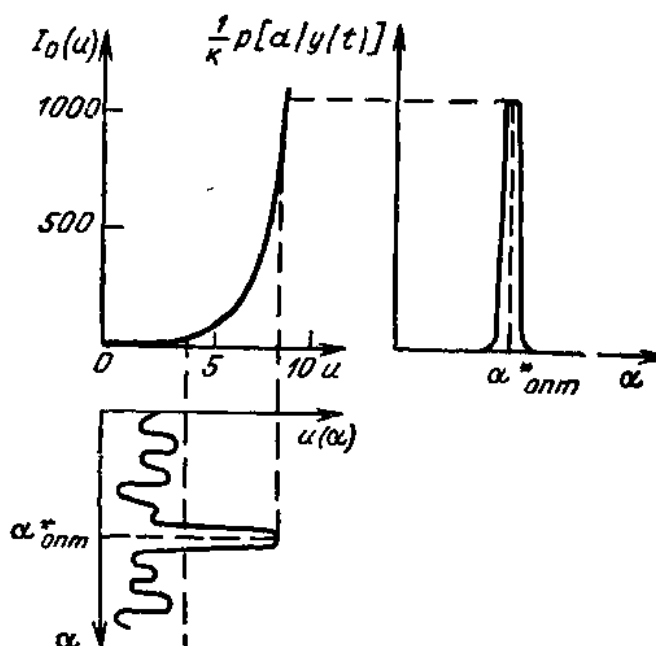


Рис. 4.9. Пояснение преобразования вершины кривой $u(\alpha) = \frac{2}{N_0} Z(\alpha)$ в основную часть кривой $p[\alpha | y(t)]$ при $q \gg 1$

$$I_0(u) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}u} e^u, \quad (5)$$

подставляя в него выражение (4) и пренебрегая малым поправочным членом в знаменателе, получим

$$p[\alpha|y(t)] = C e^{-\frac{q^2 \Pi_0^2 (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2}{2}}.$$

Окончательный результат представим в виде

$$p[\alpha|y(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2}{2\sigma^2}}, \quad (6)$$

что соответствует нормирующему множителю $C = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$, где

$$\sigma = \frac{1}{q\Pi_0}. \quad (7)$$

Таким образом, при конечной величине Π_0 и достаточно интенсивном сигнале послеопытное распределение измеряемого времени запаздывания подчиняется нормальному закону, а стандартное отклонение $\sigma = \sqrt{D[\alpha|y]}$ обратно пропорционально параметру обнаружения q и эффективной ширине спектра Π_0 .

На рис. 4.10 показаны кривые, аналогичные кривым (рис. 4.9), но для значительно более слабого сигнала. В соответствии с выра-

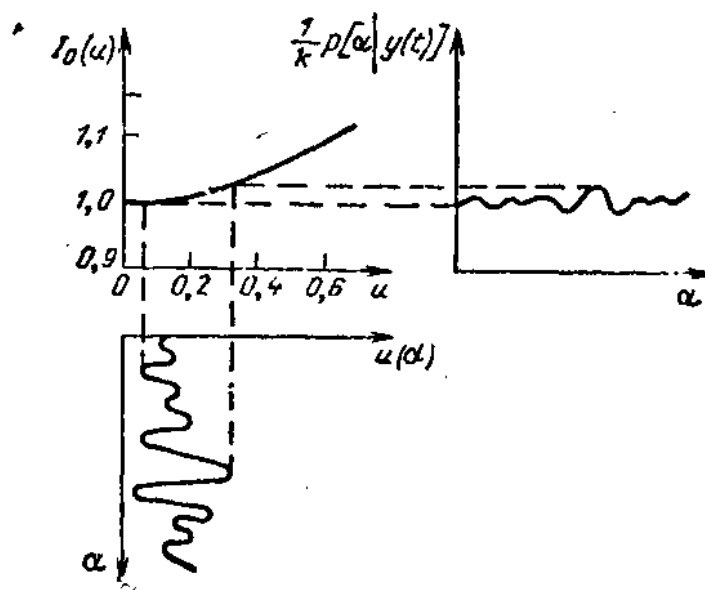


Рис. 4.10. Пояснение сглаживания выбросов кривой $p[\alpha|y(t)]$ при $q < 1$

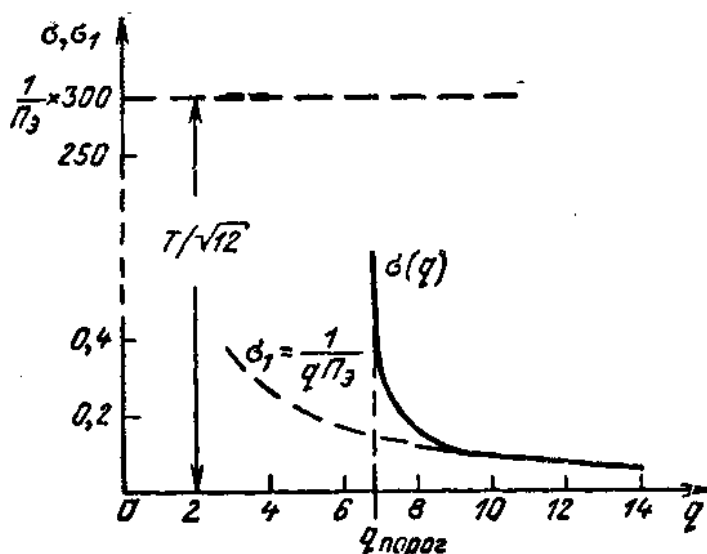


Рис. 4.11. Зависимости $\sigma = \sigma(q)$ — сплошная кривая и $\sigma_1 = \sigma_1(q)$ — пунктир, построенные с учетом и без учета шумовой дорожки соответственно при числе элементов разрешения $T\Pi_0 = 1000$

жениями для Z зависимость $u(\alpha)$ характеризуется меньшим уровнем не только сигнала, но и шума. Выбросы сигнала и помехи на рис. 4.10 сглаживаются и послеопытная плотность вероятности оказывается пропорциональной одной только доопытной. В силу одинаковой нормировки коэффициент пропорциональности равен в этом случае единице, т. е. имеет место совпадение послеопытной и доопытной (априорной) плотностей вероятности

$$p[\alpha | y(t)] \approx p(\alpha) \quad \text{при } q < 1. \quad (8)$$

В промежуточном случае наряду с пиком послеопытной плотности вероятности $p[\alpha | y(t)]$, приближенно описываемым нормальным законом, приходится учитывать равномерную сплошную «шумовую дорожку» во всем диапазоне априорно возможных значений параметра. Часть площади под кривой послеопытной плотности вероятности, приходящаяся на шумовую дорожку, характеризует *вероятность ошибки ложного измерения*, соответствующего ложной тревоге в случае обнаружения, и носит наименование *коэффициента ненадежности*. Коэффициент ненадежности тем больше, чем меньше отношение сигнал/помеха q и чем больше элементов разрешения $1/\Pi_0$ содержит диапазон T возможных значений параметра α . С увеличением коэффициента ненадежности возрастает дисперсия σ^2 и стандартное отклонение σ послеопытных ошибок, особенно для значений q , близких к некоторому пороговому значению $q_{\text{порог}}$ (рис. 4.11). В предельном случае $q \rightarrow 0$ стандартное отклонение приобретает значение $T/\sqrt{12}$, характерное для прямо-

угольного закона доопытного распределения. Расчетные соотношения к кривой (рис. 4.11) даны в приложении 5, где оптимальная оценка определяется по «центру тяжести» послеопытного распределения.

Как видно из кривой (рис. 4.11), при $q > q_{\text{порог}}$ можно пользоваться выведенной ранее формулой стандартного отклонения

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{q P_{\text{э}}}, \quad (9)$$

где индекс τ здесь и в дальнейшем характеризует измерение времени запаздывания. По величине среднеквадратичной ошибки $\sigma_{\tau} = \varepsilon_{\text{СКВ}}$ может быть найден доверительный интервал, как в § 4.1.

Полученные результаты вначале поясним на примере колокольного радиоимпульса [(1), § 3.11]. Подставляя $U(t) = e^{-at^2}$ в формулу [(28), § 3.10], найдем

$$P_{\text{э}}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} [2at e^{-at^2}]^2 dt \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} [e^{-at^2}]^2 dt.$$

Используя табличные интегралы

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^2 e^{-v^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2v^3}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} e^{-v^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{v},$$

получим $P_{\text{э}} = \sqrt{a}$. Заменяя $a = \left(\frac{2}{\tau_{\text{и}}}\right)^2 \ln d$ и выбирая уровень отсчета длительности импульса $\frac{1}{d} = e^{-\frac{\pi}{4}} \approx 0,46$, найдем

$$P_{\text{э}} = \frac{\sqrt{\pi}}{\tau_{\text{и}}} = \sqrt{\pi} P_{\text{и}}, \quad (10)$$

$$\sigma_{\tau} = \frac{\tau_{\text{и}}}{q \sqrt{\pi}} = \frac{1}{q P_{\text{и}} \sqrt{\pi}}, \quad (11)$$

где $P_{\text{и}} = \frac{1}{\tau_{\text{и}}}$ ширина спектра на уровне 0,46.

При $\tau_{\text{и}} = 2 \text{ мксек}$ и $q = 8$ среднеквадратичная ошибка измерения времени запаздывания колокольного радиоимпульса составит $\sigma_{\tau} = \frac{2}{8 \sqrt{\pi}} = 0,14 \text{ мксек}$. Доверительный интервал с вероятностью

99,2% будет $2\varepsilon_{\text{макс}} = \frac{16}{3} \sigma_{\tau} \approx 0,75 \text{ мксек}$.

Перейдем далее к сигналу с *прямоугольным* спектром $G(f) = 1$ при $|f| \leq P_{\text{и}}/2$ и $G(f) = 0$ при $|f| > P_{\text{и}}/2$ (см. § 3.13). В соответствии с соотношением [(27), § 3.10]

$$P_s^2 = 4\pi^2 \int_{-P_n/2}^{P_n/2} f^2 df \bigg/ \int_{-P_n/2}^{P_n/2} df,$$

откуда

$$P_s = \frac{\pi}{\sqrt{3}} P_n, \quad (12)$$

$$\sigma_\tau = \frac{\sqrt{3}}{\pi q P_n}. \quad (13)$$

В качестве третьего примера остановимся на сигнале в виде двух синусоид равной амплитуды на частотах $f \pm P_n/2$. Эти синусоиды образуют биения, по огибающей которых можно точно, но неоднозначно измерить расстояние до одной цели (если в каком-то угловом направлении целей много, измерение невозможно). Такой сигнал имеет наибольшую эффективную полосу из всех возможных сигналов в ограниченной полосе P_n . Величина P_s в данном случае равна $P_s = \pi P_n$, что в $\sqrt{3}$ раз больше, чем при равномерном распределении энергии по спектру. Большая точность измерений связана с тем, что полупериод частоты биений $1/2P_n$ в два раза меньше длительности сжатого импульса (около $1/P_n$) для сигнала с прямоугольным спектром. Измерение дальности с двухчастотным сигналом в виде двух синусоид рассматривается в § 6.9.

В заключение остановимся на случае измерения времени запаздывания радиоимпульса прямоугольной формы без внутриимпульсной модуляции, когда спектральная плотность $G(f)$ описывается функцией вида $(\sin \pi f \tau_n)/\pi f \tau_n$ и в соответствии с [(27), § 3.10] величина P_s обращается в бесконечность, так что пользоваться описанной выше методикой нельзя. В этом случае пик кривой $Z(\alpha)$ имеет треугольную, а не параболическую вершину,

$$Z(\alpha) \approx \mathcal{E} \left(1 - \frac{1}{\tau_n} |\alpha - \alpha_{\text{опт}}| \right), \quad (14)$$

и вместо (4) следует записать

$$u(\alpha) \approx q^2 \left(1 - \frac{1}{\tau_n} |\alpha - \alpha_{\text{опт}}| \right). \quad (15)$$

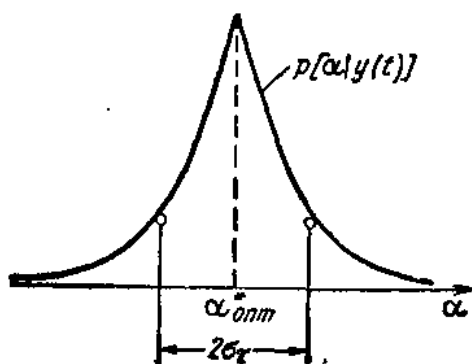


Рис. 4.12. Кривая послеопытной плотности вероятности времени запаздывания импульса строго прямоугольной формы

Согласно формуле (15) закон послеопытного распределения (рис. 4.12) отличается от нормального:

$$p[\alpha | y(t)] = C e^{-\frac{|\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*|^2}{\tau_{\text{н}}}}, \quad (16)$$

причем из условия нормировки

$$C = \frac{q^2}{2\tau_{\text{н}}}. \quad (17)$$

Дисперсия послеопытного распределения при этом может быть найдена из соотношений [(9), (12), § 4.2]. Соответствующее ей стандартное отклонение

$$\sigma_{\tau} = \frac{\tau_{\text{н}} \sqrt{2}}{q^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{N_0}{P}, \quad (18)$$

где $P = \mathcal{E}/\tau_{\text{н}}$ — мощность высокочастотных колебаний импульса. В соответствии с формулой (18) величина σ_{τ} при фиксированных значениях P , N_0 и при условии оптимальной фильтрации строго прямоугольного входного импульса не зависит от его длительности.

Поскольку тракты передатчика и приемника имеют ограниченную полосу, формула (18) не может быть использована безоговорочно. В этом случае треугольная вершина скругляется, появляется параболический участок и не учитывать его можно только при малых значениях q , когда кривая послеопытной плотности вероятности образуется почти из всего треугольного импульса (т. е. как на рис. 4.9, но при несколько меньшем значении q , однако большем, чем на рис. 4.10). Наоборот, при очень больших значениях q , когда кривая послеопытного распределения получается в основном лишь из скругленного (параболического) участка огибающей, следует использовать описанную ранее методику. В соответствии с формулой [(27, § 3.10] в этом случае при прямоугольной аппроксимации резонансной характеристики приемника с полосой пропускания Π получим

$$\begin{aligned} P_{\Sigma}^2 &= \frac{4\pi^2 \int_{-\Pi/2}^{\Pi/2} f^2 \left(\frac{\sin \pi f \tau_{\text{н}}}{\pi f \tau_{\text{н}}} \right)^2 df}{\int_{-\Pi/2}^{\Pi/2} \left(\frac{\sin \pi f \tau_{\text{н}}}{\pi f \tau_{\text{н}}} \right)^2 df} = \\ &= \frac{1}{\tau_{\text{н}}^2} \frac{\pi \Pi \tau_{\text{н}} - \sin(\pi \Pi \tau_{\text{н}})}{\text{Si}(\pi \Pi \tau_{\text{н}}) + \frac{\cos(\pi \Pi \tau_{\text{н}}) - 1}{\pi \Pi \tau_{\text{н}}}}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\text{Si}(u) = \int_0^u \frac{\sin x}{x} dx$ — интегральный синус.

При $\Pi \tau_{\text{н}} \gg 1$ выражение (19) переходит в

$$P_{\Sigma}^2 \approx \frac{2\Pi}{\tau_{\text{н}}}. \quad (20)$$

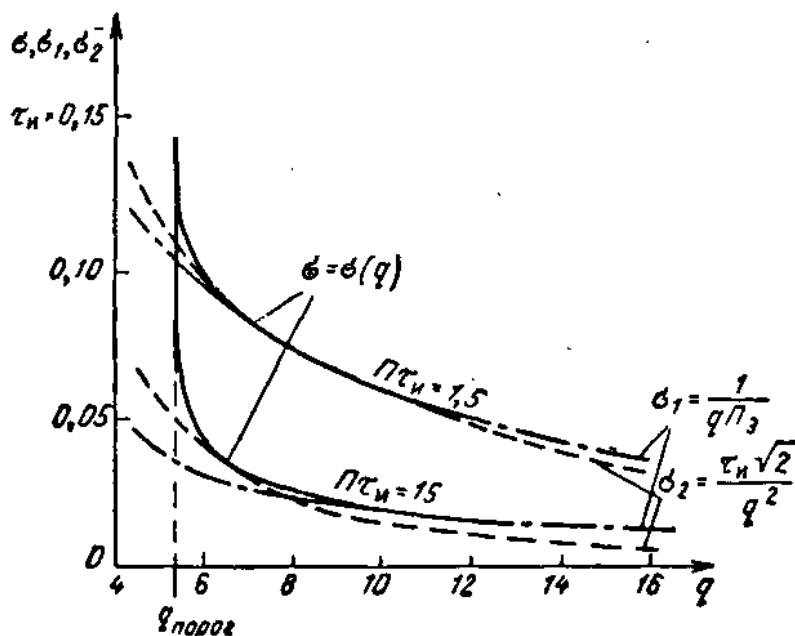


Рис. 4.13. Зависимости $\sigma = \sigma(q)$ для прямоугольного радиоимпульса при ограничении полосы частот ($P = 1,5/\tau_n$ и $P = 15/\tau_n$) — сплошные кривые. Штрих-пунктиром показаны кривые $\sigma_1 = 1/qP_3$, пунктиром — кривые $\sigma_2 = \tau_n \sqrt{2}/q^2$; показан порог $q_{\text{порог}}$

На рис. 4.13 показаны кривые $\sigma_1(q)$, рассчитанные по формулам (9), (19) (штрих-пунктир), и $\sigma_2(q)$, рассчитанные по формуле (18) (пунктир). Истинная зависимость $\sigma(q)$ (сплошная кривая) при больших q должна совпадать с кривой, рассчитанной по формулам (9), (19), а при малых q , однако больших $q_{\text{порог}}$ — с кривой, рассчитанной по формуле (18), что и показано на рис. 4.13. Из сравнения кривых для $P\tau_n = 15$ и $P\tau_n = 1,5$ видно, что использование оптимальной обработки и расширение полосы перед оптимальным фильтром и в тракте передатчика позволяет повысить точность отсчета времени запаздывания.

При выводе оценок потенциальной точности в данном параграфе анализ проводился применительно к варианту фильтровой оптимальной обработки, что позволяло более наглядно трактовать соответствие ее выражению (1). Полученные результаты, однако, справедливы при любом виде оптимальной обработки сигнала со случайной начальной фазой (корреляционной, корреляционно-фильтровой), поскольку все эти виды обработки также соответствуют соотношению (1).

Следует все же обратить внимание, что найденные оценки ошибок измерения времени запаздывания относятся лишь к случаю, когда частота колебаний сигнала точно известна.

§ 4.4. Измерение частоты когерентного сигнала

Перейдем к случаю, когда измеряемым параметром когерентного сигнала со случайной начальной фазой является частота или приращение частоты F , например, вследствие эффекта Доплера. Сюда же относится измерение радиальной скорости. Временное положение принятого сигнала считаем точно известным. Полагая $q > q_{\text{порог}}$ и учитывая, что в данном случае вторая производная $Z''(\alpha)$ всегда существует и является конечной величиной, можно получить формулу, аналогичную [(9), § 4.3]:

$$\sigma_F = 1/q\tau_s \quad (1)$$

где τ_s — эффективная длительность сигнала:

$$\tau_s^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi t)^2 |U(t)|^2 dt \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} |U(t)|^2 dt, \quad (2)$$

или

$$\tau_s^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |G'(f)|^2 df \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} |G(f)|^2 df. \quad (3)$$

Формулы (2), (3) аналогичны (двойственны) формулам [(27), (28), § 3.10]. Временные параметры в них заменяются частотными и наоборот.

Чем больше протяженность сигнала, тем точнее измерение его частоты. Если сигналом является прямоугольный радиоимпульс длительностью τ_n , то

$$\tau_s = \pi\tau_n/\sqrt{3}, \quad (4)$$

что аналогично [(12), § 4.3]. Наивысшую точность измерения радиальной скорости (частоты) при ограниченной длительности сигнала τ_n и фиксированном значении $q = \sqrt{2\mathcal{E}/N_0}$ можно получить, используя два коротких импульса в начале и конце интервала τ_n . В этом случае аналогично § 4.3

$$\tau_s = \pi\tau_n, \quad (5)$$

что примерно в $\sqrt{3}$ раз больше, чем в предыдущем случае.

Подчеркнем, что приведенные формулы справедливы, если известно временное положение импульсов. Одновременное измерение временного положения и частоты рассматривается в гл. 6.

Практически измерение частоты может быть осуществлено с помощью различного рода анализаторов спектра или методом сравнения с эталоном с использованием для сравнения частотного дискриминатора. Более подробно эти вопросы рассматриваются ниже в § 6.8, 6.9.

§ 4.5. Измерение времени запаздывания некогерентной пачки радиоимпульсов

Оптимальный приемник обнаружения некогерентной пачки радиоимпульсов вычисляет логарифм отношения правдоподобия (см. § 3.17):

$$\ln l_y(\alpha) = \sum_{(i)} \ln I_0 \left[\frac{2}{N} Z_i(\alpha) \right] + \text{const.} \quad (1)$$

Найденная величина затем сравнивается с порогом.

Оптимальный измеритель должен вычислять послеопытную плотность вероятности и при отсутствии доопытной информации выдавать оценку наибольшего правдоподобия $\alpha_{\text{опт}}$, которая соответствует максимуму логарифма отношения правдоподобия (1). Это значит, что оценка должна вырабатываться по максимуму напряжения на выходе оптимального сумматора видеоимпульсов пачки. Суммирование видеоимпульсов позволяет осуществлять сравнительно точные измерения даже при энергии сигналов, незначительно превышающей пороговую.

Если каждый импульс пачки заметно выделяется над шумами, при выработке оптимальной оценки можно отказаться от использования схемы некогерентного суммирования.

Имея в виду линейное суммирование, когда $\ln I_0(u) \approx u$, и используя соотношение [(4), § 4.3] для каждого импульса пачки, выражение (1) приведем к виду:

$$\ln l_y(\alpha) = \sum_{(i)} q_i^2 \left[1 - \frac{1}{2} P_s^2 (\alpha - \alpha_{i \text{ отсч}})^2 \right] + \text{const}, \quad (2)$$

где P_s — эффективная полоса одиночного импульса пачки [(27), (28), § 3.10]; q_i — отношение сигнал/помеха для импульса с номером i ; $\alpha_{i \text{ отсч}}$ — оптимальная оценка одинакового для всех импульсов пачки времени запаздывания, полученная по i -му импульсу и называемая *отсчетом* ($\alpha_{i \text{ опт}} = \alpha_{i \text{ отсч}}$).

По найденному выражению (2) для логарифма отношения правдоподобия может быть найдена послеопытная плотность вероятности

$$p[\alpha | y(t)] = k_1 p(\alpha) e^{\ln l_y(\alpha)}. \quad (3)$$

Выражение (3) в случае $p(\alpha) = \text{const}$ приводится к виду

$$p[\alpha | y(t)] = C e^{-\frac{(\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2}{2\sigma_\tau^2}}, \quad (4)$$

что соответствует нормальному закону распределения вероятности с нормирующим множителем $C = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\tau}$. Оптимальная оценка

$\alpha_{\text{опт}}^*$ и стандартное отклонение σ_{τ} учитывают результаты измерений по всем импульсам. Эти величины определим, приравнявая логарифмы выражений (3) и (4)

$$-\frac{(\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2}{2\sigma_{\tau}^2} + \ln C = -\sum_i \frac{1}{2} q_i^2 P_s^2 (\alpha - \alpha_{i \text{ отсч}})^2 + \text{const.} \quad (5)$$

Сопоставляя коэффициенты при переменной α^2 в левой и правой частях равенства (5), получим

$$\frac{1}{\sigma_{\tau}^2} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (6)$$

где $\frac{1}{\sigma_i^2} = q_i^2 P_s^2 = \frac{2\beta_i}{N_0} P_s^2$ — величина, обратная дисперсии ошибки единичного измерения по i -му импульсу. Чем больше использовано импульсов и меньше дисперсии единичных измерений σ_i^2 , тем меньше величина σ_{τ}^2 результирующей дисперсии. Примечательно, что при достаточно сильном сигнале некогерентная (последетекторная) обработка может дать такую же потенциальную точность, что и когерентная (додетекторная). Как и в этом, последнем случае, из (6) следует, что величина

$$\frac{1}{\sigma_{\tau}^2} = \frac{2\beta_{\Sigma}}{N_0} P_s^2.$$

Аналогично, приравнявая в (5) коэффициенты при α , получим

$$\frac{\alpha_{\text{опт}}^*}{\sigma_{\tau}^2} = \sum_i \frac{\alpha_{i \text{ отсч}}}{\sigma_i^2}, \quad (7)$$

откуда следует, что *результирующая оптимальная оценка является взвешенной средней оценкой измерений, произведенных по отдельным импульсам.*

Таким образом, при достаточно сильном сигнале оптимальный измеритель может даже не содержать оптимального последетекторного некогерентного сумматора (так же, как и когерентного), а вырабатывать средневзвешенную оценку из оценок, получаемых по отдельным импульсам. Потенциальная точность измерений окажется все равно такой же, как и при когерентной обработке. Естественно, что порог обнаружения (и измерения) последовательно снижается при переходе от взвешивания оценок к некогерентному и когерентному накоплению импульсов, когда появляется возможность производить обнаружение при несколько более слабых сигналах. Однако, как это было показано в § 3.19, разница между пороговыми сигналами для когерентного и некогерентного накоплений при небольшом числе импульсов в пачке невелика.

Полученный результат является достаточно общим и относится не только к измерению времени запаздывания, но и других параметров, в частности частоты. В этом последнем случае производятся независимые измерения частоты по отдельным радиоимпульсам пачки, а результаты отдельных измерений затем подвергаются весовой обработке.

В. СИНТЕЗ ПРОСТЕЙШИХ МНОГОКРАТНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К СИСТЕМАМ АВТОСОПРОВОЖДЕНИЯ

§ 4.6. Простейшие модели движения цели

Чем больше произведено отсчетов, тем меньше обычно дисперсия ошибки, обусловленной действием шумов. Однако процесс измерения требует времени, а за это время может измениться сама измеряемая величина. Последнее может привести к дополнительной ошибке, которую обычно называют *динамической*. Чтобы уменьшить эту ошибку, при обработке отсчетов следует использовать определенные предположения о законе изменения во времени случайной величины $\alpha = \alpha(t)$, подлежащей измерению (рис. 4.14), т. е. ввести *модель движения цели*. Оптимизация обработки состоит в обеспечении минимума среднего квадрата результирующей ошибки применительно к выбранной модели движения. Выбор модели имеет большое значение при оптимизации обработки. Модель должна хотя бы грубо учитывать маневр цели и, не усложняя расчета, приводить к практически реализуемым схемным решениям. Такому требованию удовлетворяют модели движения со случайными независимыми приращениями, на базе которых строится дальнейший анализ. Введем понятие приращений измеряемой величины за время между отсчетами. Под отсчетом здесь понимается оценка, определяемая за время, в течение которого параметр α можно считать неизменным. При этом считаем, что отсчеты проводятся не обязательно по одному, но могут проводиться по группе импульсов.

Первым *приращением* измеряемой величины α за время между отсчетами будем называть разность ее истинных значений для m -го и $(m - 1)$ -го отсчетов

$$\delta_m = \alpha_m - \alpha_{m-1}, \quad (1)$$

вторым *приращением* — соответствующее изменение первого приращения

$$\gamma_m = \delta_m - \delta_{m-1}. \quad (2)$$

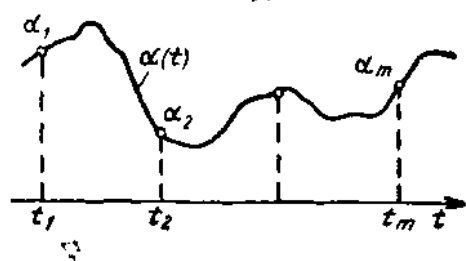


Рис. 4.14. Возможная реализация $\alpha(t)$ для маневрирующей цели

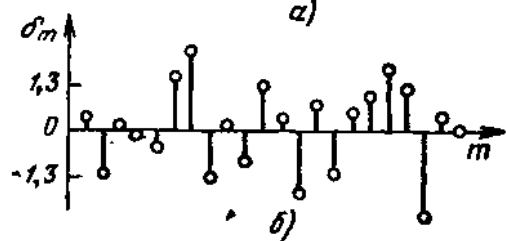
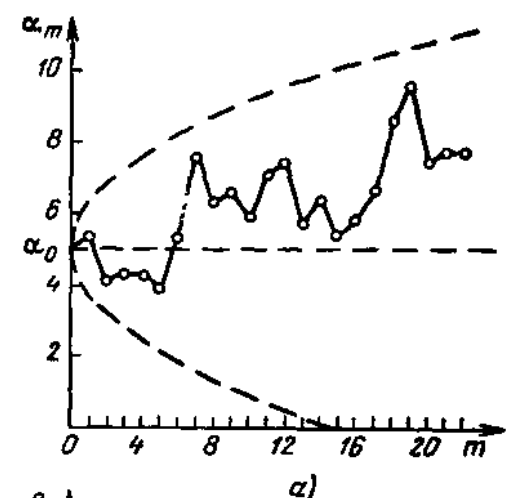


Рис. 4.15. Возможная реализация движения с независимыми и стационарными первыми приращениями:

α — график α_m ; δ — график δ_m

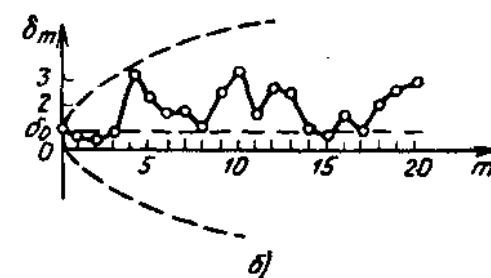
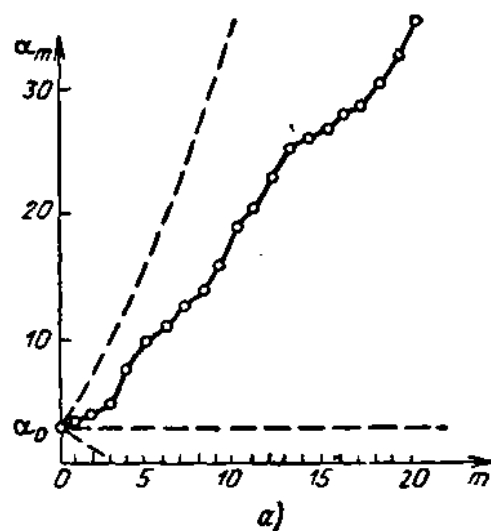


Рис. 4.16. Возможная реализация движения с независимыми и стационарными вторыми приращениями:

α — график α_m ; δ — график δ_m ; γ — график γ_m

Первое приращение дальности характеризует радиальную скорость движения цели, среднюю за время между отсчетами, второе приращение — радиальное ускорение цели.

На рис. 4.14 показан возможный график измеряемой величины α в функции времени для маневрирующей цели. Если измерения производятся редко, дискретные значения α_m независимы и процедура многократных измерений не дает выигрыша в точности, поскольку данные предыдущих отсчетов не могут уточнить получаемые без них оценки. При более частых замерах величины α_m взаимозависимы и результаты предыдущих измерений могут уточнить текущие оценки α_m . Однако пока замеры еще не слишком часты, можно счи-

тать независимыми случайными величинами первые приращения δ_m , что упрощает анализ. При более частых замерах следует учитывать связь различных первых приращений δ_m , обусловленную плавным изменением скорости движения, считая еще независимыми вторые приращения. Не учитывая всех особенностей движения реальной маневрирующей цели, модели со случайными и независимыми приращениями позволяют улучшить результаты многократного измерения по сравнению с одиночным.

На рис. 4.15, а и 4.16, а представлены возможные графики α_m для моделей движения с независимыми первыми и вторыми приращениями (сплошные линии). Математические ожидания приращений δ_m (рис. 4.15, б) и γ_m (рис. 4.16, в) считаются равными нулю. Дисперсии приращений считаются неизменными во времени, что характеризует их стационарность.

Модель (рис. 4.15, а, б) справедлива при весьма разнообразных законах движения скачкообразного характера. Пунктиром нанесены границы области, охватывающей с вероятностью 0,8 возможные графики движения. Принято, что дисперсия первого приращения во всех точках $D_{\delta m} = 1$. Начальная координата равна α_0 , начальная скорость равна нулю. Увеличение дисперсии $D_{\alpha m}$ с течением времени характеризует нестационарность α_m (стационарны лишь первые приращения δ_m).

Вторая модель движения (рис. 4.16, а, б, в) в отличие от первой позволяет учесть постепенный характер изменения координаты α , связанный с более плавным изменением первых приращений δ_m (скорости). Границы соответствующих областей для той же вероятности 0,8 на рис. 4.16, а и б нанесены пунктиром (они построены по известной начальной координате α_0 , начальному первому приращению $\delta_0 \neq 0$, начальному второму приращению $\gamma_0 = 0$ и дисперсии $D_{\gamma m} = D_{\gamma} = 1$). Известным недостатком модели рис. 4.16 является то, что она не учитывает ограничения максимальной скорости движения, характерного для реальных целей.

Рассмотренные процессы с независимыми приращениями (рис. 4.15, 4.16) являются частными случаями известных из теории вероятностей *цепей Маркова*:

1) *простых*, когда вероятность реализации α_m зависит только от предшествующего значения α_{m-1} и не зависит от предыдущих более ранних значений; 2) *сложных*, когда вероятность реализации α_m зависит от некоторого числа ν ($\nu > 1$) таких значений, а именно: от $\alpha_{m-1}, \alpha_{m-2}, \dots, \alpha_{m-\nu}$; вторая из рассмотренных выше моделей движения (рис. 4.16) соответствовала $\nu = 2$.

Возможны и другие варианты цепей Маркова, пригодные для аппроксимации движения маневрирующей цели. Примером может быть сравнительно простая цепь вида

$$\alpha_m = \mu \alpha_{m-1} + \eta_m \quad (\mu < 1), \quad (3)$$

где η_m ($m = 0, 1, 2, \dots$) — взаимно независимые случайные величины с одинаковой дисперсией D_η . При увеличении m в этом последнем случае дисперсия случайной величины α_m , характеризующая неопределенность положения цели при известном значении α_0 , нарастает для $m \rightarrow \infty$ в отличие от случая (рис. 4.15) только до определенного предела $D_\eta (1 + \mu^2 + \mu^4 + \dots) = D_\eta / (1 - \mu^2)$.

Рассмотренные модели движения можно характеризовать интервалами $\Delta t = t_m - t_{m-1}$ между дискретными моментами времени, которым соответствуют отсчеты. Устремляя эти интервалы к нулю, от дискретного описания можно перейти к непрерывному, на чем подробно не останавливаемся.

При обработке результатов наблюдений за неманеврирующими целями (например, неманеврирующими баллистическими объектами) для повышения точности многократных измерений в качестве моделей движения используют известные уравнения их траекторий, в которых неизвестны лишь отдельные параметры.

§ 4.7. Оптимальная последовательная обработка результатов наблюдения для движения с независимыми стационарными первыми приращениями

Пусть доопытные данные об измеряемой величине α отсутствуют и первый ее отсчет $\alpha_{1 \text{ отсч}}$ получен с дисперсией $D_{1 \text{ отсч}}$. Полагая, что ошибки вызваны только наличием шумов и что энергия сигнала заметно превышает пороговую (см. § 4.3), закон распределения ошибок считаем нормальным, а систематическую ошибку — равной нулю. Закон послеопытного распределения вероятностей измеренного параметра α_1 тогда будет

$$p_1(\alpha_1) = p(\alpha_1 | \alpha_{1 \text{ отсч}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_{1 \text{ отсч}}}} e^{-\frac{(\alpha_1 - \alpha_{1 \text{ отсч}})^2}{2D_{1 \text{ отсч}}}}. \quad (1)$$

Здесь индекс «1» при букве p означает, что плотность вероятности $p_1(\alpha_1)$ условная; условием является наличие одного и только одного первого отсчета; $\alpha_{1 \text{ отсч}}$ — оптимальная оценка; $D_{1 \text{ отсч}}$ — дисперсия.

Пользуясь соотношением

$$\alpha_2 = \alpha_1 + \delta_2, \quad (2)$$

можно прогнозировать значение α_2 по первому отсчету. Полагая закон распределения δ_2 , как и α_1 , нормальным, заключаем, что α_2 является нормально распределенной случайной величиной, характеризуемой математическим ожиданием $\alpha_{2 \text{ пр}}$ и дисперсией $D_{2 \text{ пр}}$. Математическое ожидание величины α_2 складывается из математических ожиданий $M\{\alpha_1\} = \alpha_{1 \text{ отсч}}$ и $M\{\delta_2\} = 0$, т. е.

$$\alpha_{2 \text{ пр}} = \alpha_{1 \text{ отсч}} = \alpha_1^*. \quad (3)$$

По теореме о дисперсии суммы независимых величин имеем

$$D_{2\text{пр}} = D_1 + D_{\delta_2} \quad (4)$$

где $D_{\delta_2} = D\{\delta_2\}$ определяется законом движения цели.

Прогнозированное по результатам первого отсчета распределение величины α_2 удовлетворяет соотношению

$$p_1(\alpha_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_{2\text{пр}}}} e^{-\frac{(\alpha_2 - \alpha_{2\text{пр}})^2}{2D_{2\text{пр}}}}, \quad (5)$$

где по аналогии с (1) $\alpha_{2\text{пр}}$ является прогнозированной оценкой, а $D_{2\text{пр}}$ — дисперсией. Распределение (5) является дооптимальным для последующего отсчета α_2 .

Пусть далее поступает второй отсчет $\alpha_{2\text{отсч}}$. Вводя плотность вероятности α_2 при условии двух отсчетов

$$p_2(\alpha_2) = p_1(\alpha_2 | \alpha_{2\text{отсч}})$$

имеем

$$p_1(\alpha_2 | \alpha_{2\text{отсч}}) = k p_1(\alpha_2) p(\alpha_{2\text{отсч}} | \alpha_2), \quad (6)$$

откуда, используя выражение для нормальных законов и логарифмируя, находим

$$\frac{(\alpha_2 - \alpha_2^*)^2}{2D_2} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_{2\text{пр}})^2}{2D_{2\text{пр}}} + \frac{(\alpha_{2\text{отсч}} - \alpha_2)^2}{2D_{2\text{отсч}}} + \text{const.} \quad (7)$$

Приравнивая коэффициенты при α_2^2 , а затем при α_2 в левой и правой части равенства (7) соответственно получаем

$$\frac{1}{D_2} = \frac{1}{D_{2\text{пр}}} + \frac{1}{D_{2\text{отсч}}}, \quad (8)$$

$$\alpha_2^* = \alpha_{2\text{пр}} \frac{D_2}{D_{2\text{пр}}} + \alpha_{2\text{отсч}} \frac{D_2}{D_{2\text{отсч}}}. \quad (9)$$

Используя (3) и (4) и определяя $1/D_{2\text{пр}}$ из (8), находим окончательные выражения для оптимальной оценки и дисперсии после второго отсчета

$$\alpha_2^* = \alpha_1^* + \frac{D_2}{D_{2\text{отсч}}} (\alpha_{2\text{отсч}} - \alpha_1^*), \quad (10)$$

$$\frac{1}{D_2} = \frac{1}{D_1 + D_{\delta_2}} + \frac{1}{D_{2\text{отсч}}}. \quad (11)$$

Аналогично можно найти выражения для оптимальной оценки и дисперсии после третьего и вообще m -го отсчета:

$$\alpha_m = \alpha_{m-1}^* + \frac{D_m}{D_{m\text{отсч}}} (\alpha_{m\text{отсч}} - \alpha_{m-1}^*), \quad (12)$$

$$\frac{1}{D_m} = \frac{1}{D_{m-1} + D_{\delta_m}} + \frac{1}{D_{m\text{отсч}}}. \quad (13)$$

Пользуясь этими выражениями и вводя результаты отсчетов, можно последовательно определять соответствующие оптимальные оценки и дисперсии. Каждая последующая оценка (12) складывается из прогнозированной по предыдущим отсчетам оценки $\alpha_m \text{ пр} = \alpha_{m-1}^*$ и сигнала ошибки $(\alpha_m \text{ отсч} - \alpha_{m-1}^*)$, умноженного на весовой множитель

$$A_m = \frac{D_m}{D_m \text{ отсч}}. \quad (14)$$

Поскольку отсчеты вводятся последовательно, к моменту получения m -й оценки нет необходимости сохранять в памяти вычислительного устройства результаты предыдущих отсчетов, достаточно сохранить предыдущую оптимальную оценку α_{m-1}^* и ее дисперсию D_{m-1} .

Описанная последовательная обработка не является единственно возможной. Сохранив в памяти вычислительного устройства m отсчетов, можно, например, получить сразу m оценок: $\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*$, в том числе оценки параметров от α_1 до α_{m-1} , более точные, чем полученные по меньшей совокупности отсчетов. Однако оценка α_m^* окажется такой же, как и при последовательной обработке. Поскольку уточнение предыдущих оценок чаще всего не представляет самостоятельного интереса, целесообразно использовать последовательную обработку.

Более подробный анализ последовательной обработки начнем с простейшего случая, когда параметр α не изменяется за время наблюдения, т. е. не только $M\{\delta_m\} = 0$, но и $D\{\delta_m\} = D_{\delta m} = 0$. Соотношения (12), (13) приводятся при этом к виду

$$\frac{1}{D_m} = \frac{1}{D_{m-1}} + \frac{1}{D_m \text{ отсч}}, \quad (15)$$

$$\frac{\alpha_m^*}{D_m} = \frac{\alpha_{m-1}^*}{D_{m-1}} + \frac{\alpha_m \text{ отсч}}{D_m \text{ отсч}}. \quad (16)$$

Здесь соотношение (16) получено из (12) с использованием (15). Заменяя $\frac{1}{D_{m-1}}$ в (15) и $\frac{\alpha_{m-1}^*}{D_{m-1}}$ в (16) по видоизмененным формулам (15) и (16) (замена m на $m-1$), повторим аналогичную процедуру многократно, полагая в силу отсутствия доопытных данных об измеряемой величине $D_0 = \infty$. Тогда придем к соотношениям, аналогичным [(6) и (7), § 4.5],

$$\frac{1}{D_m} = \sum_{i=1}^m \frac{1}{D_i \text{ отсч}}, \quad (17)$$

$$\frac{\alpha_m^*}{D_m} = \sum_{i=1}^m \frac{\alpha_i \text{ отсч}}{D_i \text{ отсч}}. \quad (18)$$

Согласно этим соотношениям оценка α_m^* определяется как средневзвешенная из результатов отсчетов с весами, обратными дисперсиям последних, а при одинаковых дисперсиях — как среднее арифметическое результатов отсчетов. Дисперсия D_m последовательно уменьшается с увеличением числа отсчетов, в частности, при одинаковых дисперсиях отсчетов — обратно пропорционально числу их m .

Естественно ожидать, что при достаточно большом числе отсчетов можно прийти к сколь угодно малым ошибкам. Это действительно справедливо для неманеврирующих стабильно движущихся целей. Однако имеющие обычно место нестабильности движения и элементы маневра, выражающиеся в том, что $D_\delta \neq 0$, ограничивают процесс уменьшения ошибок.

Пусть, например, дисперсии всех отсчетов одинаковы и равны $D_{\text{отсч}}$, значение $D_0 = \infty$, а величина D_δ составляет $\frac{1}{6} D_{\text{отсч}}$ (независимо от m). Тогда, последовательно пользуясь формулой (13), получаем:

$$\begin{aligned} D_1 &= D_{\text{отсч}}, \\ D_2 &= \frac{7}{13} D_{\text{отсч}} \approx 0,54 D_{\text{отсч}}, \\ D_3 &= \frac{55}{133} D_{\text{отсч}} \approx 0,41 D_{\text{отсч}}, \\ D_4 &= \frac{463}{1261} D_{\text{отсч}} \approx 0,37 D_{\text{отсч}}, \\ D_5 &= \frac{4039}{11605} D_{\text{отсч}} \approx 0,35 D_{\text{отсч}}, \\ &\dots \end{aligned}$$

Из приведенного расчета видно, что происходит *установление* дисперсии ошибки. Уравнение для установившегося значения дисперсии ошибки $D_m = D_{m-1} = D$ следует из (13)

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{D + D_\delta} + \frac{1}{D_{\text{отсч}}} \quad (19)$$

или

$$D^2 + D_\delta D - D_\delta D_{\text{отсч}} = 0.$$

Положительное решение этого уравнения имеет вид

$$D = \frac{1}{2} \left(-D_\delta + \sqrt{D_\delta^2 + 4D_\delta D_{\text{отсч}}} \right) \quad (20)$$

и, в частности, для рассмотренного выше примера приводит к установившемуся значению D_m , равному

$$D = \frac{1}{3} D_{\text{отсч}} \approx 0,33 D_{\text{отсч}}.$$

Одновременно с D_m устанавливается коэффициент $D_m/D_{m \text{ отсч}} = A_m$ в алгоритме (12) последовательного получения оценок; его установившееся значение

$$A = \frac{D}{D_{\text{отсч}}} = \varphi\left(\frac{D_\delta}{D_{\text{отсч}}}\right) \quad (21)$$

определяется из (20). Это значит, что в установившемся режиме последовательной обработки любая последующая оценка α_m^* получается из предыдущей α_{m-1}^* и текущего отсчета $\alpha_{m \text{ отсч}}$ по одному и тому же оптимальному правилу, независимо от номера наблюдения

$$\alpha_m^* = \alpha_{m-1}^* + A(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m-1}^*). \quad (22)$$

Оптимальному правилу обработки (22) соответствует схема вычислительного устройства, представленная на рис. 4.17. Операции алгебраического суммирования выполняются сумматорами 1 и 2. Первый сумматор вычисляет сигнал ошибки по результату последнего отсчета $\alpha_{m \text{ отсч}}$ и предыдущей оценке α_{m-1}^* . Умножение на коэффициент A может быть осуществлено в схеме потенциометра, усилителя и т. п. Оценку α_m^* выдает второй сумматор, на вход которого подается предыдущая оценка α_{m-1}^* и сигнал ошибки, умноженный на постоянный весовой коэффициент A . Предыдущая оценка снимается с подключенной ко входу второго сумматора линии задержки, время задержки в которой равно периоду повторения отсчетов.

Устройство (рис. 4.17) содержит два замкнутых контура, охваченных обратной связью. Один из них обведен пунктиром и представляет собой рециркулятор с передаточной характеристикой от входа к выходу сумматора $K(p) = 1/(1 - e^{-pT})$. Частотная характеристика рециркулятора $K(\omega)$ в области низких частот ($\omega T \ll 1$, $e^{-j\omega T} \approx 1 - j\omega T$) обращается в $1/j\omega T$, что соответствует интегратору с передаточной характеристикой $1/pT$. Поэтому по своему воздействию на медленно меняющуюся часть функции $\alpha(t)$ — огибающую последовательности α_m , где $m = 1, 2, \dots$, рециркулятор

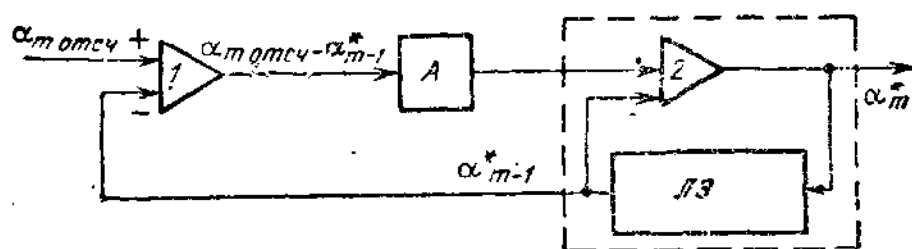


Рис. 4.17. Схема последовательного получения оптимальных оценок для установившегося режима движения со стационарными первыми приращениями

может быть заменен интегратором. Это позволяет выявить единство между синтезированной теоретически схемой (рис. 4.17) и практической схемой автосопровождения по дальности, рассматриваемой в следующем параграфе*.

Для пояснения этого единства рассмотрим дополнительно некоторые соотношения, определяющие работу дискриминаторных Устройств при получении разности $(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m-1}^*)$ двух оценок, а именно: текущей оценки без учета доопытных данных $\alpha_{m \text{ отсч}}$ и доопытной оценки $\alpha_{m \text{ пр}} = \alpha_{m-1}^*$, прогнозируемой по результатам предыдущих измерений. Выход оптимального корреляционного приемника будем характеризовать при этом модульным значением корреляционного интеграла $Z(\alpha)$. Представим это значение первыми тремя членами разложения в ряд Тейлора относительно точки $\alpha_{m-1}^* = \alpha_{m \text{ пр}}$:

$$Z(\alpha) = Z(\alpha_{m-1}^*) + Z'(\alpha_{m-1}^*)(\alpha - \alpha_{m-1}^*) + \frac{1}{2} Z''(\alpha_{m-1}^*)(\alpha - \alpha_{m-1}^*)^2. \quad (23)$$

Максимум выражения (23) достигается в точке $\alpha = \alpha_{m \text{ отсч}}$ для которой $Z'(\alpha_{m \text{ отсч}}) = 0$. Дифференцируя (23) по α и подставляя $\alpha = \alpha_{m \text{ отсч}}$, получим

$$Z'(\alpha_{m-1}^*) + Z''(\alpha_{m-1}^*)(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m-1}^*) = 0,$$

откуда

$$\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m-1}^* = - \frac{Z'(\alpha_{m-1}^*)}{Z''(\alpha_{m-1}^*)}. \quad (24)$$

Используя выражение, определяющее значение производной произвольной функции $v(\alpha)$,

$$v'(\alpha_0) = - \int_{-\infty}^{\infty} v(\alpha) \delta'(\alpha - \alpha_0) d\alpha,$$

где $\delta'(\alpha)$ — производная дельта-функции, приведем (24) к виду, позволяющему сопоставить полученный результат с работой реальной схемы автоматического сопровождения,

$$\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}} = \frac{1}{Z''(\alpha_{m \text{ пр}})} \int_{-\infty}^{\infty} Z(\alpha) \delta'(\alpha - \alpha_{m \text{ пр}}) d\alpha. \quad (25)$$

* Еще более полное соответствие можно было бы обеспечить, используя (1) или (3) для предельного случая, когда справедлив переход к производной

$$\frac{d\alpha}{dt} = \lim_{\substack{t_m \rightarrow t \\ t_{m-1} \rightarrow t}} \frac{\alpha_m - \alpha_{m-1}}{t_m - t_{m-1}}.$$

§ 4.8. Устройство автосопровождения по дальности с одним интегратором

На рис. 4.18 показана схема устройства автосопровождения по дальности одной цели, состоящая из временного дискриминатора; интегрирующего усилителя (интегратора); схемы управляемой временной задержки; схемы выработки опорного напряжения временного дискриминатора.

На временной дискриминатор подаются два напряжения:

а) выходное напряжение приемника $\varphi(\alpha - \alpha_{m \text{ отсч}})$, которое представлено на рис. 4.18, б в виде импульса, имеющего в m -м периоде посылки абсциссу вершины $\alpha_{m \text{ отсч}}$ [если приемник оптимальный, то $\varphi(\alpha) = Z(\alpha)$];

б) опорное напряжение временного дискриминатора $\psi(\alpha - \alpha_{m \text{ пр}})$ (рис. 4.18, в), антисимметричное относительно некоторой точки $\alpha_{m \text{ пр}}$; значение $\alpha_{m \text{ пр}}$ соответствует ожидаемому запаздыванию отраженного сигнала, прогнозируемому по отсчетам, предшествующим отсчету с номером m .

Во временном дискриминаторе в каждом периоде посылки осуществляется перемножение и интегрирование подаваемых на него напряжений, в результате чего вырабатывается напряжение

$$U_{dm} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha - \alpha_{m \text{ отсч}}) \psi(\alpha - \alpha_{m \text{ пр}}) d\alpha, \quad (1)$$

которое в конце периода сбрасывается. Опорное напряжение $\psi(\alpha - \alpha_{m \text{ пр}})$, изображенное на рис. 4.18, в, заменяет в формуле (1) величину $\delta'(\alpha - \alpha_{m \text{ пр}})$, входящую в [(25), § 4.7]. Производя замену переменной интегрирования $\alpha = \alpha_{m \text{ отсч}} + t$, получим

$$U_{dm} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \psi(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}} + t) dt, \quad (2)$$

что определяет зависимость выходного напряжения дискриминатора

$$U_{dm} = F(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}}) \quad (3)$$

как функцию разности $(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}})$. Соответствующая этой зависимости кривая называется *дискриминаторной характеристикой* временного дискриминатора (рис. 4.18, г). На линейном участке АВ этой характеристики выходное напряжение пропорционально разности $(\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}})$, т. е. временной дискриминатор с точностью до множителя вырабатывает разность текущего отсчета и прогнозированной по предыдущим отсчетам оценки.

Изображенная на рис. 4.18 схема соответствует, как видим, основным соотношениям предыдущего параграфа. В частности, интеграл [(25), § 4.7] описывает значение сигнала ошибки, отсчи-

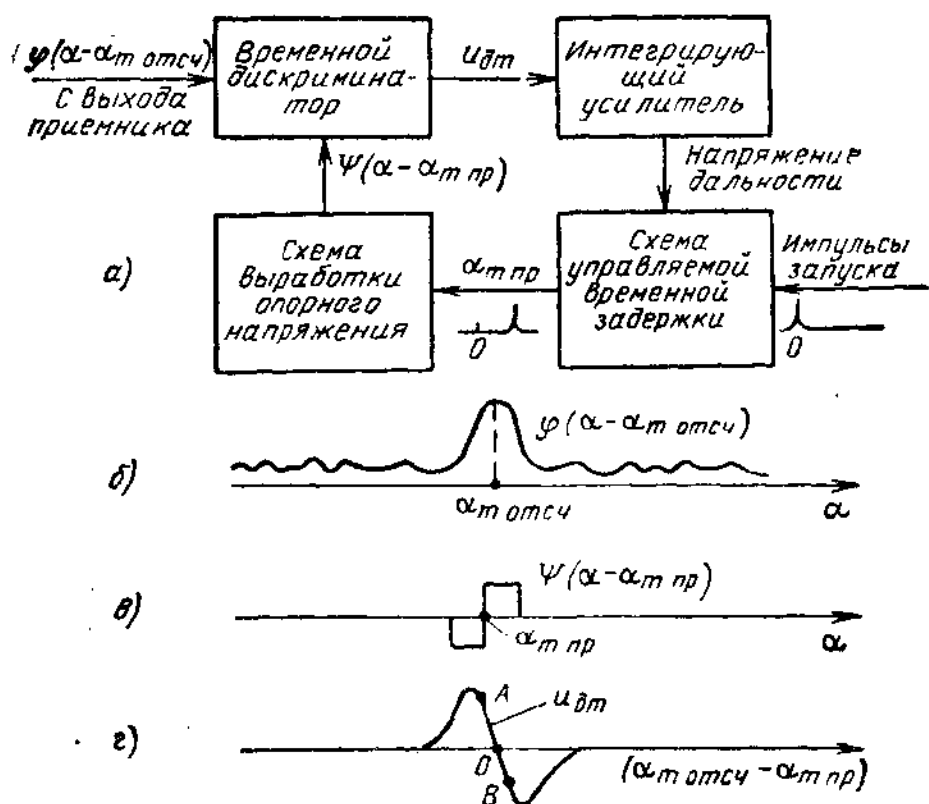


Рис. 4.18. Схема автосопровождения по дальности с одним интегратором (а); временные эпюры напряжений на входе дискриминатора: сигнал (б) и опорное напряжение (в); дискриминаторная характеристика (г)

тываемое по дискриминаторной характеристике схемы (рис. 4.18) для случая предельно узких стробов. На величине этого сигнала существенно сказывается шум и ошибки сопровождения. В отсутствие шума и этих ошибок указанное значение равно нулю. Знаменатель [(25), § 4.7] можно трактовать как крутизну дискриминаторной характеристики. Последняя может быть приближенно рассчитана в пренебрежении шумом. Поскольку крутизна дискриминаторной характеристики зависит от уровня сигнала, для оптимизации сопровождения при этом желательно обеспечить постоянство уровня последнего за счет автоматической регулировки усиления или использования ограничения. Влияние уровня сигнала не сказывается на величине выражения [(25), § 4.7], так как этот уровень влияет и на числитель и на знаменатель.

Эффект перемножения выходного напряжения приемника $\varphi(\alpha - \alpha_{т\text{отсч}})$ на опорное напряжение может быть достигнут в дискриминаторе различными способами. В частности, для напряжения (рис. 4.18, в) этот эффект достигается путем стробирования напряжения $\varphi(\alpha - \alpha_{т\text{отсч}})$ двумя сомкнутыми прямоугольными стробами положительной полярности («полустроби») и последующего образования разности двух стробированных напряжений. Поэтому дискриминатор с опорным напряжением (рис. 4.18, в) можно назвать

дискриминатором с сомкнутыми полустроби. Наряду с «сомкнутыми» возможны «разомкнутые» полустробы, причем в зависимости от соотношения ширины полустроба и длительности ожидаемого импульса полустробы могут быть узкими и широкими. Опорное напряжение, наконец, может иметь пилообразную форму, как на рис. 4.7.

Вид опорного напряжения влияет на дискриминаторную характеристику (рис. 4.18, *з*), на точность и надежность работы схемы автосопровождения, на выбор целесообразных параметров предшествующих каскадов приемника. Так, например, при использовании оптимального приемника обнаружения теоретически наилучшая обработка сигнала ошибки имеет место при узких сомкнутых полустроби, каждый из которых аппроксимируется дельта-функцией. В этом случае временной дискриминатор способен наиболее точно зафиксировать положение максимума выходного напряжения оптимального приемника. Однако ширина дискриминаторной характеристики может оказаться недостаточной, и для того, чтобы дискриминатор мог работать при больших временных рассогласованиях, необходимо расширять полустробы. От сомкнутых полустробов можно перейти к разомкнутым или к пилообразному опорному напряжению. Имеющий при этом место эффект увеличения времени интегрирования эквивалентен сужению полосы после детектора. Он может быть частично возмещен расширением полосы до детектора по сравнению с ее оптимальным значением при сомкнутых узких стробах.

В соответствии со схемой (рис. 4.18, *а*) напряжение с выхода временного дискриминатора подается на вход интегрирующего усилителя, который заменяет рециркулятор схемы (рис. 4.17) и осуществляет накопление за несколько периодов посылки. Для увеличения постоянной времени интегратора часто включают его интегрирующее RC -звено в цепь обратной связи усилителя. Если сам усилитель, показанный на рис. 4.19 прямоугольником, имеет бесконечное входное сопротивление, то, используя закономерности схемы делителя напряжения, нетрудно найти выходное напряжение усилителя в операторной форме. Полагая при нечетном числе каскадов передаточный коэффициент усилителя — K , получим

$$-K \left[U_{\text{вх}} + (U_{\text{вых}} - U_{\text{вх}}) \frac{R}{R + \frac{1}{Cp}} \right] = U_{\text{вых}},$$

где $U_{\text{вх}} = U_{\text{вх}}(p)$ и $U_{\text{вых}} = U_{\text{вых}}(p)$. Передаточный коэффициент интегрирующего усилителя (с цепью обратной связи) тогда будет

$$K_{\text{и}}(p) = \frac{U_{\text{вых}}(p)}{U_{\text{вх}}(p)} = -K \frac{1}{T_0 p + 1}, \quad (4)$$

где $T_0 = (1 + K)RC$ — постоянная времени.

Из полученного выражения следует, что включение RC -звена в цепь обратной связи эквивалентно увеличению постоянной времени RC в схеме непосредственного включения интегрирующей цепи на вход усилителя (рис. 4.19, *б*) в $(1 + K)$ раз. Для быстро протекающих процессов, когда $|(1 + K)RCp| \gg 1$, т. е. процессов, заканчивающихся за время, значительно меньшее $(1 + K)RC$, выражение (4) переходит в выражение передаточной характеристики интегратора

$$K_{\text{и}}(p) \approx -K_0 \frac{1}{p}, \quad (5)$$

где $K_0 = \frac{K}{(1 + K)RC}$. Подключение RC -цепочки к усилителю по схеме

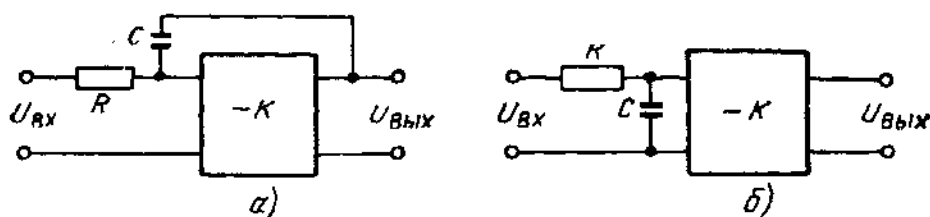


Рис. 4.19 Схемы интеграторов с использованием (а) и без использования (б) обратной связи

рис. 4.19, а, а не 4.19, б, расширяет пределы применимости интегратора, но за счет потери усиления (вследствие сильной отрицательной обратной связи).

Вырабатываемое интегратором напряжение подается на исполнительный элемент устройства автосопровождения по дальности — схему управляемой временной задержки. Для реализации последней может использоваться фантастрон или санатрон. В последнем случае стабильность задержки может быть достаточно высокой — до десятых долей процента. Подаваемый на схему запускающий импульс, согласованный по времени с зондирующим, задерживается при этом строго в зависимости от напряжения на выходе интегратора. Выходной импульс схемы задержки запускает схему выработки опорного напряжения временного дискриминатора, так чтобы последнее соответствовало по времени ожидаемому положению импульса, отраженного от сопровождаемой цели. Величина напряжения на выходе интегратора или согласованная с ней задержка опорного напряжения относительно зондирующего импульса могут быть использованы в качестве оценки дальности до цели, соответствующей моменту прихода предыдущего отраженного импульса.

До сих пор предполагалось, что схема управляемой временной задержки может выдавать плавно изменяемую задержку в зависимости от поступающего на нее непрерывно изменяемого напряжения. В настоящее время получают также распространение *цифровые схемы автосопровождения по дальности*. Сигнал ошибки на выходе дискриминатора вырабатывается при этом в цифровой (двоичной) форме. Интегрирующий усилитель заменяется тогда цифровым сумматором, а плавная временная задержка — дискретной цифровой задержкой, которая под воздействием сигнала ошибки меняется заранее выбранными, достаточно малыми скачками.

§ 4.9. Оптимальная последовательная обработка для движения с независимыми стационарными вторыми приращениями. Устройства автосопровождения с двумя интеграторами

В рассматриваемой модели движения цели

$$\begin{aligned} \alpha_m &= \alpha_{m-1} + \delta_m, \\ \delta_m &= \delta_{m-1} + \gamma_m, \end{aligned} \quad (1)$$

где второе приращение γ_m — случайная гауссова величина с математическим ожиданием $M\{\gamma_m\} = 0$. Для установившегося режима эта модель приводит к схеме обработки с двумя интеграторами.

В установившемся режиме измерений любые последующие оценки получаются из предыдущих и результата отсчета $\alpha_{m \text{ отсч}}$ по одному и тому же правилу обработки (вывод см. ниже)

$$\alpha_m^* = \alpha_{m-1}^* + \delta_{m-1}^* + A (\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m-1}^* - \delta_{m-1}^*), \quad 2)$$

$$\delta_m^* = \delta_{m-1}^* + B (\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m-1}^* - \delta_{m-1}^*).$$

Соответствующая этому правилу схема вычислительного устройства показана на рис. 4.20. Ее отличие от схемы рис. 4.17 состоит в отслеживании и α и δ , т. е. и дальности и скорости. Операции алгебраического суммирования в этой схеме выполняются сумматорами 1, 2, 3. Первый сумматор вычисляет сигнал ошибки по результату последнего отсчета $\alpha_{m \text{ отсч}}$ и предыдущим оценкам α_{m-1}^* и δ_{m-1}^* . Вычисленное значение сигнала ошибки используется для получения оценок α_m^* и δ_m^* .

Оценку α_m^* выдает второй сумматор, на вход которого подаются предыдущие оценки α_{m-1}^* , δ_{m-1}^* и сигнал ошибки, умноженный на постоянный весовой коэффициент A . К выходу второго сумматора подключена линия задержки, с которой снимается предыдущая оценка α_{m-1}^* и подается на первый сумматор, где используется для вычисления сигнала ошибки.

Третий сумматор выдает текущую оценку δ_m^* . К нему подключена линия задержки, с которой снимается предыдущая оценка δ_{m-1}^* . Она подается на вход сумматора совместно с сигналом ошибки с первого сумматора, умноженным на весовой коэффициент B . Кроме того, оценка δ_{m-1}^* подается на входы 1 и 2 сумматоров.

Установившиеся значения коэффициентов A , B , дисперсий D_α , D_δ , $D_{\alpha \text{ пр}}$, $D_{\delta \text{ пр}}$ и корреляционных моментов R , $R_{\text{пр}}$ можно найти из системы уравнений (3), (7), (8), опуская индексы m и $(m-1)$, — см. ниже. При $D_\gamma \ll D_{\text{отсч}}$ получим

$$D_\alpha \approx \sqrt[4]{4D_\gamma D_{\text{отсч}}^3},$$

$$D_\delta \approx \sqrt[4]{4D_\gamma D_{\text{отсч}}},$$

$$R \approx \sqrt{D_\gamma D_{\text{отсч}}},$$

откуда легко находятся

$$A \approx \frac{D_\alpha}{D_{\text{отсч}}}, \quad B \approx \frac{R}{D_{\text{отсч}}}.$$

Последовательная обработка позволяет существенно снижать ошиб-

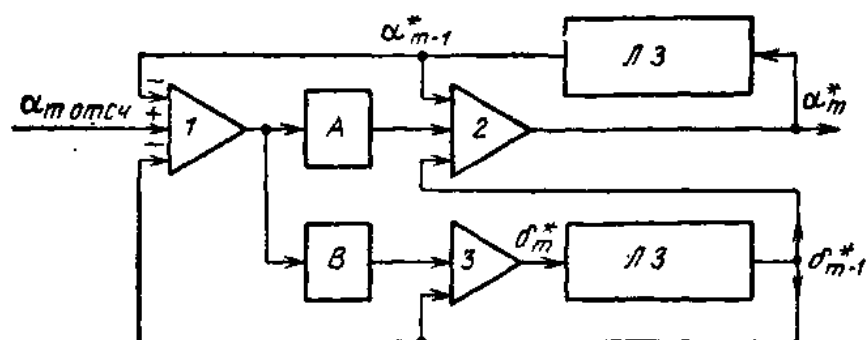


Рис. 4.20. Схема последовательного получения оптимальных оценок для установившегося режима движения со стационарными вторыми приращениями

ку измерений по сравнению с ошибкой единичного отсчета. Например, если $D_{\text{отсч}} = (30 \text{ м})^2$, а $D_v = (0,3 \text{ м})^2$, то $D_a = (12 \text{ м})^2$. Чем меньше значение D_v , тем в большей степени снижается ошибка.

Схема вычислительного устройства (рис. 4.20) содержит несколько замкнутых контуров, охваченных обратной связью, два из которых представляют собой схемы рециркуляторов. Рециркуляторы, как уже отмечалось, можно свести к интеграторам, а вычисление сигнала ошибки возложить на временной дискриминатор. В результате приходим к практической схеме автосопровождения по дальности одной цели с двумя интеграторами. Поскольку такие системы в чистом виде (в отличие от схемы рис. 4.18) структурно неустойчивы, они неточно отражают оптимальную систему (рис. 4.20). Поэтому для обеспечения устойчивости вводят корректирующие звенья. В результате схема принимает вид, показанный на рис. 4.21, где предусмотрена коррекция второго интегратора, т. е. демпфирование колебательных переходных процессов.

Системы автоматического сопровождения по дальности с двумя интеграторами осуществляют автоматическое измерение не только дальности цели, но и ее скорости. Поскольку напряжение на выходе второго интегратора пропорционально дальности, то напряжение на

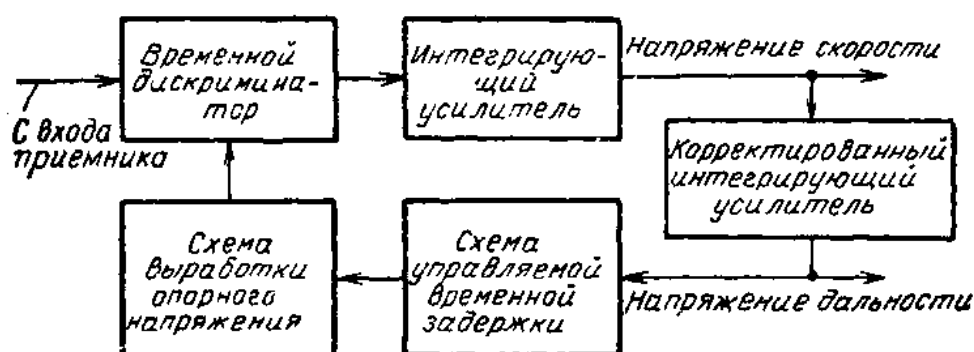


Рис. 4.21. Схема автосопровождения по дальности с двумя интеграторами

его входе пропорционально производной от дальности, т. е. радиальной скорости цели. Непродолжительное замирание в системе с двумя интеграторами менее действенно, чем в системе с одним. Следящие импульсы при этом продолжают перемещаться с прежней скоростью, соответствующей скорости цели в момент пропадания сигнала.

Для захвата импульса цели, появившегося на некотором участке дальности, необходимо подвести к нему полустробы опорного напряжения. Поэтому режим автосопровождения должен предшествовать режим ручного, полуавтоматического или автоматического поиска. В последнем случае положение полустробов с помощью специальной схемы плавно меняется во времени, пока не произойдет захват на автосопровождение.

Схемы автосопровождения с двумя интеграторами, как и с одним, могут работать на принципах цифровой техники.

Поясним вывод приводившихся выше соотношений.

Соотношения (1) позволяют прогнозировать величины α_m и δ_m и, в частности, установить их прогнозируемые оценки

$$\begin{aligned}\alpha_{m \text{ пр}} &= \alpha_{m-1}^* + \delta_{m \text{ пр}}, \\ \delta_{m \text{ пр}} &= \delta_{m-1}^*.\end{aligned}$$

Совместный закон распределения прогнозируемых величин является нормальным и наряду с математическими ожиданиями определяется их дисперсиями и корреляционным моментом. Последние для сумм случайных величин могут быть найдены на основе известных соотношений

$$\begin{aligned}D\{u+v\} &= D\{u\} + D\{v\} + 2R\{u, v\}, \\ R\{u+v, w\} &= R\{u, w\} + R\{v, w\}.\end{aligned}$$

Поскольку m -е приращение γ_m независимо от всех предшествующих случайных величин, получим:

$$\begin{aligned}D_{\alpha m \text{ пр}} &= D_{\alpha (m-1)} + D_{\delta m \text{ пр}} + 2R_{m-1}, \\ D_{\delta m \text{ пр}} &= D_{\delta (m-1)} + D_{\gamma m}, \\ R_{m \text{ пр}} &= R_{m-1} + D_{\delta (m-1)} + D_{\gamma m}.\end{aligned}\tag{3}$$

Совместное распределение $p(\alpha_m, \delta_m)$ величин α_m, δ_m , полученное к моменту m -го отсчета по данным прогноза, по отношению к этому отсчету может рассматриваться как доопытное. Послеопытное (условное) распределение определяется из соотношения

$$p\{\alpha_m, \delta_m | \alpha_m \text{ отсч}\} = k p(\alpha_m, \delta_m) p(\alpha_m \text{ отсч} | \alpha_m).\tag{4}$$

Учитывая общую запись двумерного нормального закона

$$p(u, v) = \frac{1}{2\pi \sqrt{D_u D_v - R^2}} \exp \left\{ -\frac{D_v (\Delta u)^2 + D_u (\Delta v)^2 - 2R \Delta u \Delta v}{2(D_u D_v - R^2)} \right\},$$

где $\Delta u = u - M\{u\}$, $\Delta v = v - M\{v\}$, и логарифмируя (4), получим:

$$\frac{D_{\delta m} (\alpha_m - \alpha_m^*)^2 + D_{\alpha m} (\delta_m - \delta_m^*)^2 - 2R_m (\alpha_m - \alpha_m^*) (\delta_m - \delta_m^*)}{2(D_{\alpha m} D_{\delta m} - R_m^2)} =$$

$$= \frac{D_{\delta m \text{ пр}} (\alpha_m - \alpha_{m \text{ пр}})^2 + D_{\alpha m \text{ пр}} (\delta_m - \delta_{m \text{ пр}})^2 - 2R_{m \text{ пр}} (\alpha_m - \alpha_{m \text{ пр}}) (\delta_m - \delta_{m \text{ пр}})}{2(D_{\alpha m \text{ пр}} D_{\delta m \text{ пр}} - R_{m \text{ пр}}^2)} + \frac{(\alpha_m - \alpha_{m \text{ отсч}})^2}{2D_{m \text{ отсч}}} + \text{const.} \quad (5)$$

Последовательно сопоставляя (как и в § 4.7) коэффициенты в левой и правой частях равенства (5) при α_m^2 , δ_m^2 , $\alpha_m \delta_m$, α и δ_m , получаем пять уравнений, связывающих параметры послеопытного распределения, доопытного (прогнозируемого), а также распределения ошибок отсчета. Решая эти уравнения, можно получить:

$$\begin{aligned} \alpha_m^* &= \alpha_{m \text{ пр}} + A_m (\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}}), \\ \delta_m^* &= \delta_{m \text{ пр}} + B_m (\alpha_{m \text{ отсч}} - \alpha_{m \text{ пр}}), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$A_m = \frac{D_{\alpha m \text{ пр}}}{D_{\alpha m} + D_{m \text{ отсч}}}, \quad B_m = \frac{R_{m \text{ пр}}}{D_{\alpha m \text{ пр}} + D_{m \text{ отсч}}}, \quad (7)$$

Кроме того, получим:

$$\begin{aligned} D_{\alpha m} &= A_m D_{m \text{ отсч}}, \\ D_{\delta m} &= D_{\delta m \text{ пр}} - B_m R_{m \text{ пр}}, \\ R_m &= B_m D_{m \text{ отсч}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Пользуясь приведенными соотношениями (3), (6) — (8), можно от параметров распределения после $(m-1)$ -го отсчета перейти к параметрам распределения после m -го, т. е. последовательно находить параметры распределений измеряемых величин при увеличении m . Любая последующая оценка (6) складывается из предыдущей и умноженного на соответствующий весовой множитель сигнала ошибки, представляющего собой разность отсчета и прогнозированной величины.

По мере ввода новых отсчетов, как и в § 4.7, дисперсии $D_{\alpha m}$ и $D_{\delta m}$ уменьшаются. Имеющаяся обычно неопределенность закона движения, состоящая в том, что $D_{\gamma m} \neq 0$, ограничивает процесс уменьшения ошибок. При постоянстве дисперсий $D_{m \text{ отсч}} = D_{\text{отсч}}$, $D_{\gamma m} = D_{\gamma}$ (их независимости от номера отсчета) постепенно устанавливаются оптимальные значения коэффициентов $A_m = A$, $B_m = B$ и параметров распределений $D_{\alpha m} = D_{\alpha}$, $D_{\delta m} = D_{\delta}$ и $R_m = R$.

Г. ВЛИЯНИЕ МОДУЛИРУЮЩИХ ПОМЕХ НА КАЧЕСТВО ИЗМЕРЕНИЯ (§ 4.10)

Нестабильности (модулирующие помехи), искажая форму сигнала или характеристики системы обработки, снижают не только качество обнаружения, но и измерения. Ограничимся анализом их влияния при когерентной обработке. Максимум соответствующего этой обработке модульного значения корреляционного интеграла

$$Z(\tau) = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} B(t) U(t) U^*(t + \tau) dt \right| \quad (1)$$

смещается при непостоянстве модулирующего множителя $B(t)$ на некоторую величину τ^* относительно своего положения $\tau = 0$, когда $B(t) = \text{const}$. Абсциссу максимума τ^* найдем, приравнявая нулю значение производной $Z'(\tau)$ в точке $\tau = \tau^*$.

В силу предполагаемой малости смещения τ^* , значение первой производной $Z'(\tau)$ выразим при этом двумя первыми членами ее разложения в окрестности точки $\tau = 0$. Тогда для точки $\tau = \tau^*$ находим

$$Z'(\tau^*) = Z'(0) + \tau^* Z''(0) = 0. \quad (2)$$

Ограничиваясь случаем, когда функции $B(t)$, $U(t)$ вещественные, из выражения (1) получим

$$Z'(0) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} B(t) [U^2(t)]' dt,$$

$$Z''(0) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} B(t) [U^2(t)]'' dt - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(t) [U'(t)]^2 dt.$$

Для упрощения анализа представим флюктуационный множитель в виде стационарного процесса $B(t) = 1 + a\Delta B(t)$, где $\overline{\Delta B(t)} = 0$, $[\overline{\Delta B(t)}]^2 = 1$, а $0 < a \ll 1$.

Поскольку функция $U^2(t)$ имеет ненулевые значения лишь в ограниченных пределах изменения своего аргумента, интегралы в бесконечных пределах от ее производных равны нулю.

Поэтому

$$Z'(0) = \frac{a}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta B(t) [U^2(t)]' dt. \quad (3)$$

Аналогично, используя [(28), § 3.10)], найдем

$$Z''(0) = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [U'(t)]^2 dt + \Delta Z'' = -\frac{1}{2} \Pi_s^2 \mathcal{E} + \Delta Z'', \quad (4)$$

где

$$\Delta Z'' = \frac{a}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta B(t) [U^2(t)]'' dt - \frac{a}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta B(t) [U'(t)]^2 dt.$$

Пренебрегая величиной $\Delta Z''$, из соотношений (2) — (4) получим:

$$\tau^* = \frac{a}{2\Pi_s^2 \mathcal{E}} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta B(t) [U^2(t)]' dt. \quad (5)$$

Замечая что $\overline{\Delta B(t)} = 0$, находим математическое ожидание $\overline{\tau^*} = 0$ и дисперсию $\sigma_{\tau}^2 = \overline{(\tau - \overline{\tau^*})^2} = \overline{(\tau^*)^2}$. Подставляя (5), получим

$$\sigma_{\tau}^2 = \frac{a^2}{4\pi^4 \mathfrak{Z}^2} \iint_{-\infty}^{\infty} R(t-s) [U^2(t)]' [U^2(s)]' dt ds, \quad (6)$$

где $R(t-s) = \overline{\Delta B(t) \Delta B(s)}$ — автокорреляционная функция стационарного модулирующего процесса.

Введем спектральные плотности: а) мощности $S(f)$ для стационарного случайного процесса $\Delta B(t)$ и б) напряжений $H(f)$, $H_1(f)$ для квадрата огибающей неслучайной модуляции $U^2(t)$ и его производной $[U^2(t)]'$, т. е.

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau, \quad (7)$$

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t) e^{-i2\pi ft} dt, \quad (8)$$

$$H_1(f) = \int_{-\infty}^{\infty} [U^2(t)]' e^{-i2\pi ft} dt = -i2\pi f H(f). \quad (9)$$

Замечая, что $H(0) = \mathfrak{Z}$, преобразуя интеграл свертки в соотношении (6) и используя (7) — (9), получим

$$\sigma_{\tau}^2 = \frac{\pi^2 a^2}{\pi^4 \mathfrak{Z}^2} \int_{-\infty}^{\infty} f^2 S(f) |H(f)|^2 df. \quad (10)$$

Пусть огибающая сигнала и автокорреляционная функция флюктуаций описываются колокольными кривыми, т. е.

$$U(t) = e^{-\pi(t/\tau_c)^2} \text{ и } R(\tau) = e^{-\pi(\tau/\tau_0)^2},$$

где τ_c и τ_0 — длительность сигнала и ширина пика автокорреляционной функции на уровне 0,46. Тогда в силу [(10), § 4.3] $\pi_3 = \sqrt{\pi/\tau_c}$, в силу же (7) — (8) $S(f) = \tau_0 e^{-\pi\tau_0^2 f^2}$, $|H(f)| = \mathfrak{Z} e^{-\pi\tau_c^2 f^2}$.

Формула, определяющая дисперсию флюктуационной ошибки измерения параметра в отсутствие шумовых ошибок при колокольной автокорреляционной функции с временем корреляции τ_0 и при длительности сигнала τ_c имеет вид

$$\sigma_{\tau}^2 = \frac{a^2}{2\pi} \tau_c^2 \frac{(\tau_c/\tau_0)^2}{[1 + (\tau_c/\tau_0)^2]^{3/2}}. \quad (11)$$

Дисперсия шумовых ошибок находится, в свою очередь, в соответствии с выражением [(7), § 4.3], где $\pi_3 = \sqrt{\pi/\tau_c}$. Очевидно,

дисперсия результирующей ошибки может быть тогда найдена как сумма дисперсий шумовой и флюктуационной ошибок. Если при этом приближенно учесть изменение эффективного q в [(7), § 4.3], пропорциональное $\sqrt{\eta}$, где η — коэффициент использования энергии сигнала с учетом флюктуаций (§ 3.21), получим

$$\sigma_{\tau}^2 = \frac{\tau_c}{\pi} \left\{ \frac{1}{q^2 \eta} + \frac{a^2}{2} \left(\frac{\tau_c}{\tau_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\tau_c}{\tau_0} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\}. \quad (12)$$

Роль флюктуационной составляющей результирующей ошибки (12) тем более существенна, чем больше q , т. е. чем меньше шумовая составляющая. Интенсивность флюктуационной составляющей, в свою очередь, зависит от скорости флюктуаций, характеризуемой шириной пика автокорреляционной функции τ_0 . При уменьшении последней величина σ_{τ}^2 вначале нарастает, потом спадает. Более быстрые флюктуации оказываются в ряде случаев менее опасными, чем более медленные $\tau_0 \approx \tau_c$, так как их действие усредняется за время длительности сигнала.

Как и качество обнаружения (§ 3.21, 6.18), качество измерения при наличии модулирующих помех повышается в случае рационального сочетания некогерентной и когерентной обработки.

МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА РАДИОИМПУЛЬСАМИ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. ОБЗОР ПО ДАЛЬНОСТИ И ОБЗОР ПРОСТРАНСТВА

§ 5.1. Общие особенности радиолокации при зондировании пространства радиоимпульсами малой длительности

Импульсное зондирование пространства получило особенно широкое распространение в радиолокации. Практически используют импульсы различной длительности τ_n . Под радиоимпульсами малой длительности будем понимать такие, когда путь $v_r \tau_n$, проходимый произвольной целью за время импульса, существенно меньше длины волны λ . При этом оптимальная обработка импульсов может производиться без учета доплеровского смещения частоты.

Используется несколько видов зондирующих радиоимпульсов:

1. Простые (узкополосные), для которых произведение ширины их спектра P_n на длительность τ_n порядка единицы, т. е. $P_n \tau_n \approx 1$.
2. Широкополосные, для которых за счет внутриимпульсной модуляции произведение $P_n \tau_n \gg 1$.
3. Многочастотные, спектры которых состоят из участков, имеющих существенный разнос по частоте.

Достоинством *узкополосных* сигналов является относительная простота их генерирования и оптимальной обработки, однако при ограниченных пиковых мощностях электровакуумных приборов и фидерных трактов затруднено одновременное повышение разрешающей способности по дальности и увеличение энергии импульса. Указанная трудность устраняется при использовании широкополосных сигналов и их временного сжатия в оптимальных фильтрах, но за счет известного усложнения устройств генерирования и оптимальной обработки.

Многочастотные сигналы используются для уменьшения влияния флуктуаций цели. При достаточном разносе частот маловероятно, что замирание сигнала на одной из несущих частот будет сопровождаться замиранием на другой. Такого же эффекта можно

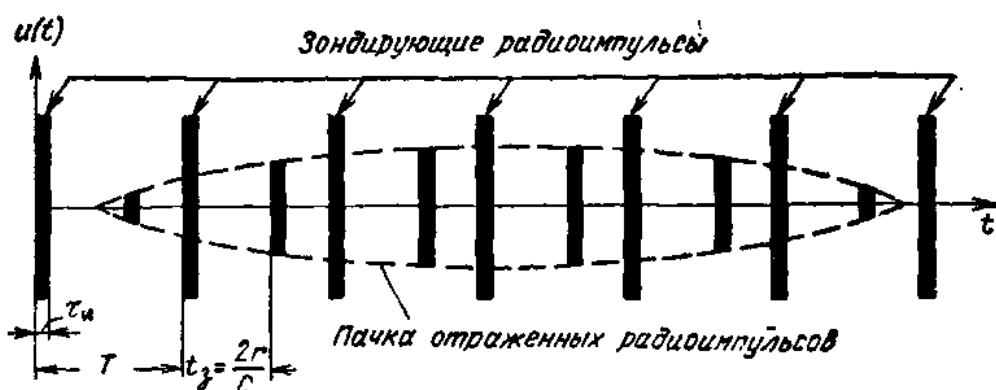


Рис. 5.1. Последовательность зондирующих и отраженных радиоимпульсов при вращающейся антенне

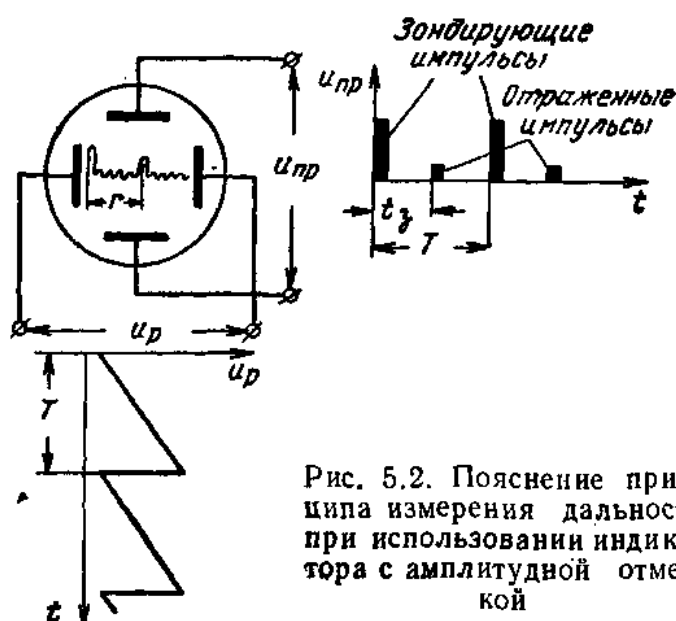


Рис. 5.2. Пояснение принципа измерения дальности при использовании индикатора с амплитудной отметкой

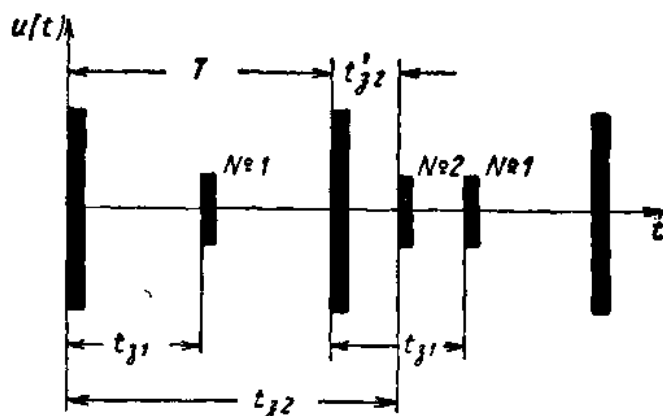


Рис. 5.3. Пояснение неоднозначного определения дальности до цели

добиться при использовании достаточно *широкополосных* сигналов, когда начинают разрешаться блестящие точки цели. Аппаратура с использованием более узкополосных многочастотных сигналов в некоторых случаях, однако, технически проще, чем с использованием очень широкополосных.

Излучаемые РЛС колебания при импульсном методе зондирования имеют вид последовательности радиоимпульсов длительностью $\tau_{\text{и}}$ с некоторым постоянным (или переменным) периодом следования T и чаще всего со случайной начальной фазой колебаний от импульса к импульсу (§ 3.17). Отраженные от цели радиоимпульсы поступают на вход приемника с запаздыванием относительно зондирующих, которое для совмещенного радиолокатора составляет $t_{\text{з}} = 2r/c$. Вследствие перемещения диаграммы направленности антенны отраженный сигнал состоит из ограниченного числа радиоимпульсов, образующих пачку (рис. 5.1). Дальность до цели $r = ct_{\text{з}}/2$ определяется путем измерения времени запаздывания отраженного импульса относительно зондирующего. Такое измерение может быть осуществлено на экране индикатора с амплитудной отметкой (рис. 5.2); на вертикально отклоняющие пластины его электронслучевой трубки поступают колебания с выхода приемника $u_{\text{пр}}$, а электронный луч разворачивается линейно нарастающим напряжением $u_{\text{р}}$ горизонтально по экрану индикатора, при этом запуск развертки осуществляется в момент зондирования. Тогда вдоль развертки образуется равномерная шкала времени, в начале которой располагается зондирующий импульс. Развертку можно проградуировать в единицах дальности до цели.

Для однозначного измерения дальности необходимо, чтобы период следования радиоимпульсов был больше времени запаздывания $t_{\text{з макс}} = 2r_{\text{макс}}/c$, которое соответствует максимальной дальности РЛС $r_{\text{макс}}$, определяемой ее энергетическим потенциалом:

$$T > t_{\text{з макс}} = \frac{2r_{\text{макс}}}{c}. \quad (1)$$

Из неравенства (1) найдем условие выбора частоты следования импульсов

$$F = \frac{1}{T} < \frac{1}{t_{\text{з макс}}} = \frac{c}{2r_{\text{макс}}}. \quad (2)$$

При несоблюдении (2) отраженный сигнал может дать отметку на последующем ходе развертки, что является причиной неоднозначного определения дальности (рис. 5.3). На рис. 5.3 в качестве примера показано, что за время первого периода отметка на экране индикатора получается от цели № 1, для которой $t_{\text{з1}} < T$; отметка от цели № 2 ($t_{\text{з2}} > T$) получается в начале следующего периода развертки. Соответственно и дальность до цели № 2, отсчитанная по $t'_{\text{з2}} = t_{\text{з2}} - T$, будет меньше истинной.

Импульсный метод радиолокации получил преимущественное распространение благодаря следующим своим достоинствам. Вследствие неодновременности импульсного приема и излучения наиболее просто решается проблема отделения слабых отраженных сигналов от мощных излучаемых. Прием ведется после прекращения работы передатчика, и в соответствии с (2) передатчик не включается, пока не возвратятся сигналы от наиболее удаленных целей в зоне действия радиолокатора. Поэтому во многих случаях можно использовать одну и ту же коммутируемую антенну на прием и передачу. Для защиты приемника от мощных сигналов в момент излучения используются специальные схемы антенных переключателей. Сравнительно просто реализуются оптимальные условия приема, особенно для коротких радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции. Последнее оказалось особенно существенным в начальном периоде развития радиолокации, когда из-за нестабильности частоты приходилось использовать широкие полосы пропускания приемных устройств. Для коротких радиоимпульсов эти полосы были практически согласованы с сигналом.

Зондирующие радиоимпульсы характеризуются рядом энергетических параметров, к числу которых относятся:

1. Мгновенная активная мощность $P(t)$ — текущая мощность излучаемых колебаний, усредненная лишь за период высокой частоты. Наибольшую мгновенную мощность $P_{\text{пик}}$ называют пиковой. Последняя характеризует необходимую электрическую прочность высокочастотного тракта передатчика.

2. Импульсная мощность — мощность, усредненная за время длительности импульса $\tau_{\text{и}}$,

$$P_{\text{и}} = \frac{1}{\tau_{\text{и}}} \int_0^{\tau_{\text{и}}} P(t) dt \leq P_{\text{пик}}.$$

Для импульсов прямоугольной формы значения импульсной и пиковой мощностей совпадают.

3. Энергия импульса

$$\mathcal{E}_{\text{и}} = \int_0^{\tau_{\text{и}}} P(t) dt = P_{\text{и}} \tau_{\text{и}}.$$

4. Средняя мощность — мощность, усредненная за период следования импульсов,

$$P_{\text{ср}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{и}}}{T} = \frac{P_{\text{и}}}{Q},$$

где $Q = T/\tau_{\text{и}}$ — скважность импульсов.

Как правило, скважность импульсов велика, поэтому средние мощности могут быть в сотни или тысячи раз меньше импульсных. Тепловой режим деталей передатчика и источников питания опре-

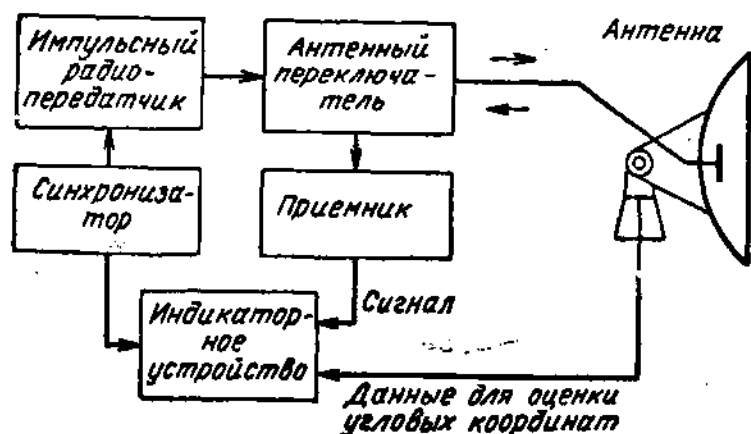


Рис. 5.4. Блок-схема импульсного радиолокатора

деляется в основном средней мощностью и поэтому большие значения импульсной мощности можно получить при небольших габаритах радиопередающего устройства. Импульсная мощность современных радиолокаторов достигает десятков мегаватт, средняя — единиц и сотен киловатт. Однако, как уже указывалось, возможности дальнейшего увеличения импульсной мощности ограничены.

Основные узлы возможной блок-схемы импульсного радиолокатора показаны на рис. 5.4.

При *цифровом* съеме информации дальность до цели определяется путем подсчета числа стандартных импульсов M , следующих с достаточно высокой и стабильной частотой F_c , на интервале $t_z = 2r/c$. При этом

$$M = t_z F_c = \frac{2r}{c} F_c,$$

откуда

$$r = (c/2F_c)M,$$

где $c/2F_c = \Delta r$ — дискретность отсчета дальности. Число M выдается в двоичном коде.

Один из вариантов схемы автоматического цифрового отсчета дальности в двоичном коде для большого числа целей представлен на рис. 5.5. Основными элементами схемы являются: счетчик импульсов (счетчик дальности), генератор импульсов счета, устройство считывания (генератор импульсов считывания и вентили считывания), устройство выдачи дальности в память цифровой вычислительной машины ЦВМ (распределитель), генератор строба.

Синхронно с излучением зондирующего импульса поступает импульс синхронизации на вход генератора строба. При этом импульс строба длительностью $t_{z \text{ макс}}$ открывает вентиль совпадений, а счетчик подсчитывает число стандартных импульсов, поступающих с выхода генератора импульсов счета.

Данные со счетчика используются после прихода отраженного от цели импульса, а именно вырабатываются импульсы считывания

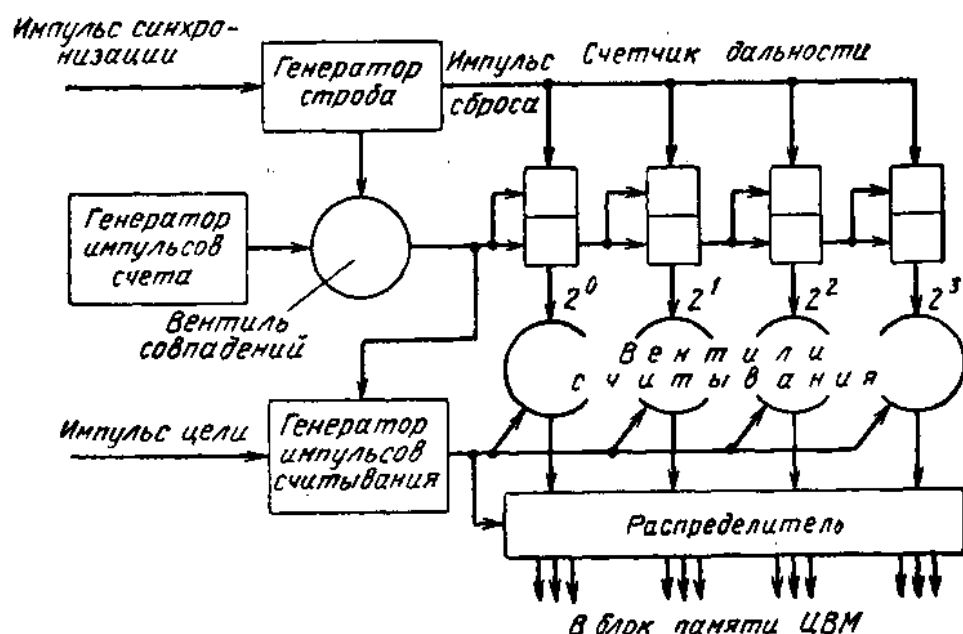


Рис. 5.5. Схема измерения дальности при цифровом съеме информации

и на выходе триггеров каждого разряда счетчика открываются вентили считывания. Сосчитанное число стандартных импульсов, пропорциональное дальности до цели, выдается в блок памяти ЦВМ.

Считывание обычно производится после окончания переходных процессов в счетчике, вызванных поступлением очередного стандартного импульса. Для этого импульсы считывания поступают на вентили считывания после поступления на счетчик очередного стандартного импульса. В моменты считывания работа счетчика не прекращается. Если после отсчета дальности до цели поступает импульс от следующей более удаленной цели, в блок памяти ЦВМ выдается большее число и т. д. В конце периода следования через время $t_{з макс}$ после зондирования вырабатывается импульс «сброс» — дифференцированный импульс заднего фронта строба, который возвращает все каскады счетчика в исходное положение для нового цикла счета. Снимаемые со счетчика дальности целей данные хранятся в различных ячейках памяти ЦВМ.

Наряду с описанным выше автоматическим цифровым съемом дальности до цели возможен *полуавтоматический*. В этом случае видеоимпульсы считывания можно получить, например, путем регулируемой временной задержки опорных видеоимпульсов, вырабатываемых в моменты зондирования. Регулирование задержки осуществляется оператором, совмещающим на экране индикатора импульс считывания с импульсом сигнала, отраженного от цели. После этого оператор замыкает цепь считывания, открываются вентили считывания и данные поступают в ЦВМ.

§ 5.2. Разрешающая способность по дальности и импульсный объем

Разрешающая способность влияет на полноту сведений о наблюдаемой обстановке при наличии большого числа целей. *Разрешающая способность по дальности* характеризуется *минимальным расстоянием δr* между двумя расположенными в створе с радиолокатором точечными целями, при котором наличие одной цели не мешает обнаруживать вторую цель и измерять ее координаты. Чем меньше δr , тем лучше разрешающая способность.

Пусть отраженные от сосредоточенных вторичных излучателей прямоугольные импульсы без внутриимпульсной модуляции обрабатываются оптимально и сдвинуты по времени на

$$\Delta t = t_{32} - t_{31} = \frac{2}{c} (r_2 - r_1) = \frac{2\Delta r}{c},$$

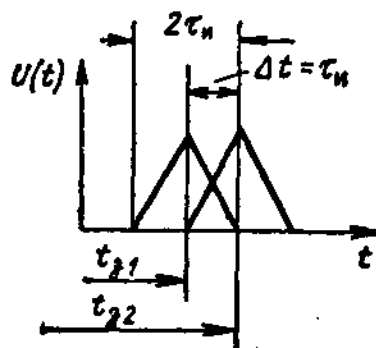
где $r_2 - r_1 = \Delta r$ — расстояние между излучателями. На рис. 5.6 приведены огибающие выходных импульсов, соответствующие рис. 3.28.

Величина минимального интервала Δt определяется возможностью раздельного наблюдения смежных импульсов. В рассматриваемом случае в качестве условной меры разрешающей способности по времени можно принять значение $\Delta t = \tau_n$, при котором максимуму огибающей сигнала, отраженного от одной цели, соответствует нулевое значение огибающей от другой. Соответственно *мерой разрешающей способности по дальности* называют

$$\Delta r_{\min} = \frac{c\tau_n}{2}.$$

Реальная разрешающая способность отличается от меры $\frac{c\tau_n}{2}$ и в общем случае зависит от степени искажения формы импульса в приемном канале, в индикаторе, а также от длительности счетных импульсов при цифровом съеме. В частности, след электронного луча на экране индикатора имеет конечную ширину s , так что

Рис. 5.6. Огибающие отраженных радиоимпульсов от двух близких по дальности целей при зондировании прямоугольными радиоимпульсами длительностью τ_n без модуляции частоты



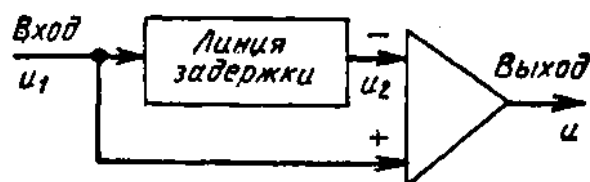


Рис. 5.7. Схема высокочастотного дифференцирования

при длине развертки l_0 и максимальной дальности r_0 реальная разрешающая способность будет

$$\delta r = k \frac{r_0}{l_0} s,$$

где $k = 1,3 \div 1,4$ — коэффициент, учитывающий минимальное расстояние между неслиявшимися на экране импульсами. Чем мельче масштаб развертки, тем хуже реальная разрешающая способность.

Разрешающую способность не следует смешивать с точностью измерения дальности. Потенциально (при отсутствии других источников ошибок) последняя определяется смещением во времени пика импульса за счет шумов. Поскольку это смещение менее длительности импульса, ошибка по дальности меньше меры разрешающей способности $\Delta r_{\min}$.

Иногда создается неправильное впечатление о том, что разрешающую способность, лучшую, чем ее мера, получить нельзя. Лучшая разрешающая способность получается, например, при использовании высокочастотного дифференцирования радиоимпульсов с помощью резонансных контуров или линий задержки с сумматором. Вариант такой схемы показан на рис. 5.7. Задержка линии выбирается из условия

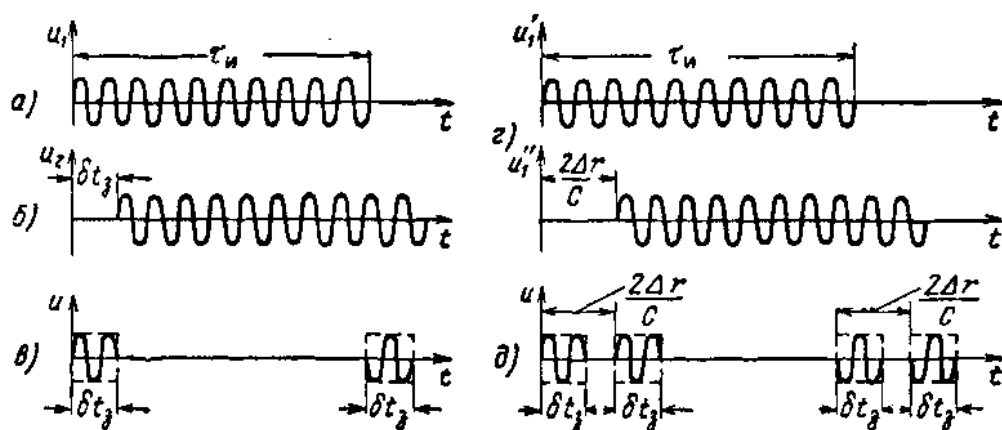


Рис. 5.8. Эпюры напряжений в схеме высокочастотного дифференцирования: в случае одной цели — на входе (а) и выходе (б) линии и на выходе сумматора (в); в случае двух близко расположенных целей — на входе линии (г) и выходе сумматора (д)

$$2\pi f_0 \delta t_3 = \pi (2k + 1),$$

где f_0 — несущая частота; $k = 0, 1, 2, \dots$ Эпюры напряжения сигнала, отраженного от цели на входе и выходе линии, показаны на рис. 5.8, а и б. В результате от каждой цели радиоимпульс длительностью τ_n на входе линии «дифференцируется» по огибающей (рис. 5.8, в). При наличии отраженных сигналов на входе линии от двух целей (рис. 5.8, г) на выходе схемы наблюдается повышение разрешающей способности по дальности (рис. 5.8, д). Удвоение числа отметок от целей является недостатком схемы высокочастотного дифференцирования. Если количество разрешаемых целей невелико, вводя схему совпадения, можно избежать увеличения числа отметок. Подобная обработка (см. также приложение 9) сопровождается энергетическими потерями, увеличивающимися по мере роста выигрыша в разрешении $\tau_n/\delta t_3$. Она целесообразна лишь на относительно небольших дальностях от РЛС, когда имеется запас в энергии сигнала. Для получения высокой разрешающей способности на предельных дальностях следует использовать широкополосные сигналы и их оптимальную обработку (гл. 3).

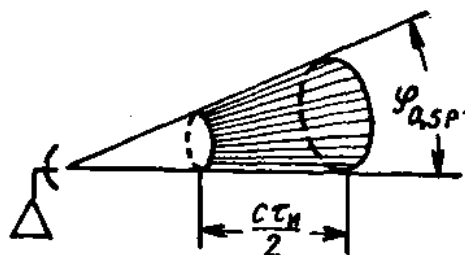


Рис. 5.9. Импульсный объем

В отличие от разрешающей способности по дальности разрешающая способность по угловым координатам обычно не зависит от метода радиолокации и, как правило, определяется шириной луча, которую принято отсчитывать по уровню половинной мощности. Чем острее луч, тем подробнее сведения о целях в секторе наблюдения. Возможности разрешения в пределах луча за счет формирования специальных характеристик направленности связаны обычно с несколько большими энергетическими потерями (см. приложение 9). Однако при запасе в энергетике эти возможности существенны.

Обобщенной мерой разрешающей способности при импульсной работе является так называемый *импульсный объем*, в пределах которого цели не разрешаются. Импульсный объем характеризует совместную разрешающую способность по дальности и угловым координатам. Обычно считают, что импульсный объем ограничен шириной луча по половинной мощности и длиной $\Delta r = c\tau_n/2$ (рис. 5.9), где τ_n — длительность сигнала на выходе схемы оптимальной обработки.

Чем шире спектр зондирующего импульса и уже луч, тем меньше импульсный объем и выше разрешающая способность радиолокатора. Одновременно повышается помехозащищенность от распределенных в пространстве пассивных помех (дипольных отражателей, ионизированных облаков, атмосферных образований, местных предметов).

§ 5.3. Обзор пространства

В современных радиолокаторах используются антенны направленного действия, что способствует увеличению дальности обнаружения и повышению точности измерения угловых координат. Применение остронаправленных антенн приводит к необходимости обзора пространства, поскольку заранее не известно, откуда появится цель. Для станций точного измерения координат, располагающих доопытными данными целеуказания, обзор производится в узком секторе. Поэтому вместо термина «обзор пространства» используют более точный в данном случае термин «поиск цели». Для многофункциональных радиолокаторов переход от обнаружения к сопровождению может производиться без предварительного поиска.

Различают *одновременный, последовательный и смешанный обзор* (см. также § 1.2) .

При *одновременном* обзоре число лучей РЛС, перекрывающих зону обзора, равно числу элементов разрешения по углам, что требует большого объема аппаратуры. *Последовательный* обзор производится с помощью одного луча, что упрощает конструкцию радиолокатора. При *смешанном* обзоре РЛС имеет несколько лучей, причем обычно обзор по одной угловой координате производится одновременно, а по другой — последовательно.

Серьезным достоинством одновременного и смешанного обзора является возможность получения в течение одного периода послышки данных обстановки для различных угловых направлений. Это повышает темп выдачи данных, который снижается с увеличением дальности действия радиолокатора в связи с возрастанием периода послышки импульсов.

Последовательный обзор может вестись:

1. По *жесткой программе*, когда диаграмма направленности антенны РЛС перемещается независимо от результатов локации.
2. По *гибкой программе*, когда обзор программируется в зависимости от этих результатов.

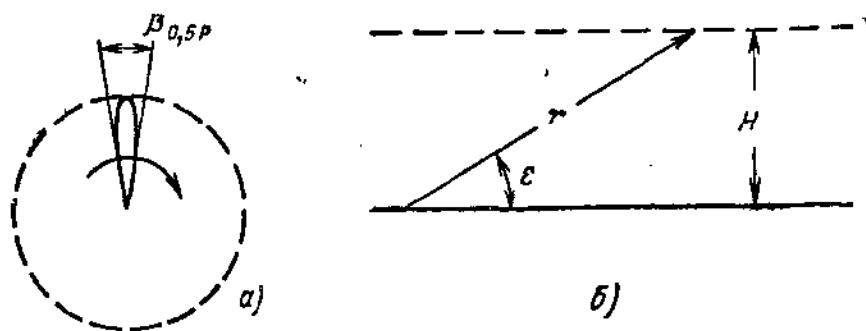


Рис. 5.10. Круговой обзор пространства (а) и пояснение выбора косекансной зависимости дальности от угла места (б)

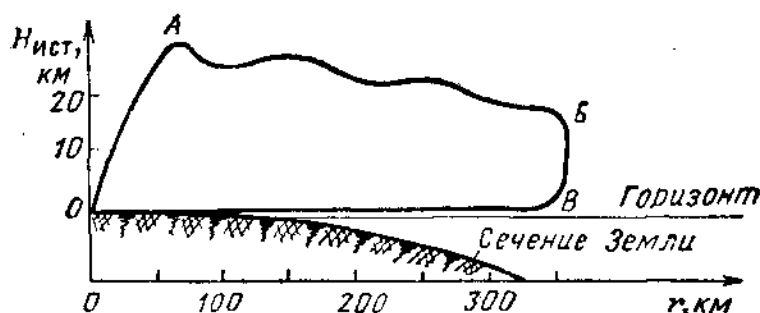


Рис. 5.11. Реальная диаграмма обнаружения косекансквадратного вида

Антенны РЛС с последовательным обзором могут иметь диаграммы двух основных видов: *игольчатые* и *веерообразные*. В зависимости от характера перемещений этих диаграмм в пространстве различают *круговой*, *секторный*, *спиральный* и *кадровый* обзор.

Круговой обзор осуществляется путем вращения антенны радиолокатора относительно вертикальной оси (рис. 5.10, а), например в наземных радиолокаторах дальнего обнаружения и самолетных радиолокаторах обзора земной поверхности. Диаграмме направленности в вертикальной плоскости придают такой вид, чтобы обеспечивалась *изовысотная* зона обзора. Интенсивность принимаемых сигналов от одинаковых целей, находящихся на одной высоте, в этом случае одинакова в пределах дальности действия РЛС. Для этого добиваются более интенсивного излучения и приема на малых углах места, чем на больших. Дальность действия радиолокатора в этом случае будет выражаться *косекансным* законом в зависимости от угла места (рис. 5.10, б)

$$r = \frac{H}{\sin \varepsilon} = H \operatorname{cosec} \varepsilon.$$

Поскольку, как это будет показано в § 5.4, дальность действия радиолокатора и коэффициент усиления антенны $G(\varepsilon)$ связаны зависимостью

$$r \equiv \sqrt{G(\varepsilon)},$$

то $G(\varepsilon)$ в этом случае будет выражаться *косекансквадратным* законом

$$G(\varepsilon) = G_0 \operatorname{cosec}^2 \varepsilon,$$

где G_0 — коэффициент усиления антенны в максимуме характеристики направленности. На рис. 5.11 показана реальная зона обзора, ее верхняя граница *AB* приблизительно совпадает с изовысотной диаграммой, а ее дальняя граница *BB* соответствует *изодально-*
стной диаграмме.

Секторный обзор отличается от кругового тем, что диаграмма направленности совершает периодическое движение в пределах ограниченного сектора. Секторный обзор применяется в том случае, если известно возможное направление на цель или если секторы обзора распределены между отдельными станциями.

Спиральный обзор осуществляется путем быстрого перемещения луча по спирали вокруг оси, образующей центр зоны обзора (рис. 5.12). Спиральный обзор применяется при игольчатых диаграммах направленности в некоторых типах самолетных радиолокаторов и станций орудийной наводки.

Кадровый обзор достигается путем быстрого качания луча антенны радиолокатора по одной угловой координате (азимуту) и медленного качания по другой (углу места). В результате след луча описывает зигзагообразную линию в пределах некоторого кадра (рис. 5.13). Такой вид обзора используется в режиме поиска целей, в наземных и корабельных радиолокаторах орудийной наводки.

Если круговой и секторный обзор — *одномерные*, то спиральный и кадровый относятся к *двумерным* методам обзора, поскольку обзор ведется по двум угловым координатам — азимуту и углу места. В одномерном случае пользуются плоскими, а в двумерном — телесными углами, например Ω_0 на рис. 5.13 — телесный угол просматриваемого участка. Если плоские углы измеряют отношением дуги к радиусу (радианы), то телесные — отношением площади поверхности сферы в пределах угла к квадрату радиуса (стерадианы).

Информация, получаемая от обзорного радиолокатора, может наблюдаться визуально на стационарных индикаторах кругового или секторного обзора либо транслироваться на вынесенные индикаторы по проводам или радиопередаче связи, а также *вводиться в системы полуавтоматического или автоматического сопровождения* целей по дальности и угловым координатам.

Для визуального наблюдения цели при круговом обзоре обычно используется индикатор кругового обзора (ИКО). В одной из возможных конструкций таких индикаторов отклоняющие катушки, на которые подается развертка дальности, вращаются синхронно с поворотом антенны, а интенсивность луча меняется управляющим

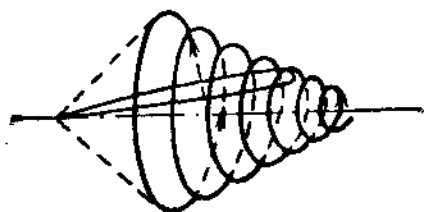


Рис. 5.12. Спиральный обзор пространства

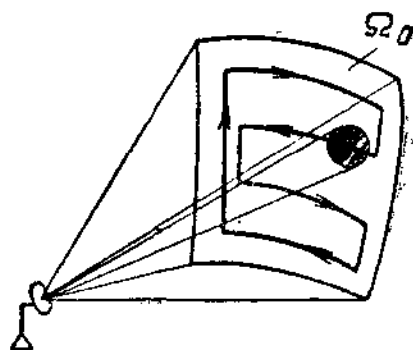


Рис. 5.13. Кадровый обзор пространства

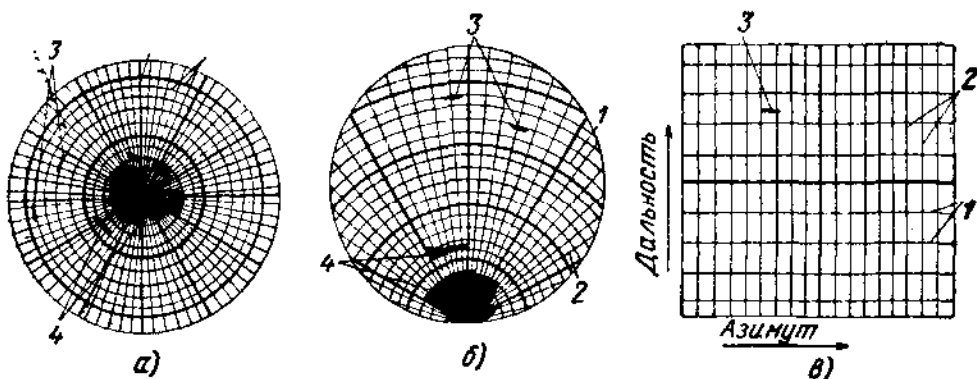


Рис. 5.14. Виды экранов индикаторов кругового (а), секторного (б, в) обзора.

Показаны масштабные линии дальности (1), азимута (2), отраженные сигналы от цели (3) и местных предметов (4)

электродом электроннолучевой трубки в зависимости от выходного напряжения приемника. Когда главный лепесток антенны в процессе обзора облучает цель, наблюдается яркостная отметка в виде дужки. Вместо получения вращающегося магнитного поля с помощью вращающихся катушек уже сравнительно давно используются также неподвижные пространственно разнесенные отклоняющие катушки, на которые подаются сдвинутые по фазе развертывающие синусоидальные напряжения. Вид экрана ИКО иллюстрируется на рис. 5.14, а. Системы кругового обзора могут использоваться не только для наблюдения воздушного пространства (с земли или летающей платформы — самолета, вертолета, аэростата), но также и для обзора земной поверхности. На рис. 5.14, б показан вид экрана индикатора секторного обзора, в качестве которого использован индикатор кругового обзора со смещенным центром, в результате чего увеличивается масштаб изображения. На рис. 5.14, в показан вид индикатора секторного обзора в прямоугольных координатах азимут—дальность. Аналогичное изображение наблюдается при использовании координат угол места—дальность.

Для полуавтоматического съема с индикаторов кругового и секторного обзора можно использовать совмещение метки считывания с меткой сигнала. Для этого необходимо регулировать задержку считывающего напряжения не только по дальности, но и по угловой координате.

Методы автоматического съема информации об угловой координате рассматриваются ниже в § 5.15.

Трансляция радиолокационного изображения должна предусматривать: передачу видеосигнала с выхода приемника, синхронизирующих импульсов, определяющих начало каждого цикла развертки по дальности, а также синусоидальных или импульсных напряжений, определяющих развертку по угловой координате. Вместе с синусоидальным развертывающим напряжением частоты вращения

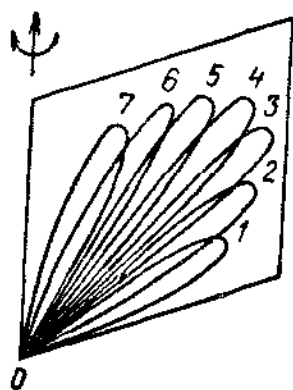


Рис. 5.15. Метод парциальных диаграмм

антенны может направляться его гармоника, обеспечивающая более точную передачу углового положения антенны (принцип часовой и минутной стрелок). При импульсной посылке сигналов вращения информация об угле передается в виде кодированных групп импульсов, характеризующих моменты времени, соответствующие фиксированным угловым положениям луча антенны.

Когда используется *цифровая* обработка информации, то автоматическое сопровождение может осуществляться с помощью универсальной цифровой вычислительной машины либо специализированного цифрового автомата сопровождения. Если при этом скорость обзора невелика и цель в процессе обзора может пройти расстояние, соизмеримое с расстоянием ее до других целей, то измерению угловой координаты могут предшествовать специальные этапы обработки — *предсказание* и *сличение*. Предсказание состоит в вычислении точки, вблизи которой ожидается появление будущей отметки цели на основании приема ее предшествующих отметок. На этапе сличения решается, какая из отметок (в том числе ложных) принадлежит траектории сопровождаемой цели. Попадание отметки в строб позволяет отсементировать ложные отметки, оказавшиеся за пределами строга и не принадлежащие, таким образом, к данной траектории. Поэтому для лучшей селекции размеры строга желательно уменьшить. Возможное уменьшение размеров строга ограничивается наличием ошибок экстраполяции.

Наряду с последовательным широкое применение находит *смешанный обзор*. Одним из распространенных видов смешанного обзора является *метод парциальных диаграмм по углу места*. Антенна РЛС в этом случае создает при приеме (или передаче и приеме) пучок расходящихся веером игольчатых лучей, расположенных, например, в вертикальной плоскости (рис. 5.15). При вращении веерного луча в горизонтальной плоскости производится одновременный обзор по углу места и последовательный — по азимуту. Сигналы, принятые отдельными парциальными каналами, поступают на свои автономные приемники. Информационные возможности РЛС при этом повышаются — можно обеспечить более высокую разрешающую способность по угловой координате (углу места ε) при сохранении высокого темпа обзора. Недостатком метода парциальных диаграмм является большая сложность приемного устройства и антенны (см. также § 5.17).

Кроме обзора по жесткой программе начинает использоваться обзор по *гибкой программе*, зависящей от результатов локации. При этом можно уделять *меньшее время* обнаружению на

тех направлениях, где выяснено отсутствие или наличие целей и известны их координаты, а *большее время* — направлениям, где *трудно вынести* соответствующие оптимальные решения. Кроме того, обзор по гибкой программе позволяет лучше сочетать *обнаружение всех целей* в широком секторе с низким темпом выдачи данных и грубой оценкой координат и *сопровождение ограниченного числа целей* с высоким темпом и более качественной выдачей информации. Простейший пример обзора по гибкой программе дает сочетание дальномера, т. е. станции кругового обзора, не имеющей разрешения по углу места, и высотомера, производящего обзор по углу места, антенна которого механически ориентируется в азимутальном направлении по целеуказанию от дальномера. Более перспективны системы с использованием практически безынерционного электронного сканирования луча антенны, *фазового* или *частотного*, а также с помощью электронной коммутации цепей питания антенной системы и др. При этом отпадает потребность в громоздких антенных приводах. Электронное сканирование целесообразно и в том случае, когда программа обзора является жесткой, но размеры антенны велики и не позволяют осуществить механическое сканирование.

В системах с фазовым сканированием пространственное смещение луча достигается за счет изменения сдвига фаз между соседними элементами антенной решетки с помощью управляемых фазовращателей.

На рис. 5.16 в качестве примера иллюстрируется принцип *фазового управления лучом* в одной плоскости для фазированной антенной решетки с параллельным питанием облучателей. Управляемые фазовращатели волноводных секций решетки устанавливают заданные значения фазового сдвига φ_0 между соседними облучателями. Максимум излучения и приема имеет место в таком направлении θ , для которого излученные или принимаемые облучателями колебания складываются в фазе. Применительно к рис. 5.16

$$\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} l \sin \theta \quad \text{или} \quad \sin \theta = \frac{c\varphi_0}{l\omega},$$

где l — расстояние между облучателями. Меняя фазовый сдвиг φ_0 , можно управлять положением максимума излучения (приема) и сканировать лучом РЛС, ширина диаграммы направленности которого определяется «видимым» раскрытием $d \cos \theta$. Последний убывает при отклонении луча на угол θ , что сопровождается расширением ан-

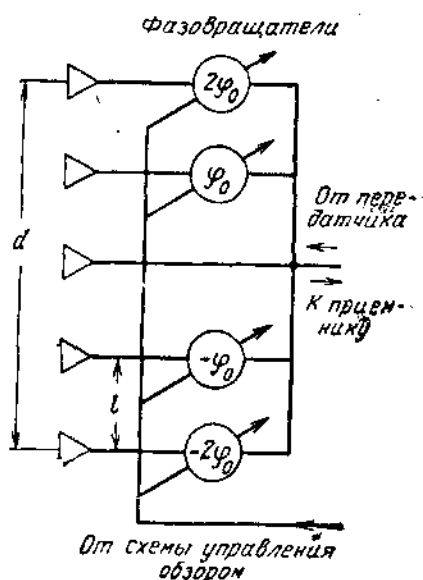


Рис. 5.16. Принцип электрического сканирования с помощью фазированной антенной решетки

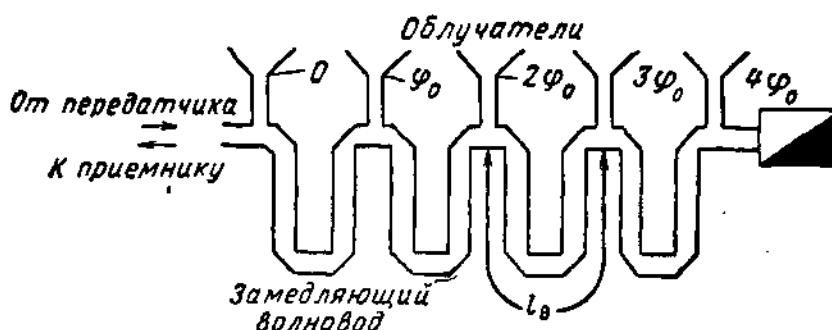


Рис. 5.17. Антенна с электрическим сканированием, осуществляемым путем изменения частоты излучаемых колебаний

тенного луча и падением коэффициента усиления антенны. Поэтому электронное сканирование производится в относительно узком секторе (до 60°). В качестве управляемых фазовращателей используются ферритовые СВЧ элементы, либо СВЧ элементы, содержащие полупроводниковые диоды с управляемой переменной емкостью. Для повышения допустимого обратного напряжения в таких диодах между p - n переходом ставят промежуточный нейтральный (i) слой, в связи с чем такие диоды называют pin (пин)-диодами. Управление фазовращателями может осуществляться плавно или дискретно. Передатчик можно заменить набором сфазированных маломощных генераторов, подключенных к элементам решетки.

Разновидность фазового сканирования луча для обзора по жесткой программе можно осуществить также, если соседние излучающие элементы антенной решетки возбуждать когерентно с помощью колебаний с небольшим относительным частотным сдвигом. Так, например, если первый излучатель возбуждается на частоте f_0 , второй — на частоте $f_0 + \delta f$, третий — на частоте $f_0 + 2\delta f$ и т. д., то за счет изменения сдвигов фаз колебаний во времени может быть образован сканирующий луч, перемещающийся по определенному закону.

Наряду с системами с фазовым управлением лучом, имеющими много облучателей, возможны системы с одним или несколькими облучателями, в которых регулируются параметры отдельных элементов *отражателя* или *линзы*.

При частотном управлении лучом необходимый фазовый сдвиг $\varphi_0 = \varphi_0(\omega)$ между облучателями достигается путем перестройки частоты колебаний, последовательно запитывающих облучатели через замедляющую систему, например волноводную (рис. 5.17).

Отклонение луча определяется выражением

$$\sin \theta = \frac{c}{l} \frac{\varphi_0(\omega)}{\omega}.$$

Зависимость $\varphi_0(\omega)$ аппроксимируется полиномом вида

$$\varphi_0(\omega) = k_1 \omega + k_2 \omega^2 + \dots$$

Для получения линейной зависимости θ от частоты ω достаточно иметь нелинейную (дисперсионную) зависимость $\varphi_0(\omega) = k_1\omega + k_2\omega^2$. Такую зависимость можно получить, используя изогнутые в виде змейки отрезки волновода. Набег фазы в отрезке волновода $\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda_n} l_0$, как и длина волны в волноводе λ_n , зависит от частоты и тем больше, чем длиннее отрезок. Дисперсия увеличивается при использовании волноводных гребенчатых структур.

В приемных антеннах колебания отдельных облучателей могут усиливаться раздельно и объединяться на промежуточной частоте через элементы задержки. В этом случае элементы задержки могут быть недиспергирующими, т. е. зависимость $\varphi_0(\omega)$ может быть линейной. Действительно, если $\varphi_0(\omega) = k_0 + k_1(\omega - \omega_r)$, где ω_r — частота гетеродина, имеет место частотная зависимость $\sin \theta = \frac{l}{c} \frac{\varphi_0(\omega)}{\omega}$. При этом качание луча можно производить путем изменения не только частоты сигнала, но и гетеродина.

Примером системы с *электронной коммутацией* цепей питания антенны является антенна, построенная на базе линзы Люнеберга в виде шара из диэлектрической среды, показатель преломления которой изменяется по определенному закону. Сканирование луча здесь достигается коммутацией излучателей, расположенных по экватору сферы.

В станциях с подвижными антеннами сканирование по одной из угловых координат может быть механическим, а по второй — электронным (частотным или фазовым). В станциях с неподвижными антеннами электронное сканирование осуществляется по двум координатам. Оно может быть, например, *фазо-фазовым* (т. е. фазовым по обеим координатам), *частотно-фазовым* (частотным по одной и фазовым по другой координате). Достоинством фазового сканирования является его широкополосность, недостатком — сравнительная сложность, особенно при значительном числе облучателей антенной решетки (порядка нескольких тысяч).

Наиболее широкополосными были бы решетки (см. рис. 5.16) с управляемыми задержками $t_0 = \omega_0/\varphi_0 = \dot{\omega}_0/\dot{\varphi}_0 = \dots$, а не только сдвигами фаз φ_0 , когда $\sin \theta = (c/l) t_0$ практически не зависит от частоты. К этому классу можно отнести также линзы Люнеберга.

Большой простотой конструкции отличаются антенны с частотным сканированием луча, однако они более узкополосны. Последнее ограничивает возможности использования широкополосных сигналов. Кроме того, частотное сканирование в широких пределах не применяется, если необходимо обеспечить высокую точность сопровождения объекта. Это объясняется тем, что при изменении положения луча одновременно изменяется частота излучаемых колебаний, что приводит к изменению отражающих свойств цели.

Помимо перечисленных выше достоинств систем с электронным сканированием следует отметить:

—возможность формирования многих лучей, что позволяет одновременно осуществлять несколько функций—поиск, распознавание и сопровождение ряда целей;

—большое произведение мощности на площадь раскрыва антенны;

—удобство совместной работы с ЭВМ, которая может управлять электронным сканированием лучей по заранее выработанной программе.

К недостаткам этих систем можно отнести их конструктивную сложность и высокую стоимость.

Обычно вводят ряд технических характеристик или *параметров обзора*, которые рассмотрим для *последовательного обзора*, когда характеристики направленности передающей и приемной антенн перемещаются одновременно.

1. Число циклов обзора в единицу времени $n \left[\frac{\text{циклов}}{\text{мин}} \right]$ или $m = n/60 \left[\frac{\text{циклов}}{\text{сек.}} \right]$. В зависимости от значения m различают быстрый и медленный обзор. Медленный обзор соответствует значению $m \ll 1$, быстрый — $m \geq 1$.

2. Время обзора пространства $t_{\text{обз}} = 1/m$ [сек]. Это время, в течение которого осуществляется один цикл обзора.

3. Количество раздельно разрешаемых секторов, просматриваемых за время обзора. В зависимости от того, используется одномерный или двумерный обзор, ориентировочное количество разрешаемых секторов будет $\frac{\beta_0}{\Delta\beta_{0,5P}}$ или $\frac{\Omega_0}{\Delta\Omega_{0,5P}}$, где β_0 , Ω_0 — полный сектор обзора, $\Delta\beta_{0,5P}$, $\Delta\Omega_{0,5P}$ — ширина луча по уровню половинной мощности. В случае кругового обзора $\beta_0 = 360^\circ$.

4. Время облучения $t_{\text{обл}}$. В зависимости от того, производится одномерный или двумерный обзор, время облучения составит

$$t_{\text{обл}} = t_{\text{обз}} \frac{\Delta\beta_{0,5P}}{\beta_0} \text{ или } t_{\text{обл}} = t_{\text{обз}} \frac{\Delta\Omega_{0,5P}}{\Omega_0}. \quad (1)$$

5. Время накопления $t_{\text{нак}} = \alpha t_{\text{обл}}$, где α — коэффициент пропорциональности. Если накапливаются все импульсы прямоугольной пачки, то $\alpha = 1$, при накоплении части импульсов $\alpha < 1$. При быстром обзоре пространства появляются возможности для осуществления междуобзорного накопления и $\alpha > 1$.

6. Число накапливаемых импульсов

$$M = \frac{t_{\text{нак}}}{T}, \quad (2)$$

где T — период следования импульсов. В зависимости от того, производится одномерный или двумерный обзор, выражения для числа накапливаемых импульсов с учетом соотношения (2) будут

$$M = \alpha \frac{t_{\text{обз}}}{T} \frac{\Delta\beta_{0,5P}}{\beta_0} \text{ или } M = \alpha \frac{t_{\text{обз}}}{T} \frac{\Delta\Omega_{0,5P}}{\Omega_0}. \quad (3)$$

7. *Эквивалентный коэффициент усиления антенны при обзоре $G_{\text{экр}}$.* При обзоре излучаемая энергия не концентрируется в секторе $\Delta\Omega_{0,5P}$, а разбрасывается по всему сектору обзора Ω_0 . Поэтому наряду с коэффициентом усиления антенны $G \approx 4\pi/\Delta\Omega_{0,5P}$ вводится эквивалентный коэффициент $G_{\text{экр}} \approx 4\pi/\Omega_0$. Тогда

$$M = \alpha \frac{t_{\text{обз}}}{T} \frac{G_{\text{экр}}}{G}. \quad (4)$$

Хотя приведенные соотношения могут быть использованы в очень многих случаях, их применимость тем не менее ограничена. В современных радиолокаторах возможно, например, электронное сканирование на передачу за время длительности одной импульсной посылки. В этом случае *нельзя одновременно сканировать на передачу и на прием*. Одной из возможных технических реализаций приемной антенны является тогда система с большим числом парциальных каналов.

Б. ДАЛЬНОСТЬ ДЕЙСТВИЯ И ЗОНЫ ВИДИМОСТИ СОВМЕЩЕННОГО РАДИОЛОКАТОРА

§ 5.4. Дальность действия совмещенного радиолокатора в свободном пространстве (общие соотношения)

К числу основных качественных показателей работы РЛС относятся условная вероятность правильного обнаружения и точность измерения координат. Как следует из кривых обнаружения, при фиксированной условной вероятности ложной тревоги условная вероятность правильного обнаружения является монотонной функцией отношения $\mathcal{E}/N_0$ суммарной энергии полезного сигнала к спектральной плотности шума на входе приемника. От указанного отношения зависят также и дисперсии ошибок измерений параметров сигнала. Поэтому для определения максимальной дальности действия РЛС найдем зависимость энергии принимаемых колебаний от дальности до нефлюктирующей цели с эффективной поверхностью σ .

В свободном пространстве на расстоянии r от РЛС плотность потока мощности прямой электромагнитной волны, создаваемой ненаправленной антенной, определяется отношением излучаемой импульсной мощности зондирующего импульса передатчика к поверхности сферы $4\pi r^2$. С учетом направленных свойств антенны, обладающей коэффициентом усиления $G(\beta, \varepsilon)$, где β и ε — угловые ко-

ординаты по азимуту и углу места, указанная плотность потока мощности увеличивается в $G(\beta, \varepsilon)$ раз и будет

$$S_{\pi} = \frac{P_{\pi} G(\beta, \varepsilon)}{4\pi r^2}. \quad (1)$$

Плотность потока мощности отраженной волны в точке расположения приемной антенны РЛС равна

$$S_{\text{пр}} = \frac{S_{\pi} \sigma}{4\pi r^2} \quad \text{или} \quad S_{\text{пр}} = \frac{P_{\pi} G(\beta, \varepsilon) \sigma}{(4\pi r^2)^2}.$$

Умножая величину $S_{\text{пр}}$ на эффективную площадь приемной антенны $A(\beta, \varepsilon)$, находим мощность отраженного сигнала, поступающего на согласованный вход приемника

$$P_{\text{пр}} = S_{\text{пр}} A(\beta, \varepsilon) = \frac{P_{\pi} G(\beta, \varepsilon) A(\beta, \varepsilon) \sigma}{(4\pi r^2)^2}. \quad (2)$$

Полагая, что параметры антенны $G(\beta, \varepsilon)$ и $A(\beta, \varepsilon)$ не изменяются за время локации цели, проинтегрируем соответственно левую и правую части равенства за время длительности принятого и зондирующего импульсов. Тогда от принимаемых мощностей перейдем к энергии сигналов

$$\mathcal{E}_{\text{пр}} = \frac{\mathcal{E}_{\pi} G(\beta, \varepsilon) A(\beta, \varepsilon) \sigma}{(4\pi r^2)^2}. \quad (3)$$

Согласно (3) энергия принимаемого сигнала, как и его мощность (2), обратно пропорциональна четвертой степени расстояния до цели.

В тех случаях, когда за время локации параметры антенны меняются, величина произведения $\mathcal{E}_{\pi} G(\beta, \varepsilon) A(\beta, \varepsilon)$ должна быть заменена эквивалентной, обеспечивающей то же самое значение интеграла от правой части равенства (2).

Используя соотношение (3), рассмотрим соображения, на основании которых определяется максимальная дальность действия РЛС в режимах обнаружения и измерения параметров когерентного сигнала.

Режим обнаружения. На основании кривых обнаружения когерентного сигнала и соотношения (3) можно построить зависимость вероятности правильного обнаружения от дальности до цели. Качественный характер указанной зависимости для двух фиксированных значений условных вероятностей ложной тревоги F_1 и F_2 приведен на рис. 5.18, где $F_2 > F_1$.

Если зафиксировать допустимое значение $D = D_{\text{доп}}$, то, как видно из рисунка, каждому значению величины F ставится в соответствие свое максимальное значение дальности, определяющее пороговое значение принимаемой энергии, такое, что при $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ значение $D \geq D_{\text{доп}}$.

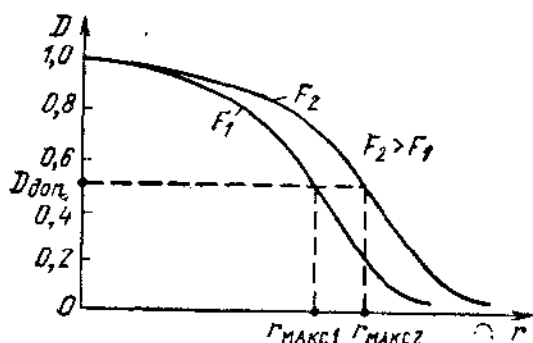


Рис. 5.18. Зависимость условной вероятности правильного обнаружения от дальности до цели

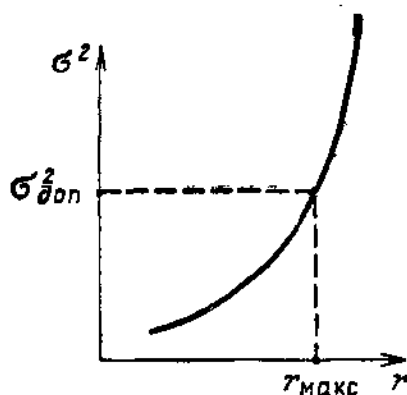


Рис. 5.19. Зависимость дисперсии ошибки измерения от дальности до цели

Решая уравнение (3) относительно r , получим так называемое *уравнение радиолокации*

$$r_{\text{макс}} = \sqrt[4]{\frac{\mathcal{E}_{\text{и}}}{\mathcal{E}_{\text{пр мин}}} \frac{G(\beta, \epsilon) A(\beta, \epsilon) \sigma}{(4\pi)^2}}, \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ определяется из кривых обнаружения для заданных D и F . Таким образом, максимальная дальность действия РЛС в режиме обнаружения определяется как дальность действия $r_{\text{макс}}$, при которой для $r \leq r_{\text{макс}}$ обнаружение цели обеспечивается с вероятностью правильного обнаружения, не меньше допустимой.

Режим измерения. На основании графика вида рис. 4.11 и соотношения (3) можно построить зависимость дисперсии ошибки измерения параметров сигнала от дальности до цели. Качественный характер указанной зависимости приведен на рис. 5.19. Если зафиксировать допустимое значение $\sigma^2 = \sigma_{\text{доп}}^2$, то, как видно из рис. 5.19, каждому заданному значению $\sigma_{\text{доп}}^2$ будет соответствовать свое предельное значение дальности, при котором еще $\sigma^2 \leq \sigma_{\text{доп}}^2$. Максимальной дальностью действия РЛС в режиме измерения называют такую дальность, при которой ошибки измерения не превосходят допустимых. При оптимальной обработке эта дальность определяется по значению $\mathcal{E}_{\text{пр мин}} = q_{\text{мин}}^2 N_0 / 2$ из графика вида рис. 4.11.

Уравнение (4) применимо для совмещенного радиолокатора как с *раздельными*, так и с *общими* антеннами на передачу и на прием. В современных подвижных радиолокаторах для передачи и приема обычно используется одна антенна, для которой коэффициенты A и G оказываются связанными между собой. При условии согласования антенны со входом приемника, как это доказывается в курсе антенно-фидерных устройств,

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A. \quad (5)$$

Поэтому формула (4) может быть представлена еще в таком виде

$$r_{\text{макс}} = \sqrt[4]{\frac{\mathcal{E}_n}{\mathcal{E}_{\text{пр мин}}} \frac{G^2(\beta, \varepsilon) \lambda^2 \sigma}{64\pi^3}} \quad (6)$$

или

$$r_{\text{макс}} = \sqrt[4]{\frac{\mathcal{E}_n}{\mathcal{E}_{\text{пр мин}}} \frac{A^2(\beta, \varepsilon) \sigma}{4\pi \lambda^2}} \quad (7)$$

Максимальное значение A пропорционально площади раскрыва антенны S_A :

$$A = kS_A.$$

Коэффициент использования площади антенны k зависит от распределения поля в раскрыве антенны. Если во всем раскрыве поле одинаково по фазе и интенсивности, то $k = 1$. Для большинства радиолокационных антенн $k = 0,4 \div 0,7$.

Поскольку при неизменных за время локации параметрах антенны $G(\beta, \varepsilon)$ и $A(\beta, \varepsilon)$ энергия импульсных входных сигналов $\mathcal{E}_n$ однозначно выражается через импульсную мощность P_n , а именно $\mathcal{E}_n = P_n \tau_n$, то в выражениях (4), (6) и (7) от отношения энергии $\mathcal{E}_n / \mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ можно перейти к соответствующим отношениям мощностей $P_n / P_{\text{пр мин}}$. Таким образом, обе записи оказываются равноценными. Однако запись через отношение энергий можно рассматривать как более удобную, поскольку при оптимальной обработке величина $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ не зависит от формы сигнала, определяемой видом огибающей и способом его внутриимпульсной модуляции, в то время как $P_{\text{пр мин}} = \mathcal{E}_{\text{пр мин}} / \tau_n$ существенно зависит от формы сигнала.

Поскольку значения G и A являются функциями угловых координат, то и дальность действия радиолокатора также является функцией этих координат. Обозначая нормированную характеристику направленности антенны (по полю) через $F(\beta, \varepsilon)$, можно записать

$$\begin{aligned} G(\beta, \varepsilon) &= G_{\text{макс}} F^2(\beta, \varepsilon), \\ A(\beta, \varepsilon) &= A_{\text{макс}} F^2(\beta, \varepsilon). \end{aligned} \quad (8)$$

В направлении, где G и A максимальны, дальность действия также будет иметь максимальное значение $r_{0 \text{ макс}}$. Для всех других направлений, учитывая зависимости (8), уравнение дальности можно записать в виде

$$r_{\text{макс}} = r_{0 \text{ макс}} F(\beta, \varepsilon). \quad (9)$$

Уравнение (9) описывает в сферической системе координат некоторую граничную поверхность, внутри которой при фиксированной ориентации характеристики направленности антенны радиолокатор может обнаруживать цели.

Анализируя полученные выражения для дальности действия РЛС, можно сделать следующие выводы:

1. Дальность действия РЛС *увеличивается с ростом мощности передатчика и пороговой чувствительности приемника*. Для увеличения дальности действия в свободном пространстве в 2 раза за счет мощности передатчика ее следует повысить в 16 раз.

2. Дальность действия *одноантенной* РЛС существенно зависит от *коэффициента усиления антенны*. Так, например, для увеличения дальности действия в 2 раза при прочих равных условиях коэффициент усиления G требуется увеличить только в 4 раза. Последний вывод может оказаться неприменимым в режиме обзора, когда из-за сужения луча может сократиться длительность облучения цели (§ 5.5).

3. Поскольку возможны значительные *изменения эффективной поверхности σ* , они *могут существенно сказываться на дальности действия*. Так, при изменении эффективной поверхности в 10^3 раз дальность действия изменяется в 5—6 раз, что затрудняет обнаружение малоразмерных целей, если радиолокатор не обладает большим запасом энергии сигнала.

Что касается зависимости дальности действия от *длины волны λ* [соотношения (6) и (7)], то ее надо рассматривать с учетом направленных свойств антенны. Так, при заданном G уменьшение λ приводит к уменьшению дальности действия, поскольку уменьшается эффективная площадь антенны A . При заданном A (и в отсутствие обзора) уменьшение λ приведет к увеличению дальности действия, поскольку при $A = \text{const}$ возрастает G . Условие отсутствия обзора существенно потому, что длительность принимаемого сигнала (пачки импульсов) считается в обоих случаях одинаковой.

Кроме указанных, при реальном проектировании немалую роль могут играть такие факторы, как:

- снижение практически достижимой средней и пиковой мощности передатчика при уменьшении длины волны;

- ухудшение чувствительности приемника при уменьшении длины волны;

- различное влияние условий распространения на дальность действия для разных диапазонов волн;

- зависимость эффективных поверхностей целей от длины волны.

Рассмотрим некоторые особенности использования соотношений данного параграфа с учетом флуктуаций цели, некогерентной обработки сигналов и т. д. Пусть амплитуда отраженного сигнала *флуктуирует* по закону Релея. Тогда для определения $\mathcal{E}_{\text{пр мин}} = \mathcal{E}_{\text{пр мин}}(D)$ следует использовать кривые обнаружения для флуктуирующего сигнала (см. рис. 3.53), в которых параметром обнаружения является отношение среднего значения (математического ожидания) энергии отраженного сигнала к спектральной плотности шума. Соответствующая этой величине дальность r находится из соотношения (3), если вместо неслучайного σ подставить *среднее*

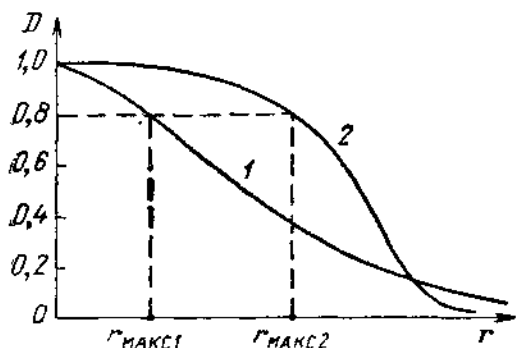


Рис. 5.20. Зависимости условной вероятности правильного обнаружения от дальности до флюктуирующей (кривая 1) и нефлюктуирующей (кривая 2) цели при $\bar{\sigma} = \sigma$

ностями *уменьшаются*, а на больших дальностях (при малых D) увеличиваются (см. рис. 5.20 и 3.53). Поэтому, если на максимальной дальности требуется высокая условная вероятность правильного обнаружения, например $D = 0,8$, то, как видно из рис. 5.20, флюктуации сказываются неблагоприятно и *уменьшают* максимальную дальность ($r_{\text{макс } 1} < r_{\text{макс } 2}$).

Когда принимается пачка *некогерентных импульсов*, вместо энергии одиночного импульса $\mathcal{E}_и$ можно подставить энергию пачки $\mathcal{E}_\Sigma$ и учесть потери на некогерентное суммирование. Примеры расчета вынесены в § 5.6.

§ 5.5. Влияние обзора на дальность действия радиолокатора

Формулы предыдущего параграфа, распространенные на случай некогерентного суммирования, позволяют рассчитать дальность действия по заданным значениям энергии пачки импульсов, коэффициенту усиления антенны и т. д. Однако величины, входящие в эти формулы, можно считать независимыми лишь при отсутствии обзора. В режиме обзора по жесткой программе энергия $\mathcal{E}_\Sigma$ зависит от длительности пачки, а значит, от ширины диаграммы направленности и коэффициента усиления антенны G .

Преобразуем произведение $\mathcal{E}_\Sigma G$. Если число импульсов в пачке M , а энергия каждого импульса $\mathcal{E}_и$, то

$$\mathcal{E}_\Sigma = \mathcal{E}_и M.$$

Согласно соотношению [(4), § 5.3] при $\alpha = 1$

$$M = \frac{t_{\text{обз}}}{T} \frac{G_{\text{экр}}}{G}.$$

значение (математическое ожидание) $\bar{\sigma}$. Наоборот, задаваясь r , вычисляя по формуле (3) величину $\mathcal{E}_{\text{пр}}$ и пользуясь рис. 3.53, можно найти зависимость условной вероятности правильного обнаружения от дальности до цели $D(r)$ для флюктуирующего когерентного сигнала. Даже при условии $\bar{\sigma} = \sigma$ она имеет несколько отличный, чем для нефлюктуирующего сигнала, характер. За счет флюктуаций сигнала вероятности его обнаружения на малых даль-

В этом случае

$$\mathcal{E}_\Sigma = t_{\text{обз}} \frac{\mathcal{E}_\Pi}{T} \frac{G_{\text{экв}}}{G}.$$

По определению

$$P_{\text{ср}} = \frac{P_\Pi}{T} \tau_\Pi = \frac{\mathcal{E}_\Pi}{T}.$$

Тогда

$$\mathcal{E}_\Sigma G = P_{\text{ср}} t_{\text{обз}} G_{\text{экв}}, \quad (1)$$

а

$$r_{\text{макс}} = \sqrt[4]{\frac{P_{\text{ср}} t_{\text{обз}} G_{\text{экв}} A \sigma}{\mathcal{E}_{\text{пр мин}} \Sigma (4\pi)^2}}. \quad (2)$$

Как следует из формулы (2), *дальность действия при обзоре пространства по жесткой программе не зависит от коэффициента усиления антенны G* . Это объясняется тем, что при изменении G (увеличении или уменьшении) одновременно изменяется во столько же раз число и суммарная энергия импульсов пачки (уменьшается или увеличивается). Поэтому произведение $\mathcal{E}_\Sigma G$ остается неизменным. Но дальность действия зависит РЛС от *эквивалентного коэффициента усиления антенны $G_{\text{экв}}$* , связанного с величиной просматриваемого сектора обзора соотношением $G_{\text{экв}} \approx \frac{4\pi}{\Omega_0}$.

Увеличение дальности действия РЛС при прочих равных условиях связано с *уменьшением просматриваемого сектора обзора*.

Согласно (2) дальность действия *увеличивается с ростом времени обзора $t_{\text{обз}}$* , поскольку при заданной частоте следования импульсов это ведет к увеличению числа импульсов в пачке. Однако увеличение $t_{\text{обз}}$ означает уменьшение темпа выдачи данных, что в ряде случаев недопустимо. Из формулы (2) далее следует, что дальность действия при обзоре определяется *средней мощностью передатчика*.

Формула (2) имеет практическое значение при сравнении РЛС, отличающихся способами обзора пространства. Из нее, в частности, следует, что при условии $P_{\text{ср}} t_{\text{обз}} G_{\text{экв}} A = \text{const}$ дальность действия РЛС практически не зависит (или мало зависит) от способа осуществления обзора.

Проиллюстрируем это на следующих четырех примерах РЛС, имеющих одинаковые средние мощности, а также секторы и времена обзора.

1. РЛС с раздельными на передачу и прием антеннами просматривает сектор обзора Ω_0 . Приемная система состоит из ряда парциальных каналов с игольчатыми диаграммами направленности по вертикали. Следы этих диаграмм условно показаны на рис. 5.21, *a* сплошными линиями, а сечения их заштрихованы. На передачу используется веерный луч в вертикальной плоскости, охватывающий участки, просматриваемые всеми приемными парциальными кана-

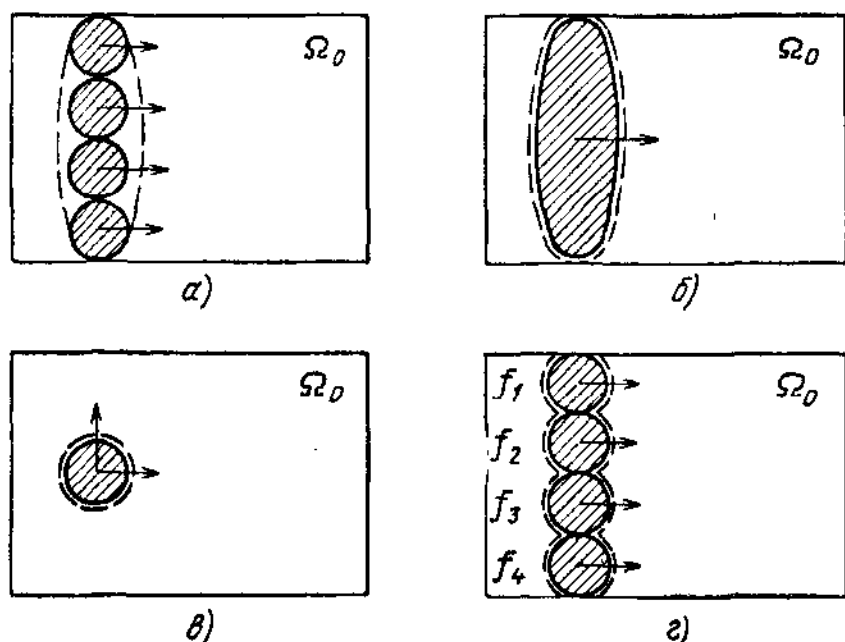


Рис. 5.21. Пояснение зависимости дальности действия от темпа обзора и средней мощности излучаемых колебаний

лами. След его показан пунктиром на рис. 5.21, а. Такой луч может быть образован на суженном по вертикали специальном передающем зеркале антенны или же на ее общем приемо-передающем зеркале со специально расфокусированным облучателем.

2 РЛС просматривает тот же сектор, при той же эффективной поверхности антенны на прием, но за счет увеличения длины волны ее диаграмма направленности расширена. При этом за счет выбора формы зеркала антенный луч расширился в вертикальной плоскости и остался неизменным в горизонтальной. Диаграмма направленности на передачу, совпадающая с диаграммой направленности на прием, такая же, как и в предыдущем случае (рис. 5.21, б).

3. Сектор обзора, эффективная поверхность антенны на прием, диаграммы направленности на прием и передачу те же, что и у парциальных каналов в первом случае, но обзор ведется за счет кадрового сканирования узкого луча (рис. 5.21, в).

4. В отличие от первого случая наряду с парциальным приемом используется парциальное излучение, например, на различных несущих частотах (рис. 5.21, г).

Легко убедиться, что во всех четырех случаях произведение $\Sigma GA = P_{\text{ср}} t_{\text{обз}} G_{\text{экр}} A = \text{const}$, а следовательно, и дальности действия одинаковы.

В самом деле, во втором случае по сравнению с первым меняется только ширина диаграммы направленности приемной антенны, но это не сказывается ни на энергии пачки, ни на эффективной площади приемной и коэффициенте усиления передающей антенн.

В третьем случае по сравнению с первым увеличивается коэффициент усиления передающей антенны, но во столько же раз уменьшается число импульсов в пачке, а значит, величина $\mathcal{E}_\Sigma$.

В четвертом случае при увеличении G вместо длительности пачки сокращается мощность парциального излучения, поскольку сравнение ведется при одинаковой суммарной средней мощности.

Если мощность излучения парциальных каналов не сокращается, суммарная средняя мощность излучения $P_{\text{ср}}$ увеличивается пропорционально числу парциальных каналов. Это дает возможность увеличить суммарную мощность $P_{\text{ср}}$ при ограниченной средней мощности излучения отдельных генераторов. Существуют и другие способы увеличения $P_{\text{ср}}$, например за счет сложения в пространстве мощностей отдельных генераторов, фазированных от одного источника и питающих элементы антенны типа фазированной решетки.

Следует указать, что произведение $\mathcal{E}_\Sigma GA$ даже при заданных значениях $t_{\text{обз}}$ и Ω_0 еще не является единственным фактором, влияющим на дальность действия. Величина порогового сигнала $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ зависит от потерь на некогерентное суммирование и меняет свое значение при изменении числа импульсов в пачке. Поэтому дальность обнаружения в третьем случае, когда число импульсов в пачке уменьшено, при прочих равных условиях несколько больше, чем для трех остальных случаев. Разница, однако, невелика, а сам вариант использования сканирующего игольчатого луча в случае большой дальности действия часто применим только при узком секторе обзора Ω_0 . Иначе в режиме обзора число импульсов в пачке может быть недостаточным (например, для одноканального измерения угловой координаты § 5.13—5.16) либо пачка вообще не будет образована.

Таким образом, проведенное рассмотрение подтверждает, что при условии $P_{\text{ср}} t_{\text{обз}} G_{\text{экр}} A = \text{const}$ дальность действия РЛС с обзором по жесткой программе практически не зависит (или, во всяком случае, мало зависит) от способа осуществления обзора.

Перейдем к анализу действия РЛС при обзоре по *гибкой программе*. Пусть, например, количество отраженных импульсов заранее не фиксируется, а определяется в процессе наблюдения, в зависимости от получаемых результатов. При этом антенна облучает каждое направление столько времени, сколько необходимо для вынесения решения о наличии или отсутствии цели с заданной достоверностью. Если реализации суммарных колебаний помехи и эффективной поверхности цели окажутся благоприятными, длительное облучение проводить нецелесообразно. Поэтому в среднем (при усреднении по реализациям) можно ожидать экономию времени наблюдения.

Обнаружение, при котором число отраженных импульсов не фиксируется заранее, а определяется лишь в процессе обзора, называется *последовательным обнаружением* (последовательным анализом или последовательным обзором),

При использовании последовательного обнаружения выходной эффект схемы обработки сравнивается с двумя порогами, нижним и верхним.

Если, например, выходной эффект схемы окажется меньше первого (или больше второго) порога, обработка прекращается и выносится решение соответственно об отсутствии (или наличии) сигнала. В обоих случаях антенное устройство получает команду о переходе в следующее угловое положение.

Если выходной эффект окажется между двумя порогами, принять окончательное решение нельзя и выдается команда о послышке следующего зондирующего импульса (группы импульсов) при том же положении антенны; энергия зондирующих колебаний может быть при этом повышена. В процессе обработки могут использоваться реализации предшествующих колебаний и т. д. Для упрощения хранения информации используют цифровые методы. Последовательное облучение исследуемого направления длится до тех пор, пока результат оптимальной обработки колебаний, принятых за несколько циклов послышки, не окажется либо меньше первого, либо больше второго порога.

Обычно для сокращения времени пребывания антенны в фиксированном положении пользуются так называемой *усеченной обработкой* (у с е ч е н н ы м п о с л е д о в а т е л ь н ы м а н а л и з о м). Это значит, что обработку обязательно прекращают по истечении определенного момента времени, устанавливая на последнем этапе обнаружения вместо двух порогов один (как при классическом обнаружении). В зависимости от превышения или непревышения этого порога принимается окончательное решение «да» или «нет».

Вариантами усеченного последовательного обнаружения могут быть двух- или трехэтапное обнаружение, когда максимальное число циклов обнаружения заранее устанавливается равным двум (трем). Если в результате первого этапа обнаружения не принято решение о наличии или отсутствии цели, производится зондирование сигналом, имеющим большую энергию. В необходимых случаях за вторым этапом обнаружения может следовать третий.

Реализация методов последовательного обнаружения возможна только на базе использования электронных методов сканирования луча, а также за счет усложнения устройств обработки принимаемых колебаний.

Сравнение классического обнаружения с последовательным показывает, что выигрыш последнего по среднему времени обзора оказывается тем выше, чем меньше заданная вероятность ложной тревоги F по сравнению с вероятностью пропуска цели $\hat{D}$, а также чем выше априорная вероятность отсутствия сигнала в заданном секторе обзора $P(A_0)$ по сравнению с априорной вероятностью наличия сигнала $P(A_1)$. Поскольку последовательный обзор описывается

весьма сложными расчетными соотношениями, широко пользуются методом статистического моделирования, который дает полезные для инженерной практики результаты. На основании опубликованных результатов прямого расчета и моделирования можно привести следующие данные.

Пусть, например, последовательный обзор пространства по углу производится для одного элемента дальности без изменения энергии зондирующего сигнала, а импульсы пачки отраженных сигналов флюктуируют независимо. Оценивалось расчетное сокращение среднего времени последовательного обзора $\bar{T}$ по сравнению с обычным для $F = 10^{-3}$, $\hat{D} = 0,1$. При значениях априорной вероятности $P(A_0)$ отсутствия цели в секторе обзора, близких к 0 и к 1, время обзора соответственно сокращается в 1,7 и 3 раза.

Если в процессе последовательного обзора получается информация о большом числе элементов дальности, среднее время обзора увеличивается, поскольку на каждом направлении возрастает вероятность попадания выходного напряжения схемы обработки между двумя порогами. Однако возрастание $\bar{T}$ оказывается не столь заметным и составляет, например, по результатам моделирования или прямого расчета при десятикратном изменении числа элементов разрешения около 1 дБ [75, 159]. Эффективность трехэтапного обзора с изменением энергии на втором и третьем этапах согласно результатам моделирования [115] несколько выше, а двухэтапного — примерно такая же, как эффективность последовательного обзора.

Выигрыш при последовательном обзоре возрастает, если интенсивность помех неодинакова для разных ориентаций луча антенны [159]. Так, в условиях сильных внешних помех средний энергетический выигрыш от использования последовательного обзора при числе элементов разрешения по дальности $N = 400$ изменяется по результатам моделирования от 5 до 22 дБ (в среднем 9,5 дБ).

Таким образом, использование метода последовательного обнаружения позволяет в ряде случаев повысить эффективность обзора, особенно в том случае, если в секторе обзора РЛС ожидается низкая плотность целей и помехи неравномерно распределены по разным направлениям. Выигрыш, даваемый такой РЛС, может быть использован для увеличения дальности действия или сокращения времени определения характеристик цели.

§ 5.6. Примеры учета факторов, влияющих на дальность действия в свободном пространстве

Расчет дальности действия радиолокатора производится по приведенным выше формулам, в общем случае с учетом влияния условий распространения радиоволн. Для расчета необходимо знать такие параметры, как:

- коэффициент усиления передающей антенны;
- эффективную поверхность приемной антенны;
- эффективную поверхность вторичного излучения цели;
- энергию зондирующего сигнала (или среднюю мощность излучения, сектор обзора и темп выдачи данных);
- пороговую энергию принимаемого сигнала $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$;
- потери в волноводном тракте на прием и передачу.

Особенно сложно определение пороговой энергии принимаемого сигнала $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$. Величина $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ зависит главным образом от спектральной плотности шума N_0 , которая в радиодиапазоне определяется из соотношения

$$N_0 = kT^\circ (Ш + t_a - 1). \quad (1)$$

Здесь $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ [дж/град] — постоянная Больцмана; T° — абсолютная температура в градусах Кельвина (обычно принимают $T^\circ = 300^\circ \text{ K}$); $Ш$ — коэффициент шума приемника; $t_a = T_a^\circ / T^\circ$ — относительная шумовая температура антенны; T_a° — ее абсолютное значение, которое учитывает прием мешающих излучений в зависимости от рабочей длины волны λ , формы диаграммы направленности антенны и ее ориентации относительно поверхности Земли, тропосферы, ионосферы, Солнца, Галактики (см. далее § 5.8), что существенно при использовании мал шумящих усилителей на входе приемника — квантовых и параметрических. Наоборот, при $t_a \approx 1$ или $Ш \gg |t_a - 1|$ соотношение (1) переходит в $N_0 = kT^\circ Ш$. В оптическом диапазоне значительно большее значение, чем внутренние шумы, имеет квантовая природа света. В этом случае можно считать $N_0 = hf$, где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ дж·сек — постоянная Планка, f — частота колебаний.

Сказанное проиллюстрируем числовым расчетом. Для $f = 10^{11}$ гц ($\lambda = 3$ мм) значение $hf \approx 6,62 \cdot 10^{-23}$ дж, что значительно меньше, чем величина $kT^\circ = 4 \cdot 10^{-21}$ дж. Для $f = 3 \cdot 10^{14}$ ($\lambda = 1$ мк) значение $hf \approx 2 \cdot 10^{-19}$ дж, что значительно превышает величину kT° .

Величина $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ зависит еще от целого ряда условий, которые можно свести в две группы. Первая из них учитывает степень некогерентности и характер флюктуаций отраженного сигнала, вторая — степень близости обработки к оптимальной. В каждую из групп в свою очередь входит ряд факторов. Если даже ограничиться расчетом дальности в режиме обнаружения, то и в этом случае придется учесть большое число факторов, влияющих на величину $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$. Так, только к факторам, учитывающим реальные условия обработки, относятся:

- неоптимальность тракта фильтрации по высокой и промежуточной частоте;
- неоптимальность видеочастотного тракта;
- неоптимальность визуального или цифрового съема информации.

На величину $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ влияют также условия обнаружения — заданные величины условных вероятностей правильного обнаружения D и ложной тревоги F , наличие флуктуаций цели и т. д.

Поскольку приведенные ранее расчетные графики (см. рис. 3.55, б) относились к пачкам радиоимпульсов прямоугольной формы, в расчет следует далее ввести поправку, связанную с учетом непрямоугольности пачки.

Начнем с анализа величины $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ в случае когерентных сигналов и оптимальной обработки. Определение $\mathcal{E}_{\text{пр мин}}$ может производиться на основе графиков (см. рис. 3.53) по заданным значениям D и F применительно к одиночным когерентным сигналам со случайной начальной фазой или пачкам таких сигналов (нефлюктуирующим или дружно флюктуирующим).

Пусть производится оптимальное обнаружение пачки из M когерентных между собой импульсов. Когерентная пачка с прямоугольной огибающей по своей энергии эквивалентна одному импульсу длительностью $\tau_{\text{п}} = M\tau_{\text{и}}$. Поэтому значение *коэффициента различимости* $v = \mathcal{E}_{\text{пр мин}}\Sigma/N_0$ определяется для нефлюктуирующей и флюктуирующей пачек при заданных D и F по графику (рис. 3.53). Так, для значений $D = 0,9$ и $F = 10^{-7}$ значение v для нефлюктуирующей пачки равно 13,5 дб (22,4). Соответствующее значение коэффициента различимости для одного импульса пачки будет $v_{\text{и}} = \mathcal{E}_{\text{пр мин}}\Sigma/MN_0 = v/M$ или в децибелах $v_{\text{и}}(\text{дб}) = v(\text{дб}) - 10\lg M$. Эта величина может быть найдена расчетным путем или из графика рис. 3.55, б. Например, для $D = 0,9$, $F = 10^{-7}$, $M = 10$ значение $v_{\text{и}}(\text{дб}) = 3,5$ дб, а $v_{\text{и}} = 2,24$. При этом дальность действия РЛС по сравнению с одиночным импульсом увеличивается в $\sqrt[4]{M}$ раз.

Пусть далее производится оптимальное обнаружение по пачке некогерентных импульсов. *Потери на некогерентное накопление импульсов* пачки будем обозначать v_1 . При этом значение коэффициента различимости пачки увеличится в v_1 раз или на $v_1(\text{дб})$, а дальность действия РЛС по сравнению с одиночным импульсом увеличится в $\sqrt[4]{M/v_1}$ раз. Значение v_1 в децибелах можно получить из графика, приведенного на рис. 3.56. Так, для $M = 10$ находим $v_1(\text{дб}) = 1,5$ дб. Коэффициент различимости для одного импульса пачки также увеличится на $v_1(\text{дб})$. Непосредственное определение коэффициента различимости для одного импульса пачки может быть произведено по кривым рис. 3.55, б для некогерентного суммирования (сплошная кривая). При числе импульсов в пачке $M = 10$ коэффициент различимости $v_{\text{и}}$ составляет 5 дб против 3,5 дб для когерентной пачки, т. е. потери составляют те же $v_1(\text{дб}) = 1,5$ дб.

Перейдем к поправкам, обусловленным изменением условий обнаружения от принятых за начальные ($D = 0,9$, $F = 10^{-7}$).

Начнем со случая, когда задаются D и F , отличные от принятых при построении кривых рис. 3.55 и 3.56. Приближенно можно

ввести поправку по кривым обнаружения (см. рис. 3.53). Так, для $D = 0,9$ и $F = 10^{-8}$ коэффициент различимости возрастает на 0,8 дб. Если пачка дружно флюктуирует, необходимо учесть дополнительное возрастание пороговой энергии (при $D = 0,9$ и $F = 10^{-8}$) согласно кривым рис. 3.53 примерно на 8,2 дб. Если коэффициент различимости для импульса нефлюктуирующей пачки ($D = 0,9$ и $F = 10^{-7}$) принять за начальный и обозначить v_0 , поправки, обусловленные переходом к новым D и F или к флюктуирующей пачке, целесообразно рассматривать как дополнительные потери v_2 (дб) или v_3 (дб). Следует иметь в виду, что при определении начального значения v_0 (дб) по графику рис. 3.55, б потери на некогерентную обработку v_1 учитываются автоматически. Потери v_2 и v_3 (без потерь v_1) учитываются сразу же, если начальное значение коэффициента различимости v_0 определять по графику рис. 3.53 с учетом заданных значений D и F и флюктуаций отраженного сигнала*.

Потери за счет неоптимальности полосы пропускания УПЧ (v_4). Пусть полоса пропускания по высокой (промежуточной) частоте выбрана шире оптимальной в $k \geq 1$ раз (что используется при нестабильной работе передатчиков, гетеродинов и для лучшего воспроизведения формы импульсов). Увеличение мощности шума на выходе приемника приводит к соответствующему проигрышу в пороговом сигнале. Последний, однако, может быть частично компенсирован. В самом деле, при более широкой полосе пропускания переходные процессы протекают быстрее, выбросы шума сужаются. Тогда за время длительности импульса вместо одного укладывается k независимых выбросов шума. Иначе, импульс сигнала и шума длительностью τ_n разбивается на k таких независимых более коротких импульсов, для каждого из которых полоса оптимальна. Некогерентное интегрирование этих импульсов после детектора до некоторой степени компенсирует проигрыш в пороговом сигнале. Последнее достигается путем сужения полосы пропускания по видеочастоте до величины порядка $1/\tau_n$. Нескомпенсированный проигрыш в пороговом сигнале для одиночного радиоимпульса определяется потерями некогерентного суммирования k импульсов (см. график рис. 3.56). Например, если $k = 3$, то потери составят v_4 (дб) = 0,8 дб или $v_4 = 1,2$ раза.

При обнаружении пачки из M некогерентных импульсов и неоптимальной полосе УПЧ после детектора фактически накапливается не M , а $M' = kM > M$ импульсов. Например, если $M = 20$, а $k = 3$, то $M' = 60$. Разность потерь для $M' = 60$ и $M = 20$ импульсов составит $4 - 2,25 = 1,75$ дб, что соответствует увеличению энергии порогового сигнала в $v_4 = 1,5$ раза.

Потери, обусловленные плохой разрешающей способностью индикатора или потенциалоскопа (v_5) и сужением полосы видеотракта

* Более точная методика расчета, как отмечалось ранее, описана в [191].

(v_6). За счет конечной ширины пятна изображение импульса на экране растягивается. Коэффициент растяжения k при заданных скорости развертки v [мм/мксек], длительности импульса τ_n [мксек] и диаметре пятна трубки d [мм] определяется соотношением

$$k = \frac{v\tau_n + d}{v\tau_n}.$$

При этом в каждом цикле развертки налагаются яркости k соседних независимых выбросов шума (или сигнала и шума). Это значит, что за M циклов будет налагаться $M' = kM$ таких выбросов, т. е. дополнительные потери интегрирования будут определяться разностью потерь для $M' = kM$ и M импульсов. Например, если $\tau_n = 2$ мксек, $v = 0,1$ мм/мксек, $d = 1$ мм, $M = 20$, то $k = 6$, а v_6 (дб) = 2,8 дб.

Аналогичные потери имеют место при сужении полосы пропускания P_v видеотракта приемного устройства. Соответствующий коэффициент растяжения выбросов помехи (или сигнала и помехи) в видеотракте будет

$$k = \frac{P_o + P_v}{P_v},$$

где $P_o = (1,2 \div 1,4)/\tau_n$ — практически оптимальная полоса. Например, если $P_v/P_o = 1/5$ (т. е. $k = 6$), то v_6 (дб) = 2,8 дб, так же как и в предыдущем случае.

Потери за счет неоптимальной формы частотных характеристик приемника (v_7). Уже в случае использования полосовых фильтров с оптимальной полосой (см. § 3.12) пороговое значение энергии принимаемого сигнала увеличивается в 1,2 раза или на v_7 (дб) = 0,8 дб по сравнению со случаем чисто оптимальной фильтрации.

Потери, зависящие от оператора, или потери на цифровую обработку (v_8). Способность оператора наблюдать за экраном индикатора и распознавать отраженные импульсы ограничена. Так, индикатор кругового обзора, насчитывающий 180 элементов разрешения по азимуту и 20 элементов по дальности, при темпе обзора 10—20 сек выдает в секунду 180—360 двоичных единиц информации. Информационная же способность оператора не превышает 20 двоичных единиц информации в 1 сек. Такое несоответствие приводит к потерям в энергии порогового сигнала. Как следует из экспериментальных данных, эти потери зависят от вероятности правильного обнаружения в каждом цикле обзора. Для значений D , заключенных между 0,9 и 0,5, потери могут изменяться от 2,0 до 7,5 дб. Потери на цифровую обработку можно определить по графику рис. 3.57. При $n = n_{\text{опт}}$ дополнительные потери по сравнению со случаем квадратичного накопления не превышают 1—2 дб.

Поправка, обусловленная неточным учетом формы диаграммы направленности (v_9). До сих пор предполагалось, что форма импуль-

сов пачки прямоугольная, а их амплитуда соответствует максимальному коэффициенту усиления антенны. Реально же пачка при заданном максимальном коэффициенте усиления модулируется непрямоугольной диаграммой направленности. При одинаковой ширине результирующей диаграммы направленности (на передачу и прием) по половинной мощности суммарная энергия непрямоугольной пачки меньше энергии прямоугольной. Для гауссовой характеристики направленности энергетические потери составляют примерно $v_9 \text{ (дб)} \approx 2 \text{ дб}$ (приложение 7).

Потери в линии передачи (v_{10}). Сюда относят потери в фидерных линиях от выхода передатчика до входа передающей антенны, а также от выхода приемной антенны до входа приемника (включая потери в разряднике в случае одноантенного построения радиолокатора). Если эти потери невелики и суммируются с остальными, отдельно их не учитывают (как ослабление мощности передатчика в фидерном тракте и соответствующее изменение коэффициента шума приемника).

Помимо рассмотренных основных существуют другие виды потерь, например за счет ухудшения параметров радиолокатора в ходе эксплуатации, возможного ограничения сигнала в тракте приема (последние невелики) и т. п. В каждом конкретном случае расчета дальности действия РЛС важно выяснить все источники потерь применительно к условиям работы аппаратуры. С учетом всех независимых потерь выражения для результирующего коэффициента различимости принимаемого импульса и его пороговой энергии могут быть записаны в виде

$$v_n \text{ (дб)} = v_0 \text{ (дб)} + \sum_i v_i \text{ (дб)},$$

$$\mathcal{E}_{\text{пр мин}} = v_n N_0.$$

В качестве примера рассчитаем *дальность действия* радиолокатора в свободном пространстве, без учета затухания в атмосфере, если заданы: мощность излучения $P_n = 1 \text{ Мвт}$, коэффициент усиления антенны $G_{\text{макс}} = 1000$, рабочая длина волны $\lambda = 25 \text{ см}$, длительность импульса $\tau_n = 10 \text{ мксек}$, частота следования импульсов $F = 400 \text{ гц}$, ширина диаграммы направленности антенны в азимутальной плоскости по уровню половинной мощности $\beta_{0,5P}^0 = 4^\circ$, темп обзора $n = 6 \text{ об/мин}$ (угловая скорость 36 град/сек), коэффициент шума приемника $\mathcal{H} = 5$, относительная шумовая температура антенны $t_a = 0,2$, полоса пропускания УПЧ $\Pi = 300 \text{ кгц}$, полоса пропускания видеоусилителя оптимальная, скорость развертки индикатора по дальности $v = 0,25 \text{ мм/мксек}$, диаметр пятна трубки $d = 1 \text{ мм}$, вероятность ложной тревоги $F = 10^{-7}$, вероятность правильного обнаружения $D = 0,9$, среднее значение эффективной отражающей поверхности цели $\sigma = 5 \text{ м}^2$. В станции производится некогерентное накопление импульсов пачки, флуктуирующих дружно.

Замечая, что $\mathcal{E}_n = P_n \tau_n$, $\mathcal{E}_{\text{пр мин}} = v_n N_0$, $N_0 = kT^\circ (Ш + t_a - 1)$, из уравнения дальности [(6), § 5.4] находим

$$r_{\text{макс}} = \sqrt[4]{\frac{10^6 \cdot 10 \cdot 10^{-6} \cdot 10^8 \cdot 625 \cdot 10^{-4} \cdot 5}{v_n \cdot 4 \cdot 10^{-21} \cdot 4,2 \cdot 64 \pi^3}} \approx \frac{5,55 \cdot 10^5}{\sqrt[4]{v_n}} \text{ [м]}.$$

Число импульсов в пачке

$$M = F \frac{60}{n} \frac{\beta_{0,5P}^\circ}{360^\circ} = 400 \cdot \frac{60}{6} \cdot \frac{4}{360} \approx 44.$$

Начальный коэффициент различимости v_0 при некогерентном суммировании импульсов определим непосредственно по графику рис. 3.55, б. Для условий настоящей задачи он равен v_0 (дб) = 1,8 дб. Потери пересчета на другие вероятности D и F в данном примере отсутствуют, т. е. $v_2 = 0$. Потери v_3 на флуктуации согласно графику кривых обнаружения (рис. 3.53) для $D = 0,9$ и $F = 10^{-7}$ составляют v_3 (дб) = 8,6 дб, потери v_4 за счет неоптимальности полосы УПЧ $\Pi = 300 \text{ кгц}$ определим, вычислив отношение

$$k_1 = \frac{\Pi}{\Pi_0} = \frac{300 \cdot 10^3 \cdot 10 \cdot 10^{-6}}{1,2} = 2,5.$$

Потери v_5 за счет недостаточной разрешающей способности индикатора определим, вычислив коэффициент растяжения

$$k_2 = 1 + \frac{d}{v \tau_n} = 1,4.$$

По графику рис. 3.56 разность потерь некогерентного суммирования $M = 44$ и $k_1 k_2 M = 154$ импульсов v_4 (дб) + v_5 (дб) $\approx 1,8$ дб. Потери v_6 , обусловленные сужением полосы видеотракта, в данном случае отсутствуют. Потери за счет неоптимальности амплитудно-частотной характеристики приемника v_7 (дб) = 0,8 дб. Потери, зависящие от оператора, примем равными v_8 (дб) = 2 дб. Поправка, обусловленная формой диаграммы направленности, v_9 (дб) = 2 дб. Потери в фидерном тракте учитывать не будем.

Тогда суммарный коэффициент различимости v_n будет около 17 дб или $v_n = 50$. Окончательно получим

$$r_{\text{макс}} = \frac{5,55 \cdot 10^5}{\sqrt[4]{50}} \approx 210 \text{ км}.$$

Хотя изложенная методика расчета дальности действия является приближенной, она позволяет достаточно ясно судить о влиянии различных факторов на дальность и вероятность обнаружения цели. Закон корня четвертой степени снижает влияние ошибок определения отдельных параметров на конечный результат.

§ 5.7. Влияние земли на дальность действия

Влияние земли на дальность действия радиолокатора связано в первую очередь с явлением *интерференции радиоволн*, распространяющихся между радиолокационной станцией и целью прямолинейно и путем отражения от поверхности земли (рис. 5.22).

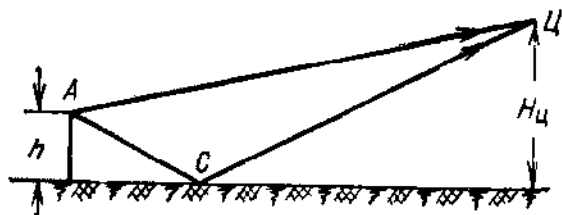


Рис. 5.22. Интерференция радиоволн, распространяющихся до цели и обратно непосредственно (путь AC) и с отражением от поверхности земли (путь AC)

Дальность действия возрастает, если прямая и отраженная от земли волны синфазны, и уменьшается, если эти волны противофазны. Сложение прямой и отраженной волн в точке приема эквивалентно изменению характеристик направленности расположенной над землей антенны на передачу и на прием. Поэтому влияние земли можно учесть количественно, заменяя $G(\beta, \epsilon)$, $A(\beta, \epsilon)$ в формулах [(4), (6), (7), § 5.4] или $F(\beta, \epsilon)$ в формуле [(9), § 5.4] соответствующими выражениями, учитывающими это влияние.

Обозначим напряженность интерференционного поля, создаваемого в месте расположения цели E_m , напряженность поля прямой волны $E_{m0} F(\epsilon)$ и напряженность поля волны, отраженной от плоской однородной земли, $E_{m0} F(-\epsilon) p e^{-i\Delta\phi}$. Здесь $p = |p| e^{-i\phi_p}$ — коэффициент отражения от земли; $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2h \sin \epsilon$ — разность фаз прямой и отраженной волн (рис. 5.23); h — высота расположения антенны над землей; λ — рабочая длина волны. Примерные значения модулей и аргументов коэффициента отражения в зависимости от угла места можно установить из графиков рис. 5.24.

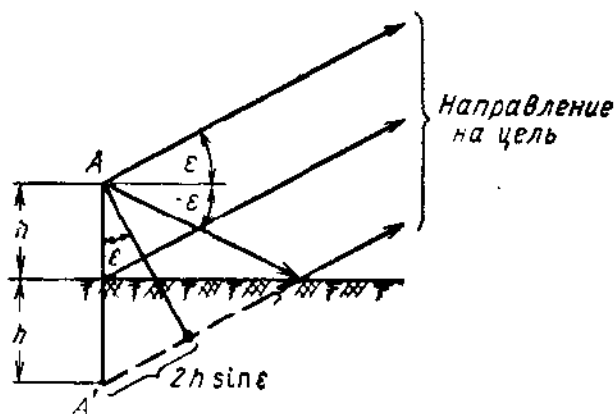


Рис. 5.23. К определению разности хода прямой и отраженной волн

Сплошные кривые приведены для зеркального отражения от морской воды, пунктирные — от сухой почвы. Буквы Γ и B соответствуют горизонтальной и вертикальной поляризации поля; после соответствующей буквы указана длина волны в метрах. Модуль отношения E_m/E_{m0} может быть рассчитан с использованием правила параллелограмма

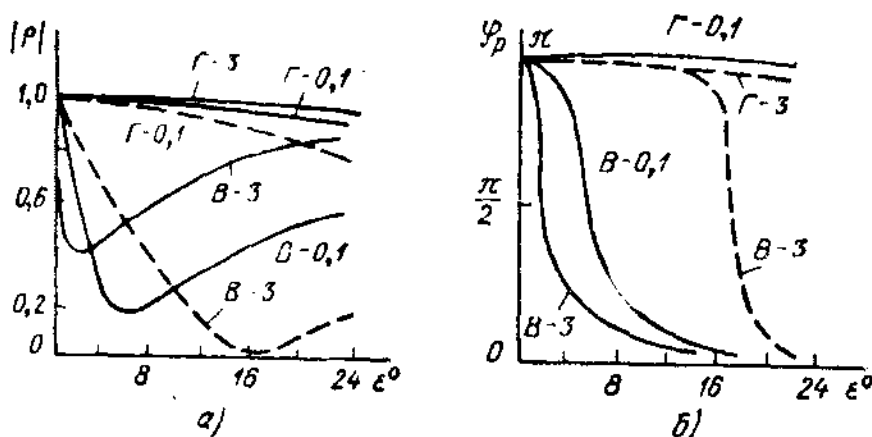


Рис. 5.24. Зависимость модуля (а) и аргумента (б) коэф-
фициента отражения от угла места

и будет представлять собой дополнительный множитель направленности по полю, который называют множителем земли

$$F_{\text{зем}}(\epsilon) = \sqrt{1 + |p|^2 \left| \frac{F(-\epsilon)}{F(\epsilon)} \right|^2 + 2|p| \left| \frac{F(-\epsilon)}{F(\epsilon)} \right| \cos(\varphi_p + \Delta\varphi)}.$$

Для одноантенного радиолокатора, когда этот множитель дополнительно входит в энергетические характеристики направленности антенны при приеме и передаче, вместо соотношения $r_{\text{макс}} = r_{0\text{макс}} F(\epsilon)$ имеет место соотношение

$$r_{\text{макс}} = r_{0\text{макс}} F(\epsilon) F_{\text{зем}}(\epsilon). \quad (1)$$

В простейшем случае зеркального отражения, которое наблюдается при малых углах места (от спокойной поверхности моря — на всех волнах, начиная с сантиметровых, или от гладкой поверхности земли — на метровых волнах), модуль коэффициента отражения $|p| = 1$, а его фаза $\varphi_p = 180^\circ$. Тогда при симметричной характеристике антенны (без учета земли) и ее горизонтальном расположении над землей, когда $F(-\epsilon) = F(\epsilon)$, имеем

$$\begin{aligned} F_{\text{зем}}(\epsilon) &= 2 \left| \sin \frac{2\pi}{\lambda} h \sin \epsilon \right|, \\ r_{\text{макс}} &= 2r_{0\text{макс}} \left| \sin \frac{2\pi}{\lambda} h \sin \epsilon \right|. \end{aligned} \quad (2)$$

Кривые множителя $F_{\text{зем}}(\epsilon)$ представлены на рис. 5.25 для случаев, когда h/λ равно 2 и 3.

Таким образом, при зеркальном отражении ($|p| = 1$, $\varphi_p = 180^\circ$) дальность действия радиолокатора зависит от угла места цели и может быть как больше, так и меньше величины $r_{\text{макс}}$. Наибольшее значение дальности действия доходит до $2r_{\text{макс}}$, а наименьшее — до нуля; последнее связано с тем, что модуль коэффициента

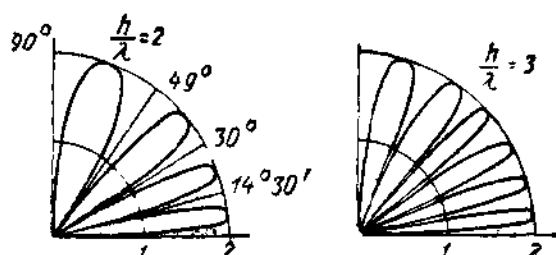


Рис. 5.25. Графики множителя земли для случая $|p| = 1$, $\varphi_p = 180^\circ$ при $h/\lambda = 2$ и 3

отражения $|p|$ принят равным единице. Практически увеличение дальности до $2r_{\text{макс}}$ возможно, если площадка вокруг радиолокатора является достаточно гладкой в пределах первой зоны Френеля.

Если $|p| < 1$, зависимость $r'_{\text{макс}}(\epsilon)$ также носит лепестковый характер, однако $r'_{\text{макс}} < 2r_{\text{макс}}$, а провалы менее глубоки (амплитуды интерферирующих колебаний не равны между собой). На сантиметровых волнах $|p| \ll 1$, так как большинством участков земной поверхности в соответствии с формулой [(5), § 2.14], где $\theta = \epsilon$, эти волны рассеиваются диффузно. Поэтому на дальность действия радиолокаторов сантиметрового диапазона для целей, кроме низколетящих, земля не оказывает существенного влияния. Тем более земля не оказывает влияния и на дальность действия радиолокаторов, работающих узким, *оторванным от земли лучом*, когда $|F(-\epsilon)| \ll |F(\epsilon)|$. С достаточной степенью точности в этом случае можно пользоваться уравнением дальности для свободного пространства.

§ 5.8. Влияние атмосферы и космоса на дальность действия

Реальные условия распространения радиоволн в атмосфере (тропосфере и ионосфере) отличаются от условий распространения в свободном пространстве. Это сказывается на дальности действия радиолокатора и точности измерения координат. Влияние атмосферы на дальность радиолокации связано с:

- искривлением траектории распространения,
- затуханием радиоволн,
- изменением характера поляризации колебаний в ионосфере,
- тепловым излучением атмосферы, влияющим на относительную шумовую температуру антенны приемника при использовании квантовых и параметрических усилителей.

Наряду с излучением атмосферы иногда приходится учитывать влияние космических излучений, например в случае радиолокации высоколетящих объектов.

Перейдем к более подробному рассмотрению перечисленных выше факторов.

Искривление траектории (явление рефракции) вызывается изменением коэффициента преломления тропосферы и ионосферы глав-

ным образом по высоте. В *тропосфере*, особенно в ее нижних слоях, изменение коэффициента преломления по высоте обусловлено соответствующим изменением давления p , температуры T° и абсолютной влажности воздуха e . Для коэффициента преломления тропосферы в результате многочисленных опытов принято выражение

$$n = \sqrt{1 + \alpha} \approx 1 + \frac{\alpha}{2} = 1 + \frac{79 \cdot 10^{-8}}{T^\circ} \left(p + \frac{4800 e}{T^\circ} \right), \quad (1)$$

где p и e в *ньютонах/м²* ($1 \text{ н/м}^2 = 10^{-5} \text{ бар} = 0,987 \cdot 10^{-5} \text{ атм} = 0,75 \times 10^{-2} \text{ мм рт ст.}$), а T° в $^\circ\text{К}$.

Существенно, что величина α практически не зависит от частоты вплоть до субмиллиметрового диапазона. Характер и величина рефракции зависят, однако, от вертикального градиента коэффициента преломления $\frac{dn}{dH}$. При $\frac{dn}{dH} > 0$ радиолуч отклоняется от прямой линии вверх (отрицательная рефракция, рис. 5.26, кривая 1). Если $\frac{dn}{dH} < 0$, радиолуч отклоняется от прямой вниз (положительная рефракция, рис. 5.26, кривая 2).

В силу кривизны земной поверхности рефракция влияет на дальность действия радиолокатора по низколетящим целям и видимость местных предметов. Дальность действия по низколетящим целям уменьшается при отрицательной рефракции и увеличивается при положительной.

Для учета влияния рефракции на дальность действия часто вводят *эффективный радиус земли* $\rho_{\text{эф}}$, отличный от истинного $\rho_z = 6,37 \times 10^6 \text{ м}$. Эффективная кривизна земли $\frac{1}{\rho_{\text{эф}}}$ отличается от истинной $\frac{1}{\rho_z}$

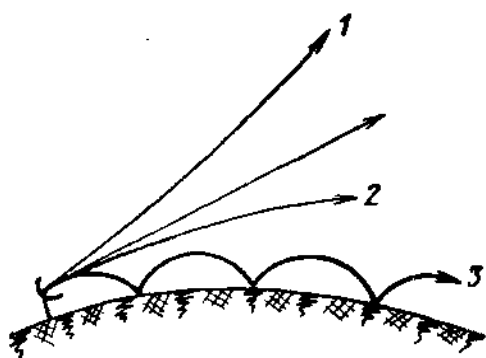


Рис. 5.26. Искривление траекторий распространения радиоволн в атмосфере

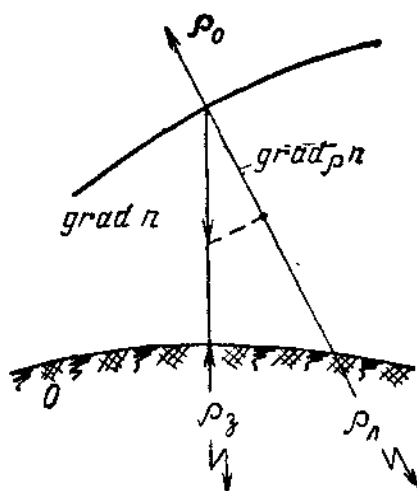


Рис. 5.27. К расчету радиуса кривизны луча

на величину кривизны луча $\frac{1}{\rho_{\text{л}}}$, т. е.

$$\frac{1}{\rho_{\text{эф}}} \approx \frac{1}{\rho_{\text{з}}} - \frac{1}{\rho_{\text{л}}}. \quad (2)$$

Величина кривизны луча $\frac{1}{\rho_{\text{л}}}$ численно равна отношению проекции градиента показателя преломления $\text{grad } n$ на главную нормаль $\vec{\rho}^0$ к лучу (рис. 5.27) к самому показателю преломления (приложение 8)

$$\frac{1}{\rho_{\text{л}}} = \frac{1}{n} \text{grad}_0 n. \quad (3)$$

Если показатель преломления n зависит только от высоты над землей, то для направлений распространения, близких к горизонтальному при имеющих место значениях n , мало отличающихся от единицы, кривизна луча численно равна

$$\frac{1}{\rho_{\text{л}}} \approx -\frac{dn}{dH}.$$

Полагая $\frac{dn}{dH} = \text{const}$, получаем, что $\rho_{\text{л}} = \text{const}$, т. е. величина $\rho_{\text{эф}}$ остается одной и той же на протяжении луча. Именно в предположении $\frac{dn}{dH} = \text{const}$ и справедливо представление о неизменном эквивалентном радиусе земли.

Для «стандартной» тропосферы вертикальный градиент коэффициента преломления $\frac{dn}{dH} = -4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ и эффективный радиус земли $\rho_{\text{эф}} = \frac{4}{3} \rho_{\text{з}}$. При «критической» рефракции $\frac{dn}{dH} = -0,157 \times 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ значение $\rho_{\text{эф}} = \infty$. В этом случае кривизна радиолуча равна кривизне земли, т. е. радиоволны распространяются по окружности, концентрической с окружностью сечения земли.

Если $\frac{dn}{dH} < -0,157 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, наступает так называемая «сверхрефракция». Кривизна луча оказывается больше кривизны земли. Поэтому радиолуч, претерпевая полное внутреннее отражение, возвращается на землю, отразившись от ее поверхности, вновь претерпевает полное внутреннее отражение и т. д. (см. рис. 5.26, кривая 3). В результате возникает «атмосферный волновод». Явление сверхрефракции чаще всего наблюдается летом над морем, особенно в утренние часы, когда нижние слои воздуха более охлаждены и насыщены влагой, чем верхние. Наблюдается явление сверхрефракции и над сушей, например в степных районах. Высота атмосферного волновода обычно измеряется метрами и десятками метров и почти никогда не превышает 200 м. Дальность обнаружения

при наличии сверхрефракции увеличивается в несколько раз. Чем короче волна, тем чаще наблюдается увеличение дальности за счет сверхрефракции, поскольку при этом чаще выполняются условия образования атмосферного волновода. Однако в целом явление сверхрефракции весьма нерегулярно.

Искривление радиолуча в *ионосфере* также определяется в основном изменением коэффициента преломления с высотой. Последний связан с концентрацией электронов N_0 [м⁻³] и частотой f [Гц] соотношением

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{80,8 N_0}{f^2}} = \sqrt{1 + \alpha}, \quad (4)$$

где

$$\alpha = \epsilon_r - 1 = -\frac{80,8 N_0}{f^2} \quad (5)$$

есть величина отклонения относительной диэлектрической постоянной ϵ_r от единицы. Тогда

$$\frac{dn}{dH} = -\frac{40,4}{nf^2} \frac{dN_0}{dH} \quad (6)$$

На рис. 2.35. приведены примеры распределения концентрации электронов в ионосфере по высоте для высокой и низкой солнечной активности, для дня и ночи. Используя приведенные соотношения и распределение электронов, нетрудно получить для частоты $f = 400$ МГц

$$\left| \frac{dn}{dH} \right|_{\text{max}} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-1}.$$

Уже эта величина на порядок меньше соответствующего значения для «стандартной» тропосферы, а с увеличением частоты влияние ионосферы сильно ослабевает (пропорционально $1/f^2$).

Поэтому в диапазоне УКВ ионосферная рефракция существенно не влияет на дальность радиолокации, но может сказываться на точности. Это влияние рассмотрено специально в § 5.21. Заметим, что при оценке влияния рефракции в ионосфере обычно не удается ограничиться введением эквивалентного радиуса Земли, как это делается для тропосферы, из-за сложного характера зависимости $n(H)$.

В диапазоне КВ возможно регулярное явление «сверхрефракции». Оно и лежит в основе загоризонтной возвратно-наклонной локации (гл. 1, рис. 1.17).

Затухание радиоволн в тропосфере возникает за счет поглощения и рассеяния энергии радиоволн: во-первых дипольными молекулами кислорода и паров воды и во-вторых, частицами конденсированной влаги и пыли.

— Оба вида затухания ведут к уменьшению дальности.

На рис. 5.28 представлены зависимости коэффициента затухания B [дБ/км] радиоволн от длины волны из-за наличия в тропосфере

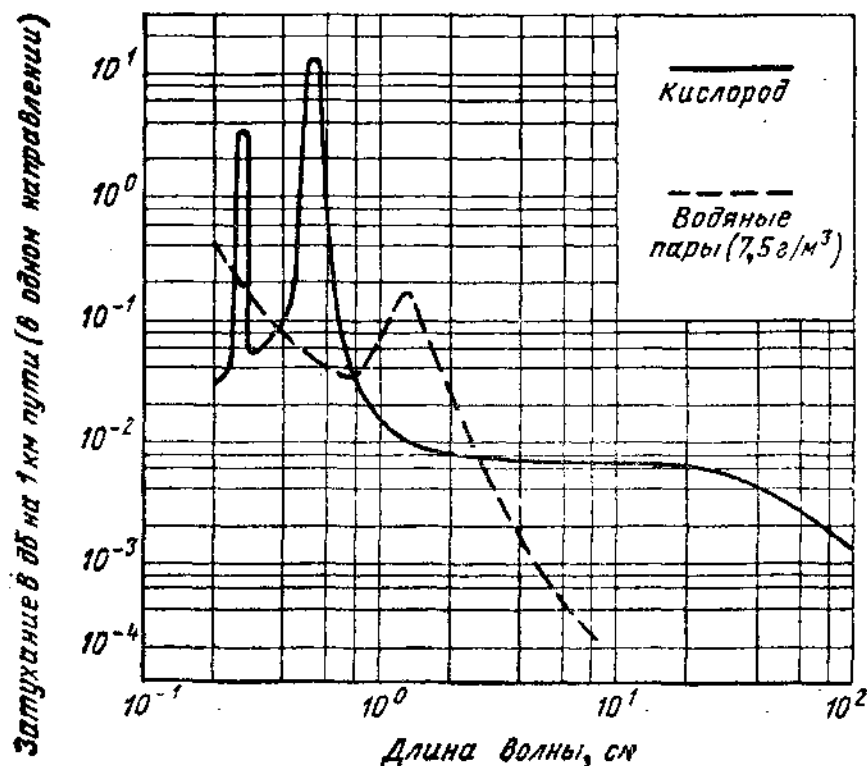


Рис. 5.28. Зависимости коэффициента затухания от длины волны для кислорода (сплошная линия) и паров воды (пунктирная линия)

кислорода и паров воды. Имеются резонансные максимумы поглощения, определяемые особенностями структуры молекул: 1,35 см, 1,5 мм, 0,75 мм — в водяных парах и 0,5 см, 0,25 см — в кислороде. На рис. 5.29 представлены зависимости коэффициента затухания B [дБ/км] от длины волны при различной интенсивности дождя (сплошные кривые) и тумана (пунктирные кривые). Как следует из кривых рис. 5.28 и 5.29, затухание в кислороде и парах воды тропосферы, а также из-за наличия гидрометеоров незначительно на волнах более 10 см, но существенно возрастает при укорочении длины волны, что определенным образом ограничивает укорочение длины волны в станциях дальнего обнаружения. На миллиметровых и более коротких волнах существуют окна прозрачности тропосферы. Так, например, в окне прозрачности между резонансными пиками $\lambda = 0,5$ см и $\lambda = 1,35$ см коэффициент поглощения на волне $\lambda = 0,86$ см падает до значения 0,06 дБ/км. Имеются окна и в оптическом диапазоне волн, в том числе для волн видимой части спектра 0,4—0,85 мк.

Затухание в ионосфере вызывается следующим механизмом. Свободные электроны под воздействием распространяющихся радиоволн приобретают колебательное движение. Основная доля энергии колебаний переизлучается, но часть ее в результате соударений преобразуется в кинетическую энергию хаотического движе-

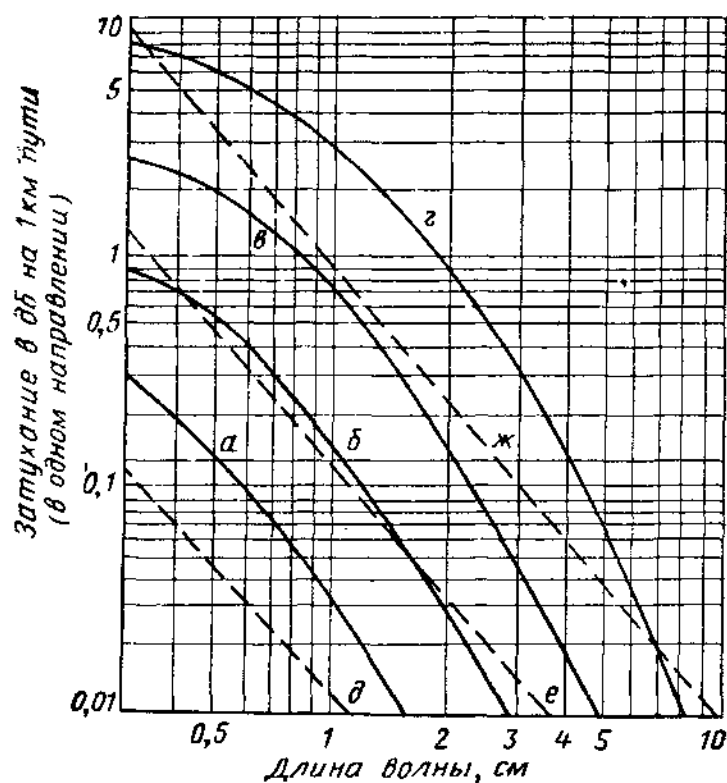


Рис. 5.29. Зависимости коэффициента затухания от длины волны для дождя и тумана

Сплошные кривые показывают величину затухания, обусловленного дождем с интенсивностью:

a — 0,25 мм/час (морозящим); *б* — 1 мм/час (слабым); *в* — 4 мм/час (средней силы); *г* — 16 мм/час (сильным). Пунктирные кривые показывают величину затухания в тумане или в облаках: *д* — 0,032 г/м³ (видимость 600 м); *е* — 0,32 г/м³ (видимость 130 м); *ж* — 2,3 г/м³ (видимость 30 м)

ния атомов и ионов. Отсюда затухание значительно, если одновременно велики и концентрация свободных электронов, и концентрация нейтральных атомов или ионов. Численно затухание B в децибелах на километр приблизительно выражается соотношением

$$B = \frac{1,16 \cdot 10^{-6}}{f^2} \chi N_0, \quad (7)$$

где χ — эффективная частота столкновений электронов с нейтральными атомами или ионами (гц); N_0 — концентрация электронов (м^{-3}).

Представление о возможном порядке величины χ в ионосфере можно получить из таблицы

Высота км	65—70	80	95	120	300
χ , гц	10^7	10^8	10^5	10^4	10^3

Если исключить случай возвратно-наклонной локации, то в радиолокационном диапазоне частот затухание в ионосфере обычно пренебрежимо мало (доли дБ). Затухание, однако, может оказаться весьма значительным вплоть до полного пропадания сигнала в областях, ионизированных ядерными взрывами. Затухание после взрыва ослабляется со временем из-за рекомбинации и прилипания электронов к нейтральным частицам. Численно оно тем меньше, чем короче длина волны. Например, при изменении длины волны от 1 м до 1 см затухание в дБ/км уменьшается в 10^4 раз. Некоторые ориентировочные числовые данные можно найти в переводной работе [97].

Произведем количественную оценку влияния затухания радиоволн на дальность действия радиолокатора для случая, когда атмосферу вдоль трассы распространения приходится считать неоднородной с переменным вдоль трассы коэффициентом затухания B [дБ/км]. Тогда затухание на всей трассе распространения $2r$ км до цели и обратно будет $2 \int_0^r B(r) dr$. Обозначив мощность на входе приемника при наличии затухания $P_{пр}$, а при его отсутствии $P_{пр0}$, получим

$$10 \lg \frac{P_{пр}}{P_{пр0}} = -2 \int_0^r B(\rho) d\rho,$$

где $P_{пр0}$ определяется выражением в правой части равенства (2), § 5.4], откуда

$$P_{пр} = \frac{P_{и} G(\beta, \epsilon) A(\beta, \epsilon) \sigma}{(4\pi r^2)^2} 10^{-0,2 \int_0^r B(\rho) d\rho}.$$

Принимая $P_{пр} = P_{пр\text{ мин}}$, получаем выражение для искомой дальности действия радиолокатора с учетом затухания радиоволн в атмосфере, которое представим в виде

$$r_{\text{макс}} = r_{0\text{ макс}} 10^{-0,05 \int_0^{r_{\text{макс}}} B(\rho) d\rho}, \quad (8)$$

где $r_{0\text{ макс}}$ — дальность действия радиолокатора в свободном пространстве.

Уравнение (8) трансцендентное и его можно решить графически, определяя, например, точку пересечения функций $y = 10^{-x}$ и $x = 0,05 r_{0\text{ макс}} \int_0^y B(\xi r_{0\text{ макс}}) d\xi$, где $y = \frac{r_{\text{макс}}}{r_{0\text{ макс}}}$. На рис. 5.30 представлены кривые решений уравнения (8) для однородной трассы в виде зависимости дальности действия радиолокатора в километрах в ат-

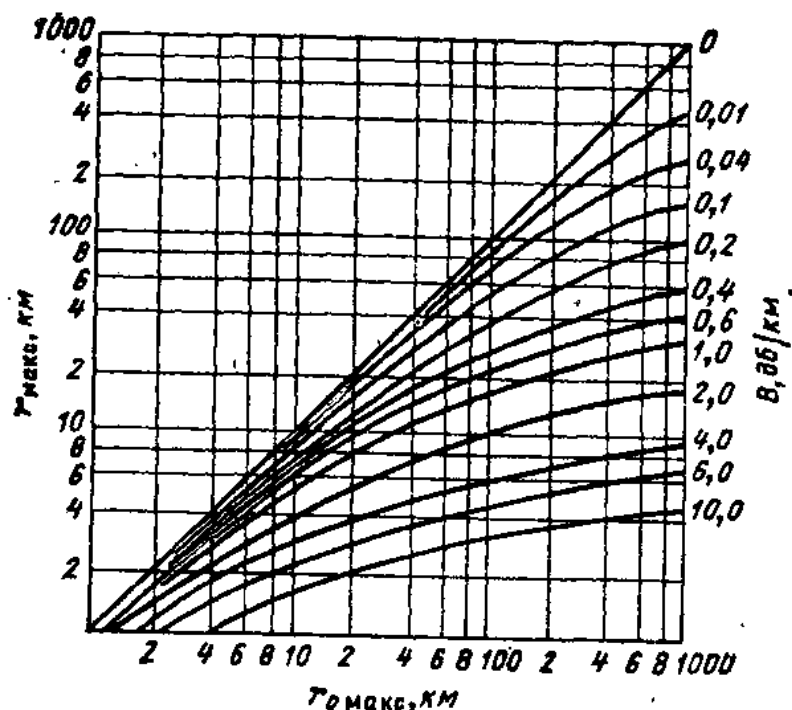


Рис. 5.30. Зависимость дальности действия радиолокатора в однородной атмосфере от дальности действия в свободном пространстве для различных значений коэффициента затухания B .

мосфере $r_{\text{макс}}$ (ось ординат) от дальности действия радиолокатора в свободном пространстве $r_{0 \text{ макс}}$ (ось абсцисс) для различных значений коэффициента затухания B . Величину B можно оценить по графикам рис. 5.28 и 5.29.

Изменение поляризации принимаемых колебаний, имеющее место в ионосфере при радиолокации космических объектов, называется *эффектом Фарадея в ионосфере* и связано с влиянием магнитного поля Земли. Если радиолокатор излучает линейно поляризованную волну, ее можно представить в виде суммы двух волн, поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения плоскости поляризации (рис. 5.31, а). За счет влияния магнитного поля Земли скорости распространения этих волн в ионосфере несколько отличаются друг от друга, поэтому по выходе из ионосферы одна из волн сдвинется по фазе относительно другой. Тогда плоскость поляризации результирующей линейно поляризованной волны (рис. 5.31, б) займет положение, отличающееся на угол φ от исходного. Угол поворота плоскости поляризации при прохождении волны до цели и обратно определяется соотношением

$$\Phi = 2\varphi = 0,06 \frac{H_r N_{\text{иит}}}{f^2} \text{ рад.} \quad (9)$$

где H_r — среднее значение проекции вектора напряженности геомагнитного поля на радиолуч в а/м (значение H_r может изменяться в пределах 0—50 а/м в зависимости от ориентации трассы луча относительно геомагнитных линий, подробнее см. [139]); f — ча-

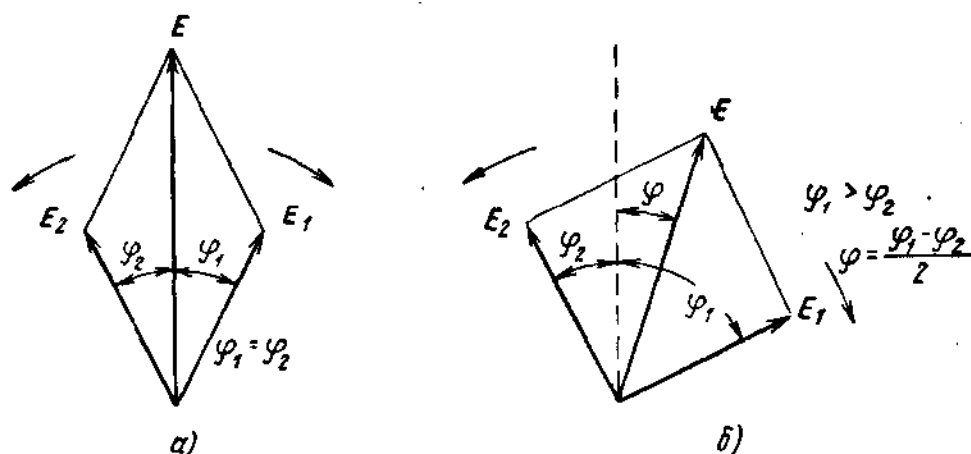


Рис. 5.31. Пояснение поворота плоскости поляризации: разложение линейно поляризованной волны на две с круговой поляризацией (а) и ее синтез после взаимного сдвига фаз волн, поляризованных по кругу (б)

стота в гц ; $N_{\text{инт}} = \int_0^R N_z(r) dr$ — число электронов в наклонном столбе сечением 1 м^2 вдоль радиолуча, рассчитываемое на основе геометрических соображений из профилей вида рис. 2.35.

Даже для невозмущенной ионосферы величина $N_{\text{инт}}$ может достигать 10^{18} . Отсюда нетрудно убедиться, что в метровом и дециметровом диапазонах длин волн (вплоть до сантиметрового) возможен поворот плоскости поляризации на 90° и более. Непредусмотренный поворот плоскости поляризации на угол Φ вызывает уменьшение амплитуды принятого сигнала в $|\cos \Phi|$ раз, а его мощности — в $\cos^2 \Phi$ раз. При углах Φ , близких к $(2m+1)\frac{\pi}{2}$ ($m=0, 1, 2, \dots$), начинается сказываться эффект деполаризации. С учетом последнего ослабление мощности будет не в $\cos^2 \Phi$, а в $\cos^2 \Phi + k_{\text{деп}} \sin^2 \Phi$ раз, где $k_{\text{деп}} = \sigma_{\text{деп}}/\sigma_0$ — коэффициент деполаризации, равный отношению эффективной поверхности при полной деполаризации к основной эффективной поверхности цели. Замирания происходят за счет эффекта Фарадея более медленно, чем замирания из-за флуктуаций отражающей поверхности, и поэтому более опасны.

Аналогично формуле дальности действия (8) в среде с затуханием записывается формула, учитывающая влияние на дальность $r_{\text{макс}}$ поворота плоскости поляризации,

$$r_{\text{макс}} = r_{0 \text{ макс}} \sqrt[4]{\cos^2 \Phi (r_{\text{макс}}) + k_{\text{деп}} \sin^2 \Phi (r_{\text{макс}})}, \quad (10)$$

где $r_{0 \text{ макс}}$ — дальность действия без учета эффекта Фарадея.

Влияние эффекта Фарадея существенно ослабляется в ряде случаев: 1) если имеются отдельные каналы приема для ортогонально поляризованных колебаний; 2) если излучается и принима-

мается колебание с круговой поляризацией; 3) если излучается многочастотный или широкополосный сигнал.

Тепловое излучение космоса и атмосферы приходится учитывать при использовании малошумящих усилителей. Спектральная плотность мощности N_0 флюктуаций на входе приемника, наводимых внешними источниками, связана с введенной в § 5.6 эквивалентной шумовой температурой антенны T_a° соотношением

$$N_0 = k T_a^\circ$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \left[\frac{\text{дж}}{\text{град}} \right]$ — постоянная Больцмана. T_a° — это температура согласованного со входом приемника сопротивления, создающего такую же мощность флюктуаций, что и реальный внешний источник. Величина T_a° зависит от интенсивности шумовых излучений, диаграммы направленности антенны и ее ориентации относительно внешних источников.

Интенсивность шумовых излучений, приходящих из определенных участков пространства, характеризуют яркостной температурой T_n° . Она определяется как температура абсолютно черного тела, имеющего видимые угловые размеры и интенсивность излучения такие же, что и рассматриваемый участок пространства.

В случае непрерывного распределения источников шума в пространстве эквивалентная шумовая температура T_a° антенны без потерь связана с яркостной температурой T_n соотношением

$$T_a^\circ = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T_n^\circ(\beta, \epsilon) G(\beta, \epsilon) d\Omega(\beta, \epsilon),$$

где $G(\beta, \epsilon)$ — коэффициент усиления антенны; $d\Omega(\beta, \epsilon)$ — дифференциал телесного угла.

Если в пределах основного лепестка диаграммы направленности антенны яркостная температура меняется мало, то

$$T_a^\circ \approx T_n^\circ,$$

т. е. в этом случае T_a° практически не зависит от параметров диаграммы направленности антенны. Другой крайний случай имеет место при учете влияния дискретных источников (Солнце, планеты, радиозвезды). Здесь обычно в пределах основного лепестка диаграммы направленности антенны яркостная температура меняется очень резко и поэтому

$$T_a^\circ \approx T_{n \text{ ср}}^\circ \frac{\Omega_n G(\beta_n, \epsilon_n)}{4\pi},$$

где $T_{n \text{ ср}}^\circ$ — средняя яркостная температура в пределах угла видимости источника; $G(\beta_n, \epsilon_n)$ — коэффициент усиления антенны в направлении на источник; Ω_n — телесный угол, под которым виден дискретный источник.

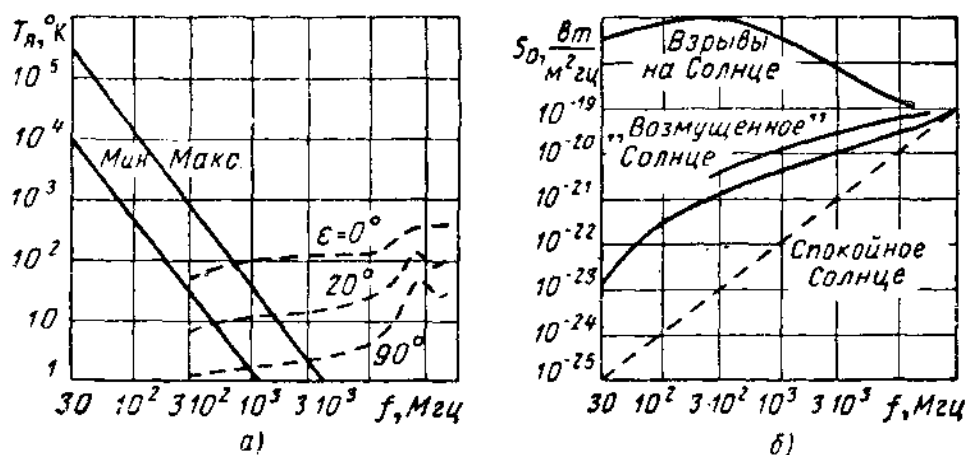


Рис. 5.32. Зависимости яркостной температуры $T_{\text{я}}^{\circ}$ и плотности потока мощности S_0 радиоизлучения внеземных источников от частоты f :

а — зависимости $T_{\text{я}}^{\circ}(f)$ для Галактики (сплошные линии) и атмосферы Земли (пунктирные); б — зависимости $S_0(f)$ для Солнца (сплошные линии) и абсолютно черного тела при $T_{\text{я}}^{\circ} = 6000^{\circ}\text{K}$ (пунктирные)

Вместо двух параметров ($T_{\text{я}}^{\circ}$ и $\Omega_{\text{и}}$) часто дискретные источники характеризуют одним обобщающим, а именно плотностью потока мощности у Земли в полосе 1 гц, которую обозначим $S_0 \left[\frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}} \right]$.

Если известна эффективная площадь приемной антенны в направлении на источник $A(\beta_{\text{и}}, \epsilon_{\text{и}})$, то

$$N_0 = kT_{\text{а}}^{\circ} = \frac{1}{2} S_0 A(\beta_{\text{и}}, \epsilon_{\text{и}}).$$

Множитель $1/2$ учитывает хаотичность поляризации принимаемых шумовых излучений.

Экспериментальные данные об яркостной температуре двух основных распределенных источников шумовых излучений — Галактики и атмосферы — приведены на рис. 5.32, а. На нем изображены частотные зависимости $T_{\text{я}}^{\circ}$ участков максимального и минимального излучения Галактики (сплошные линии) и атмосферы Земли (пунктир) для различных углов места ϵ . Максимальный шум Галактики наблюдается, если антенна направлена на ее центр. Максимальный шум атмосферы имеет место на малых углах места ($\epsilon \approx 0$), так как при этом принимается излучение большей толщи атмосферы. Из рис. 5.32, а видно, что в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн преобладающее значение имеют радиоизлучения атмосферы, а в метровом — Галактики.

Экспериментальные данные о плотности потока мощности солнечного радиоизлучения у Земли в полосе 1 гц представлены на рис. 5.32, б. Интенсивность солнечного радиоизлучения сильно зависит от степени солнечной активности. В миллиметровом и оптическом диапазонах волн излучение Солнца такое же, как и у аб-

солютно черного тела при температуре 6000° К , на УКВ и КВ радиоизлучение Солнца значительно интенсивнее излучения абсолютно черного тела при той же температуре.

Кроме теплового излучения космоса и атмосферы антенна принимает боковыми лепестками своей диаграммы направленности излучение земной поверхности. Для ориентировочной оценки яркостную температуру земной поверхности полагают равной 300° К .

§ 5.9. Зоны видимости

Зоной видимости называют часть пространства, в пределах которой радиолокатор может осуществлять функции обнаружения или измерения с требуемыми качественными показателями при заданной эффективной поверхности цели. Соответственно говорят о *зонах обнаружения и измерения*. В случае обзорных радиолокаторов зону видимости называют также зоной обзора (см. § 5.3).

Зоны видимости могут строиться в аксонометрии или характеризоваться своими сечениями в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Границы зон видимости в горизонтальных плоскостях для наземной РЛС кругового обзора, расположенной на гладкой поверхности, представляют собой окружности. Зона видимости в вертикальной плоскости за счет влияния Земли может иметь лепестковый характер (см. § 5.6). В частности, это имеет место в диапазоне метровых волн, когда значения $|p|$ близки к единице. В качестве примера на рис. 5.33, а такая зона показана для случая, когда отношение $h/\lambda = 3$, а характеристика направленности антенны $F(\epsilon)$ задана графиком (рис. 5.33, б). Ширина огибающей лепестков зоны больше, чем каждого ее лепестка. Она определяется отношением длины волны к вертикальному размеру антенны, а не к большей, чем этот размер, высоте антенны над уровнем земли как это имеет место для лепестков.

Для заполнения провалов в зоне видимости РЛС метрового диапазона (рис. 5.33, а) применяют двухъярусные антенны. Высоты

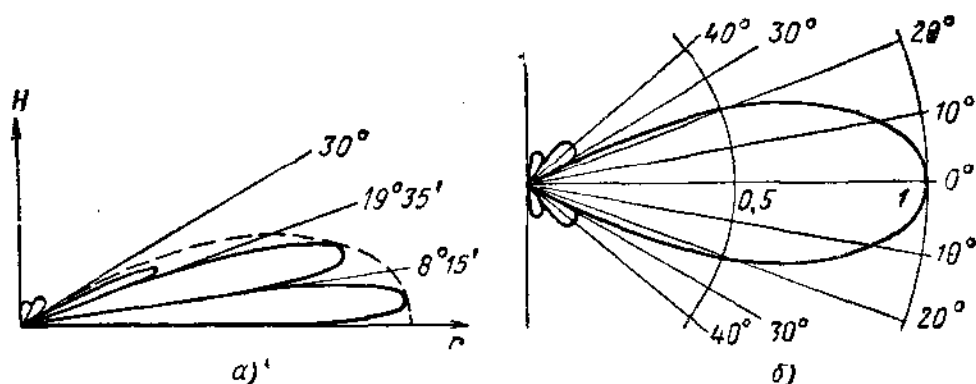


Рис. 5.33. Зона видимости в вертикальной плоскости (а), построенная для $h/\lambda = 3$ с учетом характеристики направленности самой антенны $F(\epsilon)$ (б)

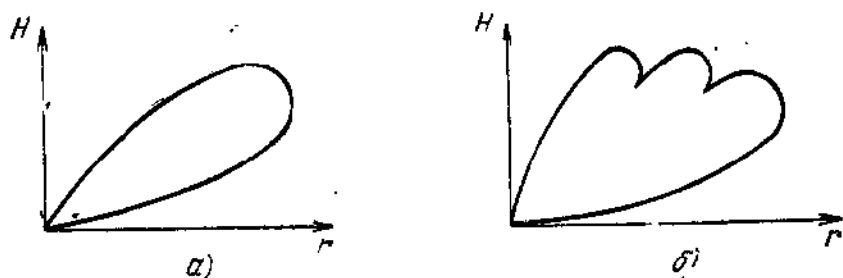


Рис. 5.34. Зоны видимости РЛС сантиметрового диапазона в вертикальной плоскости:
а — одноканальной; б — многоканальной. Масштабы по осям разные

ярусов подбираются так, чтобы лепестки одного яруса перекрывали провалы другого. Питание ярусов производится с фазовым сдвигом до 90° (во избежание новых интерференционных провалов).

Важно отметить, что ни один из методов уменьшения провалов в зонах видимости не позволяет устранить основной провал на малых углах места и этот провал существенно сказывается не только в диапазоне метровых, но и в диапазоне сантиметровых и даже миллиметровых волн. Физическая причина этого явления состоит в том, что на достаточно малых углах места ϵ даже для достаточно коротких волн выполняется критерий гладкого характера земной поверхности при реально имеющих место неровностях, вследствие чего отражение носит зеркальный характер ($|\rho| = 1$, $\varphi_\rho = 180^\circ$).

Примерный вид зоны видимости РЛС сантиметрового диапазона в вертикальной плоскости при фиксированном положении диаграммы направленности антенны показан на рис. 5.34, а. Для расширения диапазона углов ϵ подобные РЛС могут строиться по многоканальному принципу. Объединенная зона видимости нескольких каналов, работающих на разных частотах, показана на рис. 5.34, б.

Зоны видимости (рис. 5.34), построенные без учета кривизны земной поверхности, не позволяют установить зависимость между дальностью действия и истинной высотой цели над землей. Связь между истинной высотой цели $H_{\text{ист}}$ над поверхностью земли и высотой над линией горизонта $H_{\text{ц}} = r_{\text{н}} \sin \epsilon$, где $r_{\text{н}}$ — наклонная дальность и ϵ — угол места цели, можно установить из треугольника ОАЦ (рис. 5.35), стороны которого связаны между собой уравнением

$$\rho_z^2 + r_{\text{н}}^2 - 2\rho_z r_{\text{н}} \cos(90^\circ + \epsilon) = (\rho_z + H_{\text{ист}})^2,$$

где ρ_z — радиус земли (пока без учета рефракции).

При радиолокации аэродинамических целей, решая это уравнение относительно искомой величины $H_{\text{ист}}$ и учитывая, что $\rho_z \gg \gg H_{\text{ист}}$, получают

$$H_{\text{ист}} \approx H_{\text{ц}} + \frac{r_{\text{н}}^2}{2\rho_z}.$$

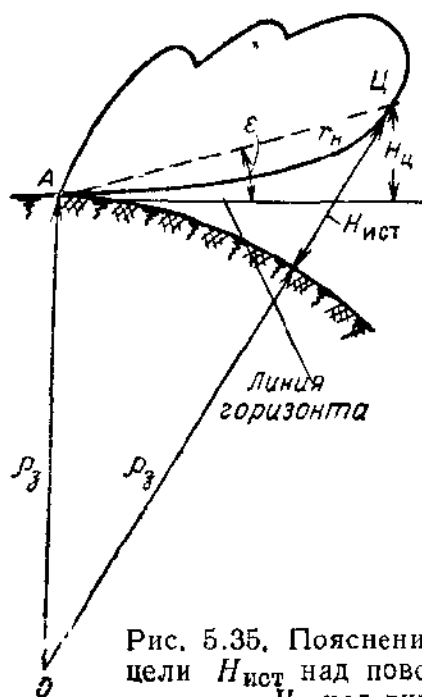


Рис. 5.35. Пояснение связи истинной высоты цели $H_{ист}$ над поверхностью земли и высоты $H_{ц}$ над линией горизонта

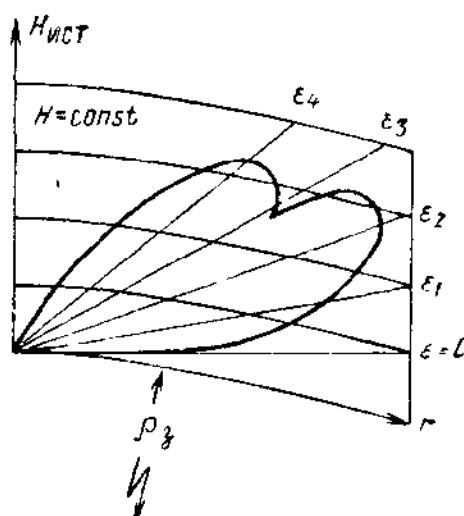


Рис. 5.36. Зоны видимости в вертикальной плоскости с учетом кривизны земли

Тогда для определения истинной высоты аэродинамической цели вводят параболическую высотную поправку

$$\Delta H \approx \frac{r_n^2}{2\rho_3}. \quad (1)$$

Эта поправка увеличивается с дальностью и, например, при $r_n = 400$ км достигает 12 км.

Если зона видимости рассчитывается без учета кривизны земли, то очень часто строят параболы, аппроксимирующие дуги радиуса земли (рис. 5.36). При этом высоту и дальность на диаграмме обычно откладывают в разных масштабах. Аналогично учитывается также отклонение луча от прямолинейного направления за счет рефракции радиоволн. Поскольку случайное состояние атмосферы не поддается учету, вводят лишь стандартную рефракцию, увеличивая радиус земли в $4/3$ раза.

Провалы в зонах видимости на малых углах места существенно затрудняют радиолокацию низколетящих целей. Приближенно заменяя множитель земли $2 \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} h \sin \epsilon \right) \approx 2 \frac{2\pi h}{\lambda} \frac{H_{ц}}{r_n}$, соответствующий зеркальному отражению [см. (6), § 2.14], на основании [(2), § 5.7] получим уравнение для $r_n = r_{\max}$

$$r_{\max} = 2r_{\max} \frac{2\pi h}{\lambda} \frac{H_{ц}}{r_{\max}}.$$

Отсюда следует, что предельная дальность обнаружения низко-
летающей цели на высоте $H_{ц}$

$$r_{\text{макс}} = 2 \sqrt{r_{\text{макс}} \frac{\pi k H_{ц}}{\lambda}} = 2 \sqrt{\frac{\pi k H_{ц}}{\lambda}} \sqrt[8]{\frac{\mathcal{E}_n G(\beta, \epsilon) A(\beta, \epsilon) \sigma}{\mathcal{E}_{\text{пр мин}} (4\pi)^2}} \quad (2)$$

определяется *корнем восьмой степени* из произведения энергетических параметров радиолокатора. Последнее связано с более интенсивным убыванием поля с расстоянием вблизи поверхности земли, чем для свободного пространства. При этом интенсивность поля убывает не только вследствие увеличения дальности при фиксированном угле места ϵ , но и вследствие уменьшения угла места ϵ с увеличением дальности для заданной высоты цели $H_{ц} = \text{const}$. При уменьшении угла ϵ уменьшается разность хода прямого и отраженного лучей. Поскольку же сдвиг по фазе между соответствующими колебаниями при малом ϵ равен $\sim 180^\circ$, а модуль коэффициента отражения $|p| \approx 1$, то отраженный от земли луч гасит прямой луч, непосредственно отраженный от цели. Чем *ниже* цель, тем *труднее* ее обнаружить. Для увеличения дальности обнаружения низколетающих целей целесообразно увеличивать *высоту подъема* антенны и переходить на *более короткие волны* с тем, чтобы сильнее прижать к земле первый лепесток диаграммы направленности. Дальность локации низколетающих целей может быть увеличена также при существенном *увеличении длины волны* вследствие неучтенных рефракции и дифракции радиоволн вокруг земной поверхности. Значительное увеличение длины волны приводит, однако, к уменьшению эффективной поверхности целей, особенно малоразмерных.

Затухание в атмосфере сокращает дальность действия и размер зоны видимости в вертикальной плоскости в соответствии с трансцендентным уравнением [(8), § 5.8] и графиком рис. 5.30.

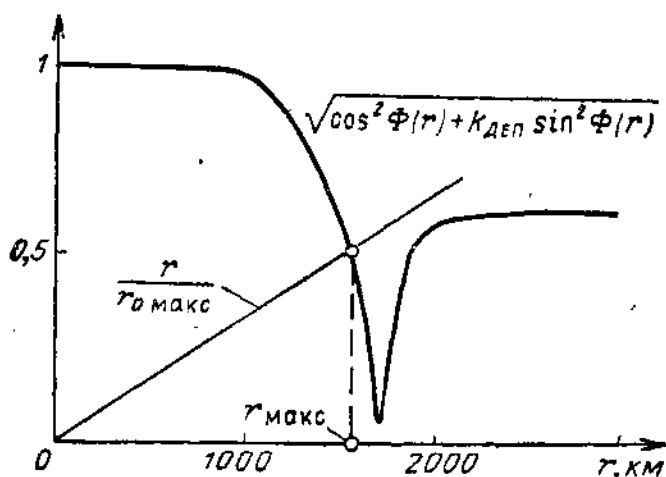


Рис. 5.37. Решение трансцендентного уравнения для дальности при учете эффекта Фарадея

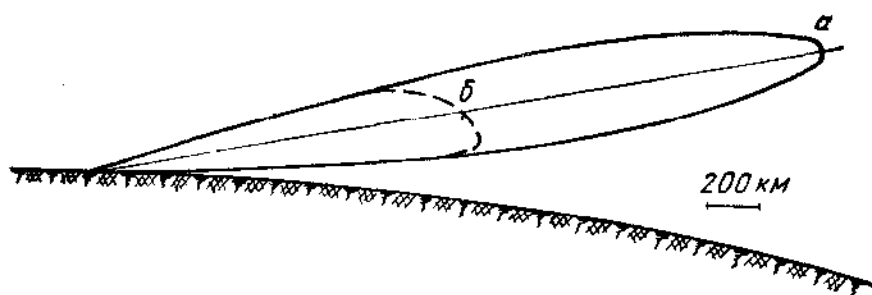


Рис. 5.38. Пример зоны видимости:
а — без учета и б — с учетом эффекта Фарадея

При неравномерном поглощении форма зоны может несколько искажаться.

Решение уравнения [(10), § 5. 8] для дальности действия с учетом *эффекта Фарадея* при линейной поляризации иллюстрируется на рис. 5.37. Соответствующие зоны видимости без учета и с учетом эффекта Фарадея представлены на рис. 5.38. Для станций с линейной поляризацией эффект Фарадея может приводить и к более сложным явлениям. При хорошей наблюдаемости дальних целей могут образовываться провалы в зоне видимости на меньших дальностях. В целом указанный эффект *сокращает зону видимости*.

§ 5.10. Нарастающая вероятность обнаружения и ошибки дискретности

Вероятность обнаружения *повышается*, если используются данные о цели за *ряд последовательных циклов обзора*, особенно для флюктуирующих целей. Если флуктуации цели в различных циклах статистически независимы, то вероятность необнаружения существенно уменьшается с увеличением числа циклов, поскольку вероятность пропадания сигналов в двух смежных циклах обзора мала.

Хотя использование данных за ряд циклов обзора повышает вероятность обнаружения флюктуирующих сигналов, пропадание отметок в отдельных циклах обзора является нежелательным, особенно в процессе сопровождения, поскольку при этом увеличиваются ошибки экстраполяции траектории (ошибки дискретности) и ухудшаются условия траекторной селекции целей.

При небольшом числе целей учет данных за предыдущие обзоры может вести оператор, наблюдающий, например, индикатор кругового обзора с послесвечением. В более сложных случаях эту функцию может выполнять счетно-решающее устройство, производя междубзорное накопление или, в частности, запоминая лишь наличие превышений порога в последовательных циклах обзора. Как и при обнаружении пачек импульсов, используются решающие правила, когда заключение о наличии цели принимается в случае «*n* из *m*»

превышений порога. Чем меньше величина n , тем меньше требуемая длительность запоминания данных. Если решение о наличии цели принимается на основании одного превышения порога за m последовательных циклов обзора, то специальная междуобзорная память может вообще отсутствовать.

Этот случай и будет рассмотрен несколько подробнее в предположении, что случайные амплитуды сигналов в соседних циклах обзора статистически независимы.

Пусть D_i и F_i — условные вероятности превышения порога для некоторого разрешаемого элемента пространства в i -м цикле (при наличии или отсутствии полезного сигнала соответственно), причем $F_i = F_1 = \text{const}$. Тогда условные вероятности не превышения порога в m циклах соответственно будут $\prod_{i=1}^m (1 - D_i)$ и $(1 - F_1)^m$, а условные вероятности превышения порога хотя бы в одном цикле

$$D_m = 1 - \prod_{i=1}^m (1 - D_i), \quad (1)$$

$$F_m = 1 - (1 - F_1)^m \approx mF_1, \quad \text{если } mF_1 \ll 1. \quad (2)$$

Пусть условия обнаружения от обзора к обзору изменяются незначительно, что имеет, например, место при малых m и для малоскоростных целей. Тогда вероятность правильного обнаружения в каждом из циклов обзора можно считать одинаковой и равной D_1 , а вероятность правильного обнаружения за m циклов

$$D_m = 1 - (1 - D_1)^m. \quad (3)$$

В частности, для флюктуирующей по релеевскому закону цели

$$D_1 = F_1 \frac{1}{1 + q_1^2/2},$$

где q_1 — параметр обнаружения пачечного сигнала. Заменяя $F_1 \approx F_m/m$, получим

$$D_m = 1 - \left[1 - \left(\frac{F_m}{m} \right)^{\frac{1}{1 + q_1^2/2}} \right]^m. \quad (4)$$

Соответствующие кривые $D_m(q_1)$ для различных значений $m = 1, 2, 3, 4$ и $F_m = 10^{-6}$ приведены на рис. 5.39. Как видно из рисунка, по мере увеличения числа циклов обзора для каждого фиксированного значения параметра обнаружения q_1 происходит нарастание условной вероятности правильного обнаружения D_m . Поскольку $q = q(r)$, то для каждой дальности r по мере увеличения числа циклов обзора возрастает $D_m = D_m(r)$ (рис. 5.40), а для задан-

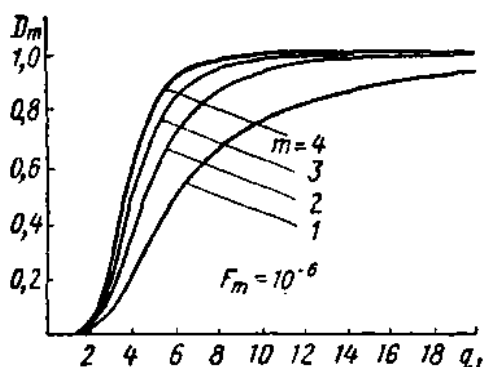


Рис. 5.39. Кривые обнаружения $D_m(q_1)$ для различных значений числа циклов обзора $m = 1, 2, 3, 4$

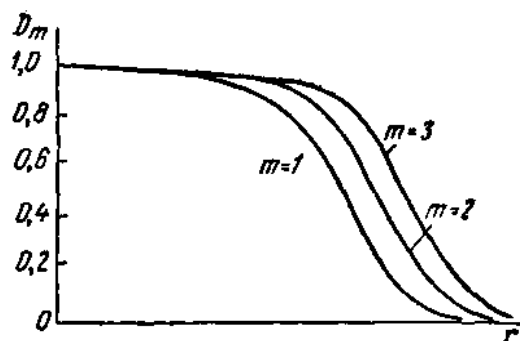


Рис. 5.40. Качественный характер зависимости вероятности правильного обнаружения D_m от дальности r для различных значений числа циклов обзора $m = 1, 2, 3$ при $F_m = \text{const}$

ного значения $D_m = D$ увеличивается максимальная дальность обнаружения цели.

Качественно картина не меняется и в случае изменяющихся от цикла к циклу значений вероятностей правильного обнаружения, например при обнаружении быстролетающих целей, движущихся в направлении на РЛС. Максимальная дальность обнаружения быстролетающих целей, входящих в зону обнаружения РЛС, несколько меньше, чем малоскоростных. Последнее связано с тем, что за время проведения одного и того же числа необходимых для обнаружения циклов обзора быстролетающие цели приблизятся к РЛС несколько больше, чем малоскоростные.

§ 5.11. Многочастотная работа как средство повышения вероятности обнаружения и снижения ошибок дискретности

Как известно из предыдущего, диаграммы вторичного излучения цели на различных несущих частотах смещены друг относительно друга. Благодаря этому вероятность одновременного пропадания сигналов на двух частотах ниже, чем на одной. Существенное ослабление влияния флуктуаций (как и при междупериодной обработке) получается при статистической независимости случайных амплитуд отраженных сигналов, в данном случае на различных несущих частотах. Установим условия статистической независимости этих случайных амплитуд. Для этого воспользуемся простейшей моделью цели в виде двух блестящих точек, расположенных в створе с радиолокатором в одном интервале разрешения по дальности на расстоянии l друг от друга.

Величина каждой из случайных амплитуд в соответствии с § 2.3 зависит от сдвига фаз $\varphi = 2\pi f t_{\text{ц}}$, где $t_{\text{ц}} = \frac{2l}{c}$ — время, характеризующее протяженность цели вдоль линии визирования. Если, например, $l = 5$ м, то $t_{\text{ц}} = 1/30$ мксек. Для частот f_1 и $f_2 = f_1 + \delta f$ фазовые сдвиги будут различаться на величину $2\pi \delta f t_{\text{ц}}$. Соответственно различными будут и амплитуды отраженных сигналов. Однако при малой разности фаз $2\pi \delta f t_{\text{ц}} \ll 2\pi$ различие амплитуд несущественно, поэтому при замирании на одной из несущих частот будет происходить замирание и на другой. При большей разности фаз $2\pi \delta f t_{\text{ц}} \geq 2\pi$ вероятность одновременного замирания сигналов понизится, особенно в случае, когда цель имеет большое число блесящих точек. Условие независимости флуктуаций двух отраженных сигналов с разными несущими частотами можно качественно представить в виде

$$\delta f \geq \frac{1}{t_{\text{ц}}} \quad (1)$$

Количественный анализ корреляции комплексных амплитуд отраженных сигналов на различных несущих частотах от более сложной цели приведен в приложении 2.

Считается, что точечные отражатели случайным образом распределены по окружности диаметра $c t_{\text{ц}}/2$. Из выражения нормированной корреляционной функции

$$\rho_{\text{кор}}(\delta f) = J_0(2\pi \delta f t_{\text{ц}})$$

приходим к (1) как к приближению условия независимости.

Заменяя $t_{\text{ц}} = \frac{2}{c} l$, $\delta f = \frac{c}{\Delta \lambda}$, где $\Delta \lambda$ — длина волны, соответствующая разностной частоте δf , условие (1) можно записать в виде

$$\Delta \lambda \leq 2l \quad (2)$$

Практически пользуются и более сильным неравенством $\Delta \lambda < l$.

Полагая, что условие независимости выполняется, многочастотный сигнал считаем эквивалентным пачке отраженных сигналов с независимыми от импульса к импульсу случайными амплитудами. Согласно выражению логарифма отношения правдоподобия [(3), § 3.17] схема оптимальной обработки состоит при этом из параллельных частотных каналов с квадратичными детекторами, сумматора и порогового устройства.

Качественные показатели D и F оптимальной обработки можно определить, используя соотношения (2), (3) приложения 6, как это проиллюстрировано там на примере. В частности, выигрыш, получаемый при использовании многочастотного сигнала вместо одночастотного, может быть при этом найден из сравнения суммарных

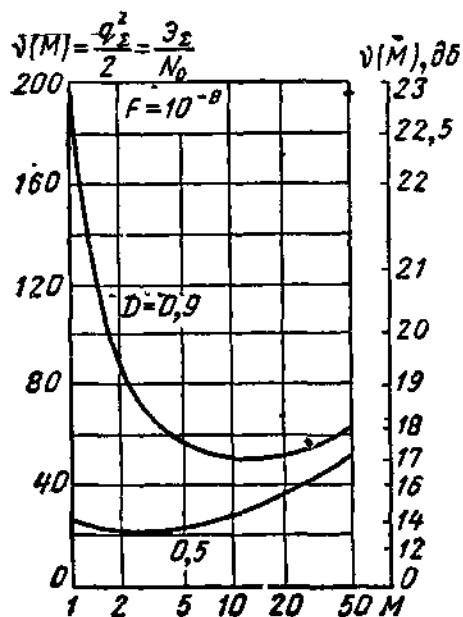


Рис. 5.41. Зависимость порогового отношения $\frac{1}{2} q_z^2 = \frac{3_z}{N_0}$ от числа независимо флуктуирующих сигналов

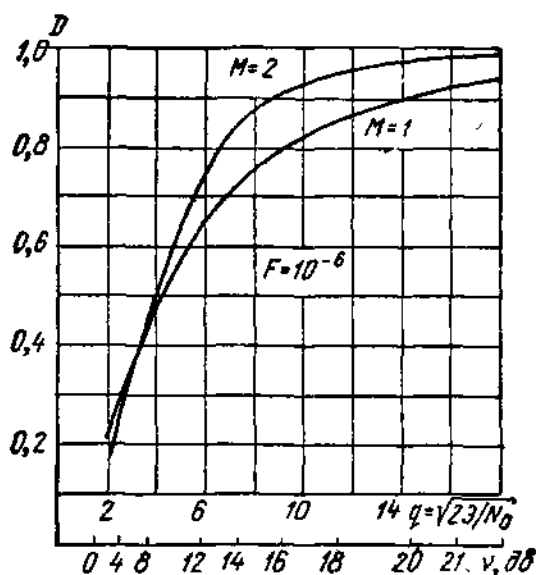


Рис. 5.42. Кривые обнаружения для одночастотного ($M=1$) и двухчастотного ($M=2$) сигналов

энергий порогового сигнала при одинаковых показателях обнаружения D и F .

На рис. 5.41 приведены зависимости $v = v(M)$ коэффициента различимости $v = q_z^2/2 = 3_z/N_0$ от числа M независимо флуктуирующих сигналов для $F = 10^{-8}$ и $D = 0,5$ и $0,9$. Принято, что мощность между частотными каналами распределяется поровну. Кривые $v(M)$ имеют минимум, глубина которого увеличивается с ростом вероятности правильного обнаружения, что характеризует увеличение выигрыша в пороговом отношении сигнал/шум (а следовательно, и в дальности обнаружения) при многочастотной работе по сравнению с одночастотной. Благодаря крутым спадам кривой $v(M)$ выигрыш, близкий к максимальному, можно получить при сравнительно небольшом числе рабочих частот (2—4). Суммарная энергия порогового сигнала при многочастотной работе может быть меньше, чем при одночастотной. Дальнейшее увеличение числа M независимо флуктуирующих сигналов приводит к нарастанию суммарной энергии порогового сигнала. Это объясняется увеличением потерь некогерентного суммирования. Аналогичные выводы могут быть сделаны на основе кривых $D(q)$ или $D(v)$ при $M = \text{const}$ для $M = 1$ и $M = 2$ (рис. 5.42).

Ввиду известной сложности оптимальной обработки многочастотных сигналов практический интерес представляют более простые виды обработки, дающие результаты, близкие к оптимальным. К ним, в частности, относятся *линейное сложение амплитуд огиба-*

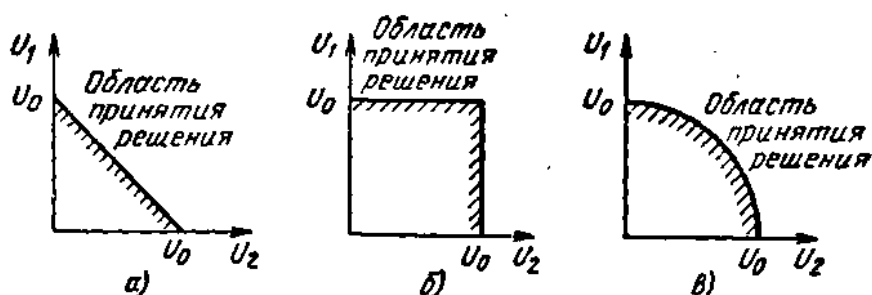


Рис. 5.43. Область принятия решения о наличии сигнала при линейном сложении амплитуд (а), отборе амплитуд по максимуму (б) и квадратичном суммировании (в)

ющих и отбор амплитуд огибающих по максимальному значению, которые рассмотрим применительно к двухчастотной работе. При линейном сложении амплитуд решение о наличии сигнала принимается всякий раз, когда сумма огибающих амплитуд U_1 и U_2 превосходит порог U_0 , тогда область принятия решения описывается неравенством $U_1 + U_2 > U_0$ (рис. 5.43, а). При отборе амплитуд огибающих по максимальному значению решение о наличии сигнала принимается всякий раз, когда величина U_1 или U_2 превысит порог U_0 , тогда область принятия решения описывается неравенствами $U_1 > U_0$ или $U_2 > U_0$ (рис. 5.43, б), что совпадает с правилом решения «1 из 2». При оптимальном квадратичном суммировании решение о наличии сигнала принимается за пределами области, описываемой неравенством $U_1^2 + U_2^2 > U_0^2$ (рис. 5.43, в). Относительные потери в величине порогового сигнала при линейном сложении и отборе амплитуд по максимальному значению по сравнению с квадратичной обработкой составляют соответственно 0,4 и 1 дб. Некоторое снижение потерь порогового сигнала (до 0,2 дб) достигается путем использования комбинированной обработки, представляющей собой комбинацию линейного сложения и отбора амплитуд по максимуму.

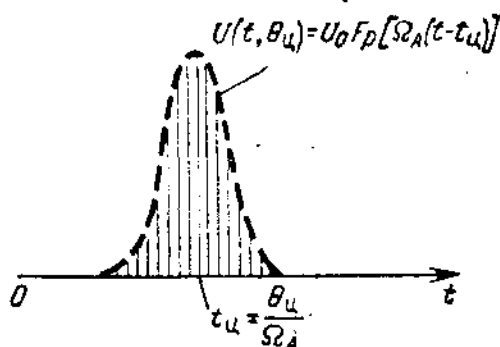
В. ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ

§ 5.12. Одноканальное измерение угловой координаты при обзоре пространства

Системы измерения угловых координат θ ($\theta = \beta$ или $\theta = \epsilon$), иначе системы *пеленгации*, могут содержать один или несколько приемных каналов. Соответственно этому методы пеленгации делятся на *одноканальные* и *многоканальные*.

Одноканальные методы пеленгации основаны на использовании зависимости амплитуды принятого сигнала от разности углов (θ_m — θ_n) между направлением максимума результирующей диаграммы

Рис. 5.44. Запаздывание огибающей пачки отраженных радиопульсов при обзоре пространства с угловой скоростью Ω_A



направленности антенной системы и направлением прихода радиоволн, отраженных от цели. При обзоре пространства результирующая диаграмма направленности по полю $F_p(\theta)$ определяется произведением диаграммы направленности передающей антенны в момент зондирования и приемной — в момент прихода отраженного сигнала. Если на передачу и прием используется одна и та же антенна с диаграммой $F(\theta)$ и ее поворотом на угол $\Delta\theta$ за время зондирования можно пренебречь, то $F_p(\theta_m - \theta_u) = F(\theta_m - \theta_u) F(\theta_m - \Delta\theta - \theta_u) \approx F^2(\theta_m - \theta_u)$.

Пусть обзор по угловой координате θ производится с постоянной скоростью Ω_A , так что положение максимума результирующей диаграммы $\theta_m = \Omega_A t$. При этом амплитуда отраженного сигнала на входе приемника

$$U(t, \theta_u) = U_0 F_p(\Omega_A t - \theta_u) = U_0 F_p[\Omega_A(t - t_u)], \quad (1)$$

где $t_u = \theta_u / \Omega_A$ — момент пересечения максимумом диаграммы направления на цель.

В случае импульсного излучения на входе приемника образуется пачка радиопульсов с огибающей (1). Чем больше смещена цель относительно начального направления в сторону вращения антенны, тем позднее формируется пачка, т. е. время t_u имеет смысл запаздывания ее огибающей (рис. 5.44). Таким образом, для определения угловой координаты θ_u достаточно измерить время запаздывания t_u . При этом оценка

$$\theta_u^* = \Omega_A t_u^* \quad (2)$$

Шумы и флуктуации вторичного излучения искажают огибающую пачки, в результате чего возникают ошибки измерения. С учетом этих ошибок в качестве оптимальной оценки времени запаздывания t_u^* следует принимать абсциссу центра тяжести кривой послеопытного распределения (см. гл. 4):

$$p[t_u | y(t)] = k_y p(t_u) l[y(t) | t_u]. \quad (3)$$

При отсутствии флуктуационных искажений и слабых шумах, когда эта кривая практически симметрична, целесообразно

использовать оценку максимума послеопытной плотности вероятности (см. § 4.2), которая определяется из условия

$$p[t_{\text{ц}} | y(t)] = \max \quad \text{при} \quad t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^*.$$

Если на интервале измеряемых значений доопытное распределение $p(t_{\text{ц}})$ равномерно, последняя переходит в оценку максимального правдоподобия, для которой

$$l\{y(t) | t_{\text{ц}}\} = \max$$

или

$$\ln l\{y(t) | t_{\text{ц}}\} = \max \quad \text{при} \quad t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^*.$$

Разбирая принципы оптимальной обработки пачки при одноканальных измерениях, ограничимся простейшими случаями: а) отсутствия флюктуаций, б) независимых флюктуаций пачки. Кратко рассмотрим также случай, когда пачка флюктуирует дружно.

§ 5.13. Принципы весовой обработки пачки импульсов

Вначале рассмотрим *обработку нефлюктуирующей пачки импульсов* со случайными начальными фазами. Полагая угловую координату цели равной $\theta_{\text{ц}} = \Omega_A t_{\text{ц}}$, в соответствии с [(2), § 3.17] логарифм отношения правдоподобия представим в виде

$$\ln l(t_{\text{ц}}) = -\frac{1}{N_0} \sum_i \mathcal{E}_i(t_{\text{ц}}) + \sum_i \ln I_0 \left[\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \right]. \quad (1)$$

В приведенном выражении $\mathcal{E}_i(t_{\text{ц}})$ и $Z_i(t_{\text{ц}})$ — энергия и модуль корреляционного интеграла для i -го импульса пачки, время запаздывания огибающей которой равно $t_{\text{ц}}$. Пусть форма импульсов сигнала описывается функцией $U(t)$. Поскольку огибающая формируется в соответствии с результирующей диаграммой направленности $F_p[\Omega_A(t - t_{\text{ц}})]$, выражение для комплексной амплитуды i -го радиоимпульса может быть представлено в виде

$$U_i(t, t_{\text{ц}}) = F_p[\Omega_A(t - t_{\text{ц}})] U(t - t_i), \quad (2)$$

где t_i — момент прихода i -го импульса.

Считая, что импульсы имеют малую длительность и форма их огибающей не искажается из-за перемещения диаграммы направленности за время этой длительности, заменим в (2) разность $(t - t_{\text{ц}})$ на $(t_i - t_{\text{ц}})$. Тогда получим

$$U(t, t_{\text{ц}}) = F_p[\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})] U(t - t_i).$$

Величины $\mathcal{E}_i(t_{\text{ц}})$ и $Z_i(t_{\text{ц}})$ в выражении (1) можно при этом представить в виде

$$\mathcal{E}_i(t_{\text{ц}}) = F_p^2[\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})] \mathcal{E}_0, \quad (3)$$

$$Z_i(t_{\text{ц}}) = F_p[\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})] Z_{0i}. \quad (4)$$

Здесь $\mathcal{E}_0$ — энергия одного радиоимпульса, рассчитанная для случая, когда цель расположена на оси диаграммы направленности антенны; Z_{0i} — модуль корреляционного интеграла, который вырабатывается без учета модуляции диаграммой направленности антенны,

$$Z_{0i} = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) U^*(t - t_i) dt \right|.$$

После подстановки полученных значений $\mathcal{E}_i(t_{\text{ц}})$ и $Z_i(t_{\text{ц}})$ в выражение (1) замечаем, что первый его член принимает вид

$$- \frac{\mathcal{E}_0}{N_0} \sum_i F_p^2 [\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})]$$

и при большом числе импульсов в пачке практически не зависит от $t_{\text{ц}}$. Поэтому оптимальная оценка времени запаздывания пачки $t_{\text{ц}}^*$ определяется из условия

$$\sum_i \ln I_0 \left(\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \right) = \max \quad \text{при } t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^*. \quad (5)$$

Позволяя синтезировать схему обработки, условие (5) приводит, однако, к слишком сложному ее виду. Схема упрощается, если амплитуды импульсов достаточно большие $\left(\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \gg 1 \right)$ или малые $\left(\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \ll 1 \right)$.

Рассмотрим вначале первый случай $\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \gg 1$ — случай сильного сигнала. Пользуясь линейным асимптотическим представлением $\ln I_0(u) \approx u$ при $u \gg 1$, условие оптимальности оценки в соответствии с выражением (5) приведем к виду

$$\sum_i F_p [\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}}^*)] Z_{0i} = \max. \quad (6)$$

Выражение (6) соответствует проведению оптимальной обработки в два этапа. На первом этапе (рис. 5.45) радиоимпульсы пачки



Рис. 5.45. Схема оптимальной обработки радиоимпульсов некогерентной пачки

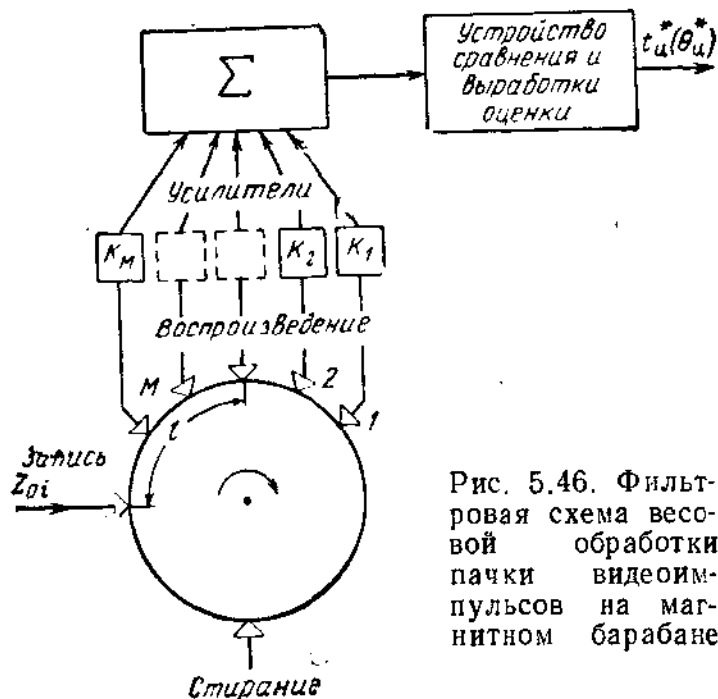


Рис. 5.46. Фильтровая схема весовой обработки пачки видеоимпульсов на магнитном барабане

усиливаются линейной частью оптимального для них приемника. В результате детектирования получаются видеоимпульсы с амплитудами Z_{0i} . На втором этапе вводятся *весовые коэффициенты* $S_i = F_p[\Omega_A(t_i - t_{ц})]$. В зависимости от предполагаемых оценок величины $t_{ц}$ составляются весовые суммы $\sum_i S_i Z_{0i}$ и устанавливается такое $t_{ц}^*$, для которого сумма максимальна.

По способу образования весовых сумм последетекторная обработка может быть *корреляционной* или *фильтровой*. При корреляционной обработке приемник стробируется по дальности (рис. 5.45) для выделения сигналов от интересующей цели и исключения шумов между радиоимпульсами. Снимаемая с выхода детектора стробированная пачка видеоимпульсов с амплитудами Z_{0i} подается на параллельные каналы, рассчитанные на различные значения $t_{ц}$. В каждом канале значения Z_{0i} ($i = 1, 2, \dots, M$) умножаются на соответствующие коэффициенты $S_i = F_p[\Omega_A(t_i - t_{ц})]$ и результаты суммируются. В качестве оценки времени запаздывания пачки $t_{ц}^*$ принимается значение $t_{ц}$ канала, для которого весовая сумма максимальна. Существенным недостатком корреляционной схемы является ее многоканальность.

Фильтровая схема в отличие от корреляционной позволяет вести одноканальную обработку пачек видеоимпульсов независимо от времени их запаздывания. Принцип построения фильтровой схемы обработки на магнитном барабане иллюстрируется рис. 5.46 (аналогичная схема на линиях задержки приводилась на рис. 3.48 в § 3.17). Видеоимпульсы с выхода оптимального приемника поступают на записывающую головку магнитного барабана. По мере его

вращения записанные сигналы с задержкой попадают под воспроизводящие головки. Если v_6 — линейная скорость вращения поверхности барабана, T — период повторения импульсов, то расстояние между воспроизводящими головками выбирается равным $v_6 T$. Поэтому, когда первый видеоимпульс пачки попадает, например, под вторую воспроизводящую головку, второй видеоимпульс будет находиться под третьей и т. д. Число воспроизводящих головок полагаем здесь равным числу импульсов пачки M . Воспроизведенные сигналы усиливаются, а затем суммируются. Значения коэффициентов усиления $K_1, K_2, \dots, K_M$ весовых усилителей выбираются в соответствии с результирующей диаграммой направленности антенны и числом импульсов в пачке (рис. 5.47, а).

Максимальная величина выходного сигнала сумматора получается в момент времени $t_{\text{ц}}^* + t_0$, где t_0 — время запаздывания максимума огибающей пачки в схеме обработки. Если l — расстояние от записывающей головки до средней точки между воспроизводящими головками, то

$$t_0 = \frac{l}{v_6}.$$

Поправка на величину t_0 может быть учтена счетно-решающим устройством, следующим за сумматором. Рассмотренный метод обработки называют методом *симметричных весовых коэффициентов*.

Учитывая, что производная гладкой функции в точке максимума равна нулю, видоизменим условие (6) оптимума оценки $t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^*$:

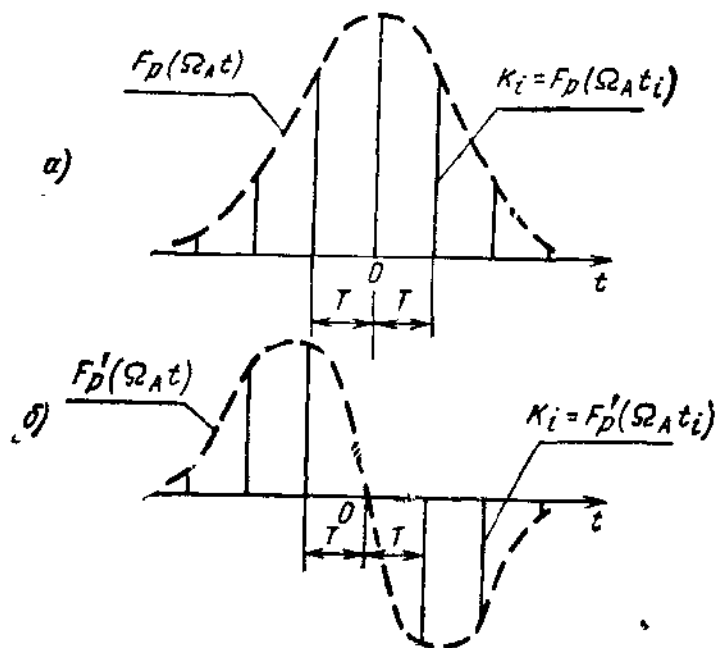


Рис. 5.47. К пояснению выбора симметричных (а) и антисимметричных (б) весовых коэффициентов усиления в схеме на рис. 5.46

$$\frac{d}{dt_{\text{ц}}} \left\{ \sum_i F_p [\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})] Z_{0i} \right\} = 0$$

или

$$\sum_i F'_p [\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})] Z_{0i} = 0 \quad \text{при} \quad t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^* \quad (7)$$

Весовая сумма (7) реализуется рассмотренными схемами корреляционной или фильтровой обработки, если четную функцию веса заменить нечетной (рис. 5.47, б). Оценка времени запаздывания пачки $t_{\text{ц}}^*$ определяется при этом из условия минимума суммы (7). Рассмотренный метод обработки называется методом *антисимметричных весовых коэффициентов*.

Рассмотрим особенности оптимальной обработки *слабого сигнала* $\left(\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \ll 1 \right)$. В этом случае

$$\ln I_0 \left[\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \right] \approx \frac{1}{4} \left[\frac{2Z_i(t_{\text{ц}})}{N_0} \right]^2 = \frac{Z_i^2(t_{\text{ц}})}{N_0^2}$$

и условия отыскания оптимальной оценки имеют вид

$$\sum_i F_p^2 [\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})] Z_{0i}^2 = \max \quad \text{при} \quad t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^* \quad (8a)$$

или

$$\sum_i (F_p^2 [\Omega_A(t_i - t_{\text{ц}})])' Z_{0i}^2 = 0 \quad \text{при} \quad t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}}^* \quad (8б)$$

Следовательно, при слабом сигнале квадратичный детектор теоретически более предпочтителен, чем линейный. Оптимальная функция веса при этом соответствует квадрату результирующей диаграммы направленности при методе симметричных или производной квадрата при методе антисимметричных весовых коэффициентов. Однако разница в эффективности обработки с квадратичным и линейным детектором, как и в § 3.19, мала.

Большинство результатов распространяется на *пачку импульсов с независимыми случайными амплитудами и начальными фазами*. Выражение логарифма отношения правдоподобия для этого случая состоит из двух слагаемых

$$\ln l(t_{\text{ц}}) = \sum_i \ln \frac{N_0}{\partial_i(t_{\text{ц}}) + N_0} + \frac{1}{N_0} \sum_i \frac{Z_i^2(t_{\text{ц}})}{\partial_i(t_{\text{ц}}) + N_0}.$$

При большом числе импульсов в пачке первое слагаемое представляет собой сумму близко расположенных ординат плавной кривой и от абсциссы ее максимума $t_{\text{ц}}$ практически не зависит. Оптимальная оценка времени запаздывания огибающей соответствует максимуму второго слагаемого, т. е.

$$\sum_i \frac{Z_i^2(t_u)}{\partial_i(t_u) + N_0} = \max \quad \text{при} \quad t_u = t_u^*.$$

Используя (3) и (4), получим

$$\sum_i \frac{Z_{0i}^2}{\frac{1}{2} q_0^2 + \frac{1}{F_p^2 [\Omega_A(t_i - t_u)]}} = \max \quad \text{при} \quad t_u = t_u^*, \quad (9)$$

где $q_0 = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_0}{N_0}}$ — параметр обнаружения импульса пачки для случая, когда антенна направлена на цель. Это значит, что принятые радиоимпульсы после оптимальной фильтрации и детектирования (здесь только квадратичного) поступают на корреляционную или фильтровую схему. Весовые коэффициенты (коэффициенты усиления) выбираются соответственно симметричной весовой функции:

$$W(t - t_u) = \frac{1}{\frac{1}{2} q_0^2 + \frac{1}{F_p^2 [\Omega_A(t - t_u)]}},$$

которая при малых q_0 близка к квадрату результирующей диаграммы направленности $F_p^2[\Omega_A(t - t_u)]$ (рис. 5.48, а), а при больших q_0 — к прямоугольной (рис. 5.48, б) с наибольшим значением $2/q_0^2$. Соответствующие антисимметричные весовые функции $W'(t - t_u)$ для малых и больших q_0 изображены на рис. 5.48, в, г.

Если радиоимпульсы пачки флюктуируют «дружно», анализ оптимальной обработки сравнительно прост лишь для крайних случаев очень сильного или очень слабого сигнала. При сильном

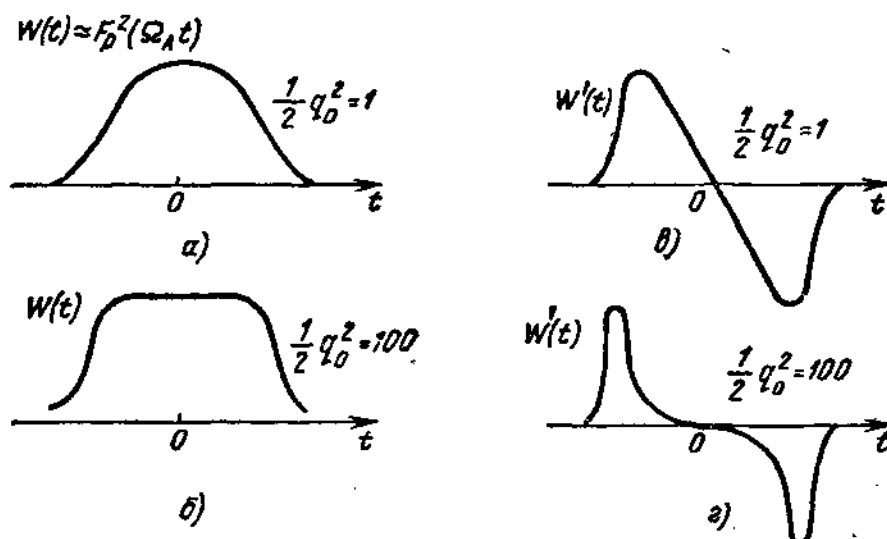


Рис. 5.48. Симметричные (а, б) и антисимметричные (в, г) оптимальные весовые функции при малых и больших значениях параметра обнаружения q_0

сигнале оптимальная оценка определяется формулами (6) и (7), а при слабом — формулами (8), где величина q_0^2 определяется средней (по реализациям) энергией наибольшего импульса пачки.

Таким образом, во всех основных случаях оптимальной является обработка по методу симметричных или антисимметричных весовых коэффициентов.

Рассмотренная в качестве примера схема (см. рис. 5.46) требует записи на магнитный барабан большого числа $M \frac{\Delta t_3}{\tau_{\text{и}}}$ импульсов, где M — число импульсов пачки; Δt_3 — интервал ожидаемых значений времени запаздывания; $\tau_{\text{и}}$ — длительность импульса (при использовании сжатия вместо $\tau_{\text{и}}$ войдет $\tau_{\text{си}}$). Чтобы ограничить объем запоминаемой информации, можно использовать стробирование по дальности, как и при корреляционной обработке. Наряду с аналоговыми устройствами перспективно использование *цифровых машин* или *элементов цифровой техники*.

Ввиду сложности долговременного запоминания многие практические методы определения положения центра пачки основаны на кратковременном запоминании с использованием основных идей весовой обработки.

§ 5.14. Практические методы определения углового положения центра пачки при визуальном и автоматическом съеме

В основе практических методов определения углового положения центра пачки лежит использование квазиоптимальных весовых функций и сокращение объема памяти при незначительном возрастании погрешностей измерения. Могут использоваться как симметричные, так и антисимметричные квазиоптимальные весовые функции (рис. 5.49). К числу основных методов определения центра пачки при этом относят методы интегрирования импульсов, сравнения площадей, счета импульсов, а также методы «вилки», максимума и минимума.

Методы интегрирования импульсов основаны на использовании симметричной прямоугольной весовой функции (рис. 5.49, а), которая близка к оптимальной при независимых флуктуациях амплитуд импульсов пачки и большом отношении сигнала к шуму. Оценка времени запаздывания $t_{\text{ц}}^*$ в этом случае определяется из условия $\sum_i Z_{0i} = \text{max}$. С учетом запаздывания в системе обработки она соответствует моменту максимума напряжения на выходе сумматора. При одинаковых длительностях весовой функции и пачки это напряжение пропорционально сумме всех ее импульсов. Если длительность весовой функции меньше длительности пачки, суммируется только часть импульсов.

Для реализации методов интегрирования могут использоваться схемы на магнитных барабанах, рециркуляторы, потенциоскопы, электроннолучевые индикаторы с длительным послесвечением, элементы цифровой техники. Устройство обработки на магнитном барабане может содержать в отличие от приведенного на рис. 5.46 вместо отдельных усилителей один общий на выходе сумматора.

Методы сравнения площадей основаны на применении антисимметричных весовых функций (рис. 5.49, *д, ж*). Использование весовой функции (рис. 5.49, *е*) заключается в следующем. Видеоимпульсы от выбранной цели подаются на схему сравнения площадей с магнитным барабаном (рис. 5.46), содержащую в данном случае только два весовых усилителя, один из которых является инвертором. Площадь видеоимпульсов (рис. 5.50, *а*) в момент оптимального отсчета разбивается на две равновеликие части. Отсчет угловой координаты цели производится в момент времени, когда напряжение на выходе сумматора равно нулю с учетом запаздывания в схеме обработки. Обработка пачки импульсов при весовой функции, изображенной на рис. 5.49, *ж*, отличается от рассмотренной тем, что площади части импульсов не суммируются (рис. 5.50, *б*).

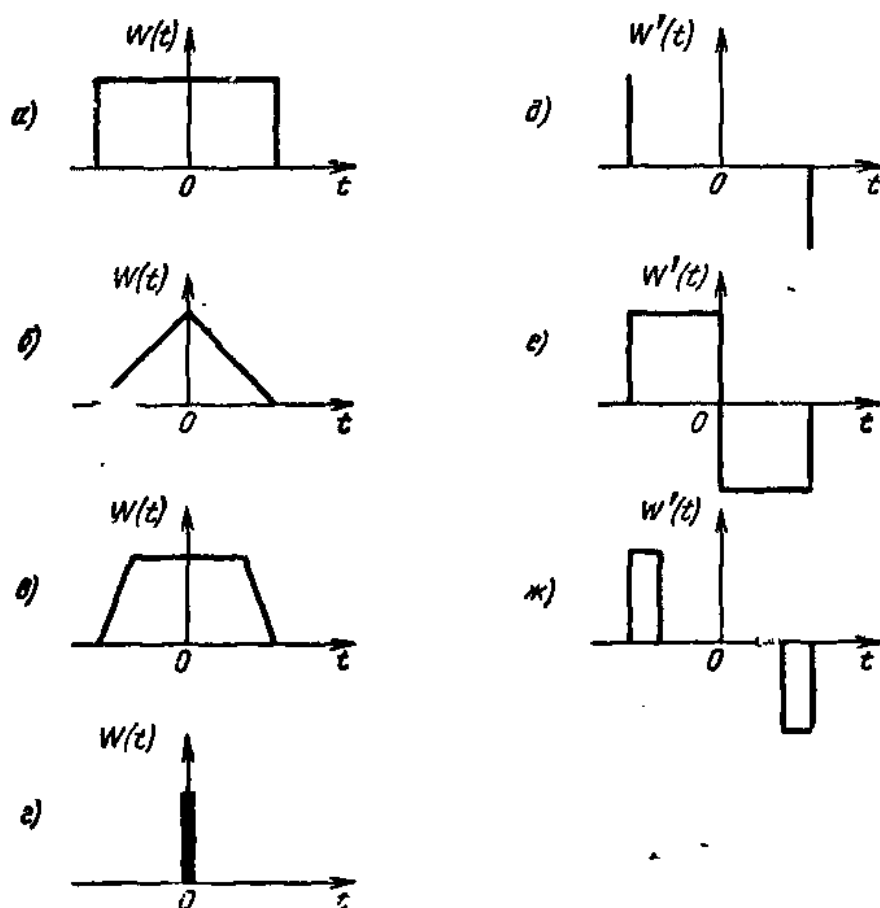


Рис. 5.49. Симметричные (*а, б, в, г*) и антисимметричные (*д, е, ж*) квазиоптимальные весовые функции

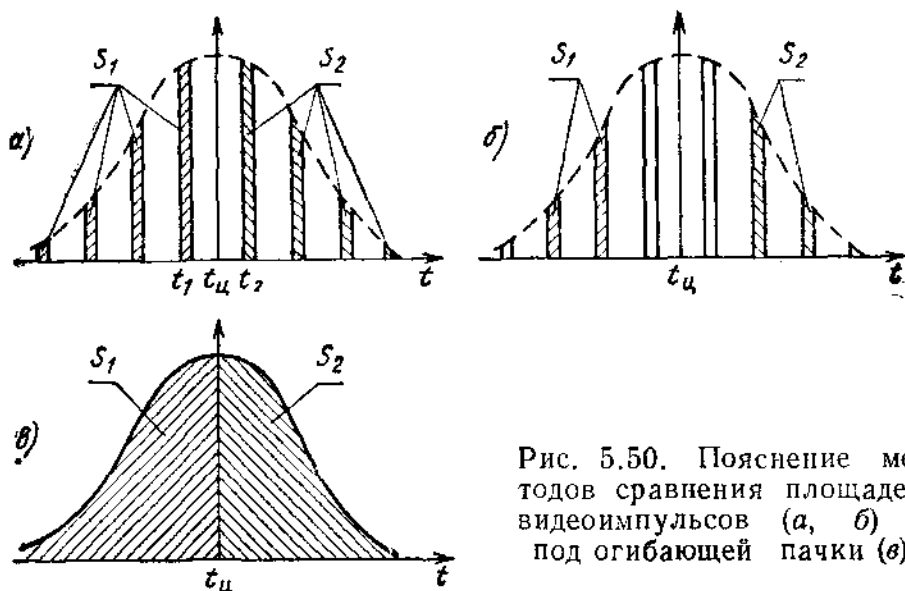


Рис. 5.50. Пояснение методов сравнения площадей видеоимпульсов (а, б) и под огибающей пачки (в)

При сравнении площадей возможно образование зоны нечувствительности (сравниваемые на рис. 5.50, а площади не меняются при изменении оценки в пределах от t_1 до t_2). Поэтому от разбиения площади видеоимпульсов переходят к разбиению площади под огибающей пачки (рис. 5.50, в). Для этого видеоимпульсы выбранной цели сначала подают на схему выделения огибающей и только после этого на схему сравнения площадей, например временной дискриминатор (см. § 4.8).

Определение угловой координаты по центру отметки на экране индикатора также может быть отнесено к сравнению площадей. Накопление яркостей в отдельных точках экрана соответствует при этом первой ступени интегрирования. Основное интегрирование — по промежуткам времени, составляющим половину длительности пачки, производится оператором визуально — при определении центра дужки.

Методы счета импульсов, превышающих порог, также сводятся к интегрированию импульсов, но аналоговое суммирование заменяется цифровым. Для измерения положения оси антенны не обязательно запоминать момент прихода каждого импульса пачки. Могут запоминаться только моменты ее начала и конца.

Запоминающее устройство при этом существенно упрощается. Счет числа импульсов, превышающих порог, ведется на временном интервале, составляющем часть общей длительности пачки. Угловая координата цели определяется как среднее арифметическое значений координат оси антенны, соответствующих началу и концу пачки. Для ослабления влияния ложных импульсов и пропусков сигнала на точность измерения начало и конец пачки определяются по специальному критерию (логике). В качестве критерия может быть выбран, в частности, следующий. Если за три последовательных периода повторения обнаружен один импульс, он считается ложным



Рис. 5.51. Пояснение метода определения начала и конца пачки импульсов по логике «2 из 3»

(рис. 5.51), если два — они считаются началом пачки. Конец пачки отмечается, если в трех последовательных периодах после начала впервые обнаружен пропуск двух импульсов (пропуск только одного импульса считается ложным).

В общем случае может использоваться логика « n из m ». Логики могут быть *целыми* ($n = m$) и *дробными* ($n < m$). Для определения начала и конца пачки могут использоваться *одинаковые* логики, либо *различные*. При использовании различных логик *менее жесткая определяет конец пачки*, чтобы исключить ее дробление вследствие флюктуационного выпадения отдельных импульсов. Пусть для определения начала пачки используется логика «3 из 3» (3/3). Тогда дробление пачки менее вероятно, когда ее конец определяется логикой «2 из 3» (2/3) или какой-либо другой менее жесткой логикой. Ею может быть логика «3 из 3» с дополнительным условием, чтобы в конце пачки следовало два нуля подряд (логика 3/3—00).

Упрощенная блок-схема измерителя угловой координаты методом счета импульсов приведена на рис. 5.52, а. Отраженные сигналы стробируются в приемнике по дальности и поступают на счетчик импульсов. Счетчик фиксирует моменты начала t_H и конца t_K пачки импульсов и выдает их в счетно-решающее устройство. Наряду с t_H и t_K в счетно-решающее устройство непрерывно вводится угловая координата оси антенны θ . По этим данным определяются угловые координаты начала θ_H и конца θ_K пачки импульсов и угловая координата цели $\theta_C = 1/2(\theta_H + \theta_K)$. Основные элементы счетчика изображены на рис. 5.52, б: генератор стандартных импульсов, анализатор соответствия критерию « n из m » и устройство выработки импульсов начала t_H и конца t_K пачки. Генератор стандартных импульсов срабатывает всякий раз, когда напряжение с выхода приемника u_1 превысит по уровню некоторый порог (рис. 5.53). Вырабатываемые им импульсы u_2 имеют постоянные амплитуды и длительности и поступают на анализатор соответствия критерию « n из m ». Схема последнего при $n=2$ и $m=3$ с использованием линий задержки изображена на рис. 5.54. Поступающие на ее вход импульсы u_2 суммируются с задержанными импульсами u_3 , u_4 на сопротивлении R . Смещение на сетке лампы анализатора подбирается так, чтобы она открывалась при суммировании не менее двух импульсов. Импульсы отрицательной полярности u_5 с анода лампы анализатора поступают на устройство выработки импульсов начала u_7 и конца u_8 пачки. Это устройство содержит линию задержки на $t_3 = T$

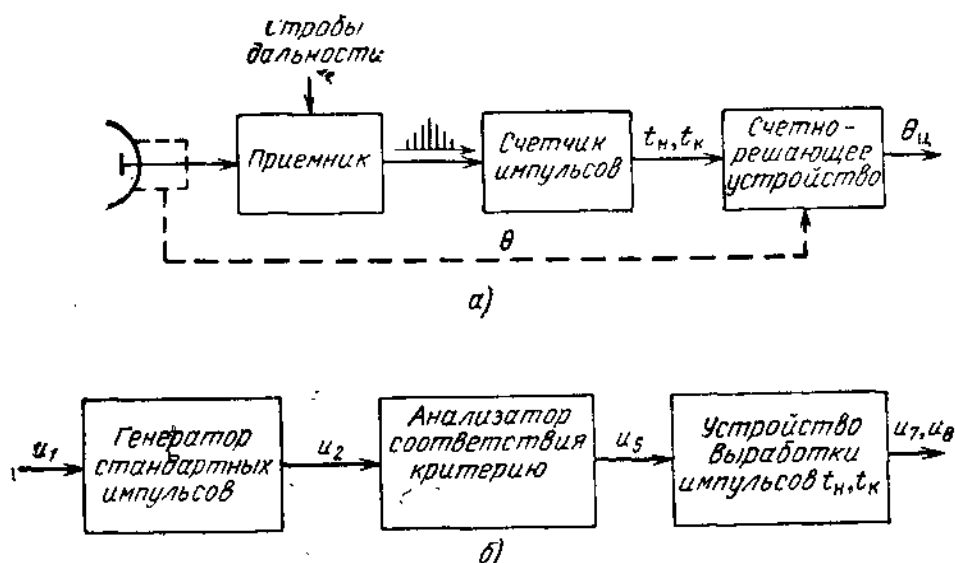


Рис. 5.52. Упрощенная блок-схема (а) измерителя угловой координаты по пачке методом счета импульсов; основные элементы счетчика (б)

и два каскада несовпадений (рис. 5.55). Сигнал проходит через каждый каскад несовпадений только в том случае, если импульс u_3 или u_6 действует на его первый вход и отсутствует на втором. В результате этого на выходе первого каскада несовпадений появится единственный импульс начала пачки, а на выходе второго каскада несовпадений — импульс конца пачки.

Ввод в счетно-решающее устройство текущей координаты антенны может осуществляться самыми различными способами. На рис. 5.56 иллюстрируется система ввода, состоящая из фотоэлемента, источника света, диска с прорезями, связанного с антенной, и схемы счета. Последняя подсчитывает число импульсов в цепи фотоэлемента после прохождения антенной некоторого начального направления, для которого угловая координата принимается равной нулю. Отсчет координат, соответствующий началу и концу пачки, производится путем передачи выходных потенциалов схемы счета в моменты поступления на нее импульсов начала и конца пачки.

Второй из возможных способов ввода в счетно-решающее устройство текущих координат антенны состоит в следующем. На прозрачный диск, также жестко закрепленный на валу антенны, наносятся по радиусам неповторяющиеся кодовые комбинации прозрачных и непрозрачных участков. По одну сторону диска располагается линейный источник света, а по другую — экран с узкой щелью, пропускающий свет на фотодетекторы, число которых равно числу разрядов кода. Импульсы начала и конца пачки подаются на линейный источник света и засвечивают экран. На выходах фотодетекторов в момент засвета возникают кодовые комбинации нулей и единиц, однозначно определяющие угловые координаты начала и конца пачки. Считываемые комбинации вводятся в счетно-решающее устройство. Ввод может осуществляться непосредственно или через преобразователь кодов. При непосредственном вводе комбинации считываются в виде разрядов двоичного кода, при этом возможна ошибка в любом разряде, в том числе высшем, когда происходит смена комбинаций этого разряда. Поэтому для считывания угловой координаты используют специальные коды, для которых ошибка в одной цифре ведет к погрешности в единице низшего разряда, а ввод данных в машину производят через преобразователь кодов.

Поясним принцип таких кодов на примере. Если десятичные числа 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 закодировать обычными двоичными комбинациями 000, 001, 010,

011, 100, 101, 110, 111, то вследствие ошибки в единице высшего разряда число 4, соответствующее комбинации 100, переводится в число 0, соответствующее комбинации 000, т. е. меняется на четыре единицы. Если же кодирование произвести специальными комбинациями 000, 001, 011, 010, 110, 111, 101, 100, то числу 4 соответствует комбинация 110. Поскольку у соседних чисел 3 и 5 вторая цифра комбинации такая же, как у числа 4, то ошибки при повороте диска возможны только в первой или третьей цифрах. При этом число 4 переводится в 3 или 5, т. е. меняется всего на единицу. Аналогично число 7 за счет ошибки переводится в 6 или 8 (иначе в 0, поскольку оцифровка диска полагается циклической). Чтобы обеспечить достаточную точность отсчета, число разрядов в циклическом коде берется достаточно большим.

Автоматический съем положения антенны может быть не только цифровым, но и аналоговым. Последний осуществляется, например, с помощью сельсинов.

Наряду с автоматическими методами съема углового положения антенны, как и при измерении дальности, могут быть использованы полуватметрические.

Методы вилки, максимума и минимума являются исторически одними из первых методов измерения угловых координат. Метод вилки состоит в определении координаты по двум засечкам θ_1 и θ_2 , соответствующим одинаковым значениям амплитуды сигнала при отвороте антенны в ту и другую сторону от направления на цель. Искомая координата находится как среднее арифметическое $\theta_c^* = (\theta_1 + \theta_2)/2$. Метод вилки эквивалентен использованию антисимметричной весовой функции (рис. 5.49, д).

При методах максимума и минимума используется, по существу, весовая функция, изображенная на рис. 5.49, г (метод максимума) или противоположная ей по знаку (метод минимума). Диаграмма направленности антенны радиолокатора при методе минимума выбирается с резко выраженным провалом (рис. 5.57). Оценка угловой координаты цели производится по положению антенны, соответствующему максимуму или минимуму сигнала. В первых радиолокаторах, поворачивая антенную систему, оператор следил за изменением амплитуды сигнала по экрану индикатора. Когда амплитуда оказывалась максимальной или минимальной, производился отсчет по шкале, связанной с поворотным механизмом антенны. Недостатком метода максимума является его малая точность вследствие слабого изменения амплитуды сигнала в окрестности максимума. При остром провале в диаграмме направленности метод минимума обеспечивает более высокую точность, чем метод максимума, однако его возможности снижаются из-за низкого уровня сигнала в рабочей точке. Поэтому область использования методов максимума и минимума сужается.

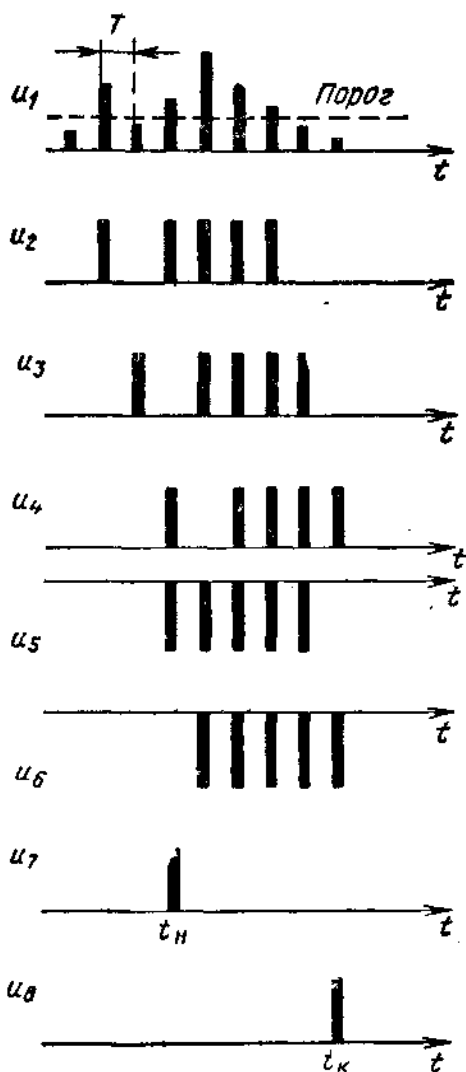


Рис. 5.53. Пояснение принципа работы счетчика импульсов в схеме на рис. 5.52, б

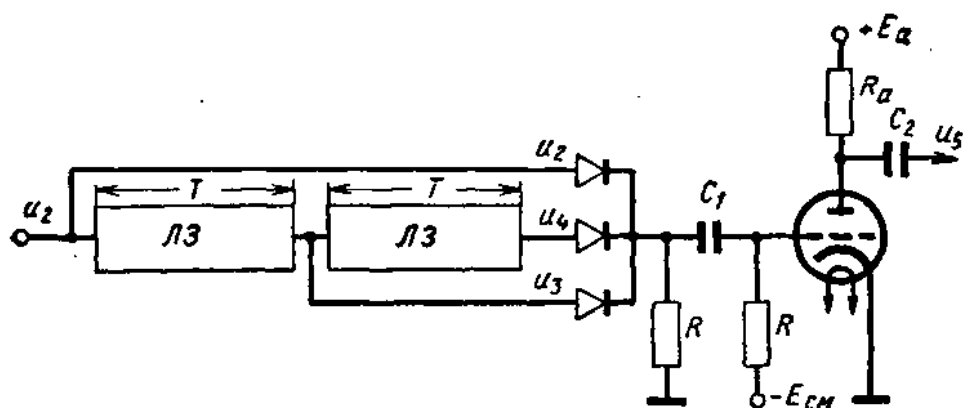


Рис. 5.54. Схема анализатора соответствия критерию « n из m » при $n = 2$ и $m = 3$

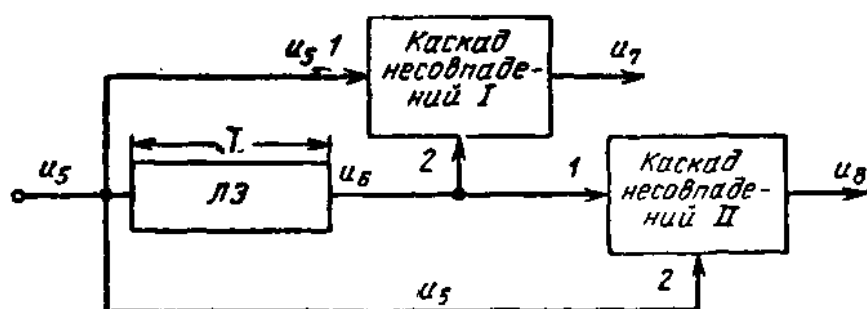


Рис. 5.55. Блок-схема устройства выработки импульсов начала и конца пачки

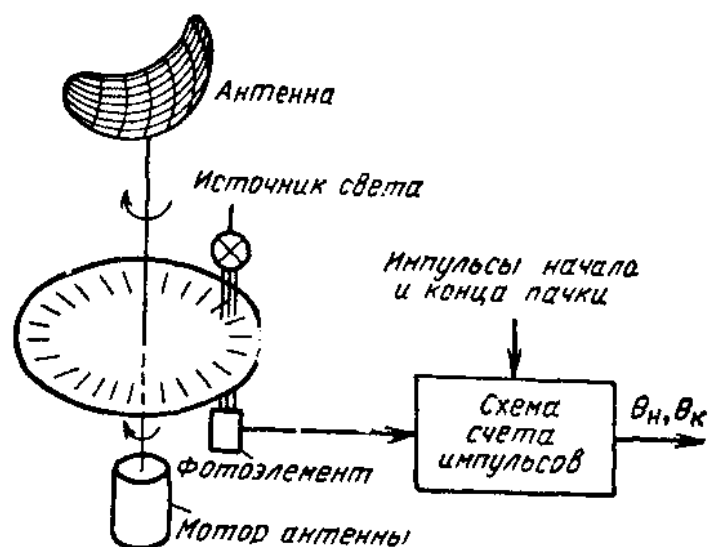
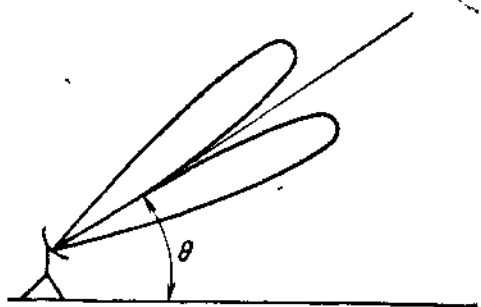


Рис. 5.56. Принцип ввода угла поворота антенны в счетно-решающее устройство

Рис. 5.57. Измерение угловой координаты методом минимума



§ 5.15. Потенциальные и реальные точности одноканального углового измерения

Точность измерения угловой, как и любой другой координаты, в отсутствие систематической ошибки оценивается дисперсией случайных ошибок измерения. При оптимальной обработке последние определяются шумами и флуктуациями вторичного излучения цели. Минимальная величина дисперсии ошибки характеризует так называемую *потенциальную точность*, которая при заданных условиях измерения не может быть превзойдена. Точность измерения, определяемая всей совокупностью обуславливающих ее факторов, принято называть *реальной*.

Вначале рассмотрим потенциальную точность одноканального углового измерения *при отсутствии искажений пачки за счет флуктуаций*. Поскольку определение угловой координаты сводится к измерению времени запаздывания, в качестве исходного используем выражение [(9), § 4.3] для среднеквадратичной ошибки измерения времени запаздывания когерентного сигнала

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{2\pi q} \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} |G(f)|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} f^2 |G(f)|^2 df}} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} |U(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |U'(t)|^2 dt}}, \quad (1)$$

где $q = \sqrt{2\mathcal{E}/N_0}$ — параметр обнаружения.

Вначале положим зондирующий сигнал радиолокатора когерентным и непрерывным, а отношение сигнал/шум достаточно большим. При этих условиях использование (1) правомерно. Полагая $U(t) = F_p(\Omega_A t)$ и $U'(t) = \Omega_A F_p'(\Omega_A t)$, получим

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{q\Omega_A} \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} [F_p(\Omega_A t)]^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} [F_p'(\Omega_A t)]^2 dt}}. \quad (2)$$

Среднеквадратичная ошибка измерения угловой координаты в соответствии с выражением (2) при этом будет

$$\sigma_{\theta} = \Omega_A \sigma_{\tau} = \frac{1}{q} \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} F_p^2(\theta) d\theta \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} [F'_p(\theta)]^2 d\theta}. \quad (3)$$

Как показано в § 4.5, для достаточно сильных импульсных некогерентных сигналов потенциальная точность мало отличается от потенциальной точности когерентных. Это позволяет распространить на этот случай формулу (1), понимая ее так, что временное интегрирование проводится по промежуткам, соответствующим отдельным импульсам пачки. Однако, если число импульсов в пачке большое, то величина отношения интегралов в (1) весьма близка к соответствующему значению для непрерывного излучения. Поэтому на случай импульсного некогерентного излучения распространяется не только соотношение (1), но и (3), если $q = \sqrt{2\mathcal{E}_\Sigma/N_0}$, где $\mathcal{E}_\Sigma$ — суммарная энергия импульсов пачки.

Пусть главный лепесток результирующей диаграммы направленности одноантенного радиолокатора аппроксимируется выражением

$$F_p(\theta) = e^{-\pi \left(\frac{\theta}{\theta_A}\right)^2}.$$

Здесь θ_A — ширина диаграммы направленности по мощности на передачу (прием) на уровне $e^{-\pi/4} \approx 0,46$ (она мало отличается от ширины по половинной мощности). Тогда

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} F_p^2(\theta) d\theta &= \frac{\theta_A}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_A, \\ \int_{-\infty}^{\infty} [F'_p(\theta)]^2 d\theta &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\theta_A} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 e^{-\frac{x^2}{2}} dx = \frac{\pi}{\sqrt{2}\theta_A}. \end{aligned}$$

Среднеквадратичная ошибка измерения угловой координаты при отсутствии искажений пачки за счет флуктуаций цели будет

$$\sigma_{\theta} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\theta_A}{q}. \quad (4)$$

Для других аппроксимаций диаграммы направленности в формуле (4) меняется величина числового коэффициента, но незначительно.

Искажения пачки за счет флуктуаций (см. рис. 2.33, § 2.13) приводят к ошибкам измерения угловой координаты. Последнее имеет место даже при $q \rightarrow \infty$. Используем, как и ранее, для случая сильных некогерентных импульсов приближенную замену среднеквадратичной ошибки ее значением для непрерывного когерентного сигнала. Примем в качестве величины a^2 в формуле [(12), § 4.10] от-

ношение дисперсии релеевского распределения к квадрату среднего значения: $\sigma^2 = \frac{4-\pi}{\pi}$. Допустим использование этой формулы, выведенной для $a \ll 1$, в рассматриваемом случае. Заменяя $\tau_c = \theta_A/\Omega_A$ и вводя угол поворота антенны за время корреляции флюктуаций амплитуд отраженного сигнала $\theta_0 = \Omega_A \tau_0$, для колокольных аппроксимаций получим

$$\sigma_\theta = \frac{\theta_A}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{1}{q^2 \eta} + \frac{4-\pi}{2\pi} \left(\frac{\theta_A}{\theta_0}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{\theta_A}{\theta_0}\right)^2\right]^{-3/2}}. \quad (5)$$

Полагая $\theta_A = \lambda/d$, где d — размер апертуры, замечаем, что *результатирующая ошибка измерения уменьшается с увеличением относительного размера антенны d/λ* . Последнее справедливо вплоть до больших значений $d/\lambda = 10^2 \div 10^3$, пока неточности формирования поля на апертуре антенны не ограничивают сужения ее диаграммы направленности. Ошибка уменьшается с увеличением энергии обрабатываемого сигнала.

При низкой скорости обзора ошибка может существенно увеличиться за счет флюктуаций цели. В последнем можно убедиться, рассмотрев следующий пример.

Пусть величина $\tau_0 = 1/40$ сек, что соответствует оцененным в конце § 2.10 флюктуациям маневрирующей крупноразмерной цели на дальности 30 км. При $\theta_A = 1^\circ$ и $q \gg 1$ для $\Omega_A = 400$ и 40 град/сек будем иметь соответственно $\sigma_\theta = 0,02$ и 0,12 град.

Реальная точность углового измерения *наряду с потенциальной определяется еще и другими факторами*. При одноканальном угловом измерении основными из них являются:

- а) перемещение антенны и цели за время измерения;
- б) дискретность импульсного облучения цели;
- в) нестабильность работы элементов радиолокатора;
- г) неоднородность среды, переотражения от земной поверхности, несферичность фазового фронта отраженной от цели волны;
- д) неоптимальность работы оператора или счетно-решающего устройства, неоптимальность приемно-индикаторных устройств.

Перейдем к последовательному рассмотрению перечисленных выше факторов.

Как уже указывалось, за время распространения сигнала до цели и обратно диаграмма направленности смещается на угол $\Delta\theta = \Omega_A(2r/c)$. Результирующая диаграмма направленности, занимая промежуточное положение между диаграммами направленности при приеме и зондировании, оказывается смещенной относительно каждой из них на угол $\Delta\theta/2$. Поскольку угловая координата цели соответствует максимуму результирующей диаграммы, а на индикаторе фиксируется положение максимума в момент приема, имеет место систематическая ошибка $\Delta\theta/2 = \Omega_A(r/c)$. Так, при $\Omega_A = 40$ град/сек и $r = 300$ км величина этой ошибки составляет $0^\circ,04$. При большей скорости обзора $\Omega_A = 400$ град/сек та же ошибка имеет место на дальности всего 30 км, а на дальности 300 км составит уже $0^\circ,4$. Рассматриваемая ошибка может быть учтена как систематическая. Она мало сказывается,

если измеряется разность угловых координат двух объектов с примерно одинаковой дальностью. Тем не менее при больших дальностях и угловых скоростях вращения антенн на эту ошибку необходимо обращать внимание.

Угловое перемещение цели относительно радиолокатора обычно мало сказывается даже при низкой скорости обзора Ω_A , малой дальности r и большой тангенциальной (по отношению к радиолокатору) скорости цели v_t . В самом деле, за время облучения θ_A/Ω_A цель проходит путь в тангенциальном направлении $v_t\theta_A/\Omega_A$ и ее угловая координата за это время меняется на $\Delta\theta_{\text{ц}} = v_t\theta_A/r\Omega_A$. Если $\Omega_A = 20$ град/сек, $r = 50$ км, $v_t = 500$ м/сек, то $\Delta\theta_{\text{ц}} = \theta_A/200$.

Дискретность импульсного излучения также может приводить к угловой ошибке. При наиболее часто используемых методах обработки такая угловая ошибка равномерно распределена в интервале от $-\Omega_A T/2$ до $\Omega_A T/2$. Ее среднеквадратичное значение составляет $\Omega_A T/\sqrt{12}$, в частности для $\Omega_A = 40$ град/сек и $T = (1/400)$ сек оно будет $0^\circ,03$. Роль этой ошибки возрастает при увеличении Ω_A , но уменьшается в процессе последовательных измерений. Рост этой ошибки препятствует снижению флюктуационной путем увеличения Ω_A , особенно в радиолокаторах дальнего обнаружения. Так, если $\Omega_A = 400$ град/сек, а $T = (1/400)$ сек (что еще немного), рассматриваемая ошибка составит уже $0^\circ,3$.

Нестабильность работы элементов радиолокатора зачастую бывает определяющей. Так, нестабильность синхронно-следящей передачи на индикатор углового положения антенны может приводить к зависящим от конструкции передачи весьма заметным угловым ошибкам. Также сказывается нестабильность азимутальных меток, неточность ориентирования радиолокационной станции и т. п. Обычно принимаются специальные меры для уменьшения этих ошибок. Кроме того, они влияют в меньшей степени при определении разности координат двух объектов.

К заметным ошибкам могут приводить горизонтальные и особенно вертикальные градиенты показателя преломления, что подробнее разбирается в § 5.21, а также неоднородность земной поверхности, если последняя принимает участие в формировании диаграммы направленности, например, в станциях метрового диапазона волн. Эти ошибки также уменьшаются, если измеряется разность координат двух объектов одним радиолокатором.

Если радиолокатор достаточно удален от цели, ошибка, связанная с искажениями фазового фронта отраженного от цели сигнала, обычно существенно менее других ошибок. Она рассматривалась в § 2.3.

Неоптимальность работы оператора или счетно-решающего устройства может также заметно повысить ошибку измерения по сравнению с потенциальной. Оценка (4) потенциальной точности идеализирует условия визуального съема. Поэтому часто исходят из более простых соображений, считая, что оператор средней натренированности не замечает разности амплитуд сигнала $\Delta U_c/U_0 \leq (5 \div 15)\%$, не учитывая при этом, что в условиях слабых помех можно отсчитать координату точнее, чем в условиях сильных, и пренебрегая другими ошибками. Величину ΔU_c с точностью до множителя можно тогда представить как разность двух значений результирующей диаграммы направленности

$$\Delta U_c = F_p(\theta_0 + \Delta\theta) - F_p(\theta_0), \quad (6)$$

одно из которых является исходным значением амплитуды

$$U_0 = F_p(\theta_0).$$

Поделив почленно два написанных равенства и заменив $F_p(\theta_0 + \Delta\theta)$ первыми членами разложения в ряд Тейлора, получим

$$\frac{\Delta U_c}{U_0} = \frac{F'_p(\theta_0)}{F_p(\theta_0)} \Delta\theta + \frac{1}{2} \frac{F''_p(\theta_0)}{F_p(\theta_0)} (\Delta\theta)^2 = A\Delta\theta + B(\Delta\theta)^2, \quad (7)$$

где A и B — так называемые линейный и квадратичный коэффициенты пеленгационной чувствительности.

При этом полагают, что в случае отсчета по максимуму пачки (без весового суммирования импульсов) $U_0 = F_p(0)$ — максимальное значение амплитуды и что $F'_p(0) = 0$, откуда

$$|\Delta\theta| = \sqrt{\left| \frac{\Delta U_c}{U_0} \right| \frac{2F_p(0)}{F''_p(0)}}. \quad (8)$$

Для одноантенного радиолокатора, главный лепесток диаграммы направленности которого аппроксимируется выражением $F(\theta) = \cos k\theta$, где $k = \pi/2\theta_A$ (здесь θ_A — ширина диаграммы на передачу или прием по половинной мощности), величина $F''_p(0) = \frac{\pi^2}{2\theta_A^2} F(0)$, откуда для $|\Delta U_c/U_0| = 0,05 \div 0,15$ величина $|\Delta\theta| = (1/7 \div 1/4)\theta_A$.

Пусть оператор производит отсчет угловой координаты методом вилки, определяя θ_1 и θ_2 , при которых амплитуда сигнала принимает одинаковые значения $U_1 = U_2 = U_0$, равенство амплитуд устанавливается с ошибкой $2|\Delta U_c| = (0,05 \div 0,15) U_0$. Для оценки возможной угловой ошибки воспользуемся соотношением (7), заменяя θ_0 на θ_1 . При этом $F_p(\theta_1) \neq 0$ и в выражении (7) можно ограничиться первым членом. Тогда

$$|\Delta\theta| = \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta U_c}{U_0} \frac{F_p(\theta_0)}{F'_p(\theta_0)} \right|. \quad (9)$$

Для той же аппроксимации, что и в предыдущем примере, и $|\theta_2 - \theta_1| = \theta_A$ получим $|\Delta\theta| = \frac{\theta_A}{2\pi} \left| \frac{\Delta U_c}{U_0} \right| = \left(\frac{1}{120} \div \frac{1}{40} \right) \theta_A$.

Любая математическая модель деятельности оператора является весьма грубой. В двух последних примерах считается, что оператор при отсчете использует вершину пачки или ее крайние значения на определенном уровне. При отсчете угловой координаты по дужке на индикаторе с яркостной отметкой уместно уподобить его устройству весовой обработки, учитывающему все значения импульсов пачки, вводя экспериментально найденные потери на неоптимальность обработки. Тем не менее, в некоторых случаях пригодны и более простые расчеты по формулам (8) и (9), которые поэтому здесь и приведены.

Следует обратить внимание, что амплитудное ограничение в тракте приемно-индикаторного устройства, при котором меняется форма пачки, сказывается на точности измерения угловой координаты

Поскольку ошибки различного происхождения обычно независимы, результирующая случайная среднеквадратичная ошибка определяется по правилу суммирования дисперсий.

Среди составляющих результирующей ошибки следует особо выделить *флюктуационную*, очень важную для одноканального измерения координат, когда другие виды ошибок по возможности минимизируются. В отличие от многих других ошибок она *сохраняет*

свое значение при измерении разности координат двух объектов, в том числе, когда на одном из них имеется ответчик. Снижение этой ошибки за счет увеличения скорости обзора возможно только при малой дальности действия радиолокатора. В противном случае резко возрастают другие ошибки, в том числе ошибка, обусловленная дискретностью импульсного излучения, и ошибка, связанная со смещением диаграмм направленности при передаче и приеме.

§ 5.16. Одноканальные методы автосопровождения по угловым координатам

Автоматическое сопровождение целей производится по каждой угловой координате отдельно либо одновременно по двум. Раздельное сопровождение обеспечивается, например, при линейном развертывании диаграммы направленности антенны, одновременное — при коническом развертывании.

Системы углового автосопровождения при линейном развертывании по принципу действия аналогичны рассмотренным в § 4.6—4.9 системам автосопровождения по дальности. В основе их построения чаще всего лежит метод сравнения площадей под огибающей пачки принятых импульсов.

Стробирование выбранной цели по дальности и угловой координате позволяет при этом вести автосопровождение без прекращения обзора пространства, что в ряде случаев является несомненным достоинством. Вторым достоинством следует считать возможность одновременного автосопровождения нескольких целей. Для этого в составе аппаратуры достаточно предусмотреть несколько следящих систем. Для автосопровождения по двум угловым координатам радиолокатор должен иметь два приемо-передающих канала и соответственно две антенны, осуществляющие линейное развертывание в двух ортогональных плоскостях.

В отличие от рассмотренного метода, одновременное автосопровождение по двум угловым координатам при коническом развертывании требует прекращения обзора пространства, позволяет сопровождать только одну цель, но отличается простотой — осуществимо при наличии только одного приемного устройства.

При коническом развертывании диаграммы направленности, которое в простейшем случае достигается вращением облучателя, смещенного из фокуса параболической антенны, создается *равносигнальное направление* (рис. 5.58).

При смещении цели с равносигнального направления происходит амплитудная модуляция отраженных импульсов с частотой вращения диаграммы направленности антенны Ω . Глубина модуляции m определяется величиной отклонения цели от равносигнального направления γ , а фаза огибающей — угловым положением цели φ в «картинной» плоскости, перпендикулярной равносигнальному направлению.

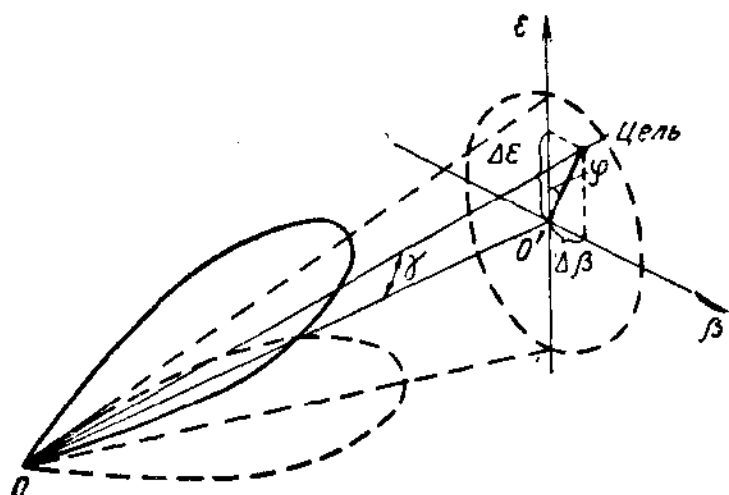


Рис. 5.58. Коническое разворачивание диаграммы направленности.

Здесь: γ — угловое отклонение цели от равносигнальной оси $00'$; φ — угловое положение цели в «картинной плоскости» $\varepsilon 0' \beta$

При небольших угловых отклонениях ($\gamma \rightarrow 0$) огибающая принятого сигнала модулируется по гармоническому закону

$$U(t) = U_0 [1 + m \cos(\Omega t - \varphi)] = U_0 + U_0 A \gamma \cos(\Omega t - \varphi), \quad (1)$$

где A — линейный коэффициент пеленгационной чувствительности, зависящий от формы результирующей диаграммы направленности и положения рабочей точки γ_0 ,

$$A = \frac{F_p'(\gamma_0)}{F_p(\gamma_0)}, \quad (2)$$

и характеризующий величину относительного изменения амплитуды сигнала при изменении γ на единицу углового смещения.

Второе слагаемое в (1) называется *сигналом ошибки*

$$u_{co} = U_0 A \gamma \cos(\Omega t - \varphi). \quad (3)$$

Для управления положением антенны в процессе автосопровождения сигнал ошибки (3) разлагают на ортогональные составляющие $u_{co\beta}$ и $u_{co\varepsilon}$, пропорциональные угловым рассогласованиям по азимуту $\Delta\beta$ и углу места $\Delta\varepsilon$. Разложение производят с помощью умножителей-усреднителей (фазовых детекторов), на которые подаются опорные напряжения $u_\beta = \sin \Omega t$ и $u_\varepsilon = \cos \Omega t$, изменяющиеся с частотой вращения облучателя (рис. 5.59). Снимаемые составляющие сигнала ошибки

$$u_{co\beta} = \overline{u_{co} \sin \Omega t} = \frac{1}{2} U_0 A \gamma \sin \varphi = U \Delta\beta,$$

$$u_{co\varepsilon} = \overline{u_{co} \cos \Omega t} = \frac{1}{2} U_0 A \gamma \cos \varphi = U \Delta\varepsilon$$

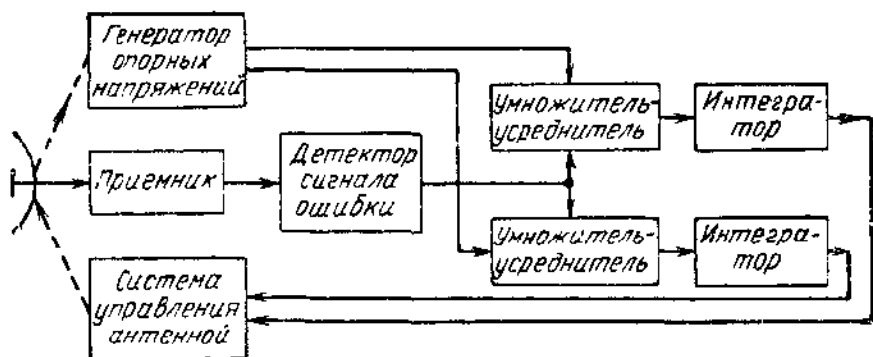


Рис. 5.59. Блок-схема углового автосопровождения при коническом разворачивании диаграммы направленности

используются для *совмещения* равносигнальной оси антенны с направлением на цель.

Наряду с коническим разворачиванием применяют метод *переключения диаграмм* направленности, который, по существу, не отличается от рассмотренного. Переключение может быть реализовано с помощью зеркальной антенны, имеющей четыре симметрично смещенных из ее фокуса облучателей, которые, например, поочередно подключаются к приемному устройству.

Потенциальная точность автосопровождения при последовательном линейном разворачивании определяется так же, как и при последовательных измерениях дальности (см. § 4.6—4.9). В данном случае она зависит от *точности единичных отсчетов* угловой координаты (см. § 5.15) и *динамической ошибки*, связанной с изменением положения цели за время между отсчетами. При отслеживании скорости углового перемещения точность автосопровождения повышается. Аналогично может быть оценена потенциальная точность автосопровождения при коническом разворачивании.

§ 5.17. Многоканальные (моноимпульсные) методы измерения угловых координат

Получившие широкое распространение одноканальные методы пеленгации, отличаясь сравнительной простотой, не всегда обеспечивают достаточную точность измерения. Основной причиной являются искажения огибающей пачки отраженных импульсов за счет флюктуаций вторичного излучения. Этот недостаток одноканальных методов устраняется при переходе к *многоканальным*. При этом для измерения каждой угловой координаты используется несколько самостоятельных приемных каналов, чаще всего два.

Многоканальные методы и системы пеленгации делят на *амплитудные* и *фазовые*. В них используются зависимости амплитуд или фаз принимаемых колебаний от направления прихода радиоволн, неодинаковые для различных каналов приема.

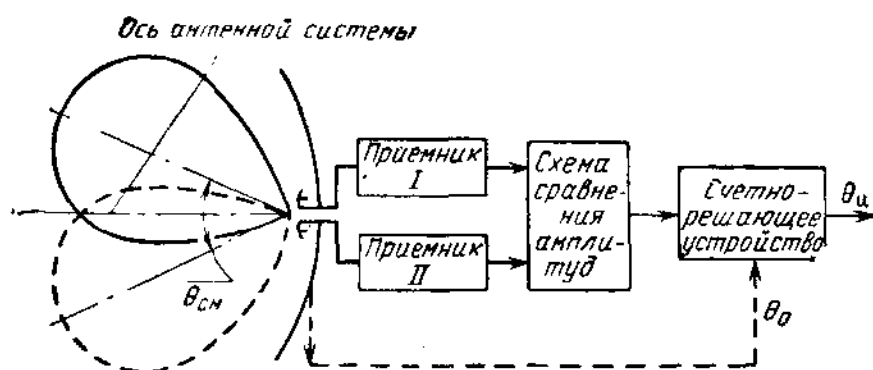


Рис. 5.60. Блок-схема двухканального амплитудного пеленгатора

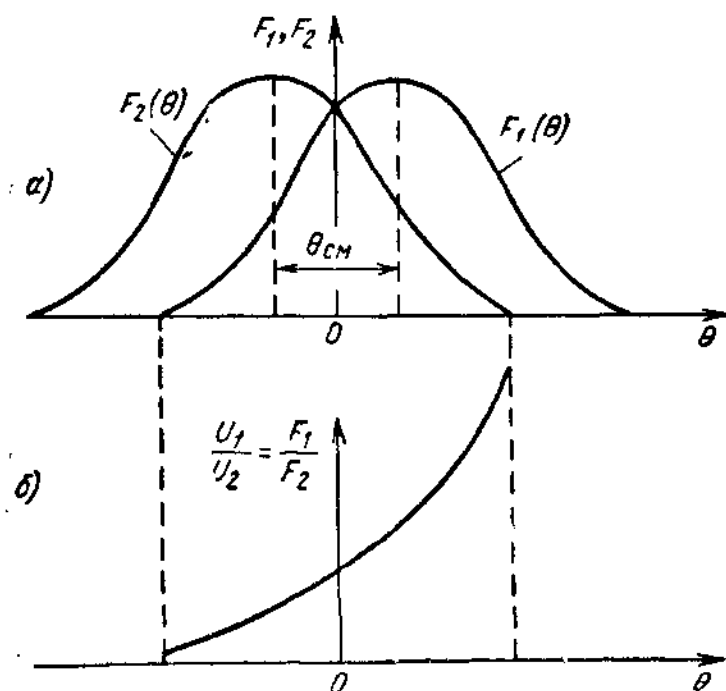


Рис. 5.61. Диаграммы направленности (а) и зависимость отношения амплитуд от углового положения цели (б)

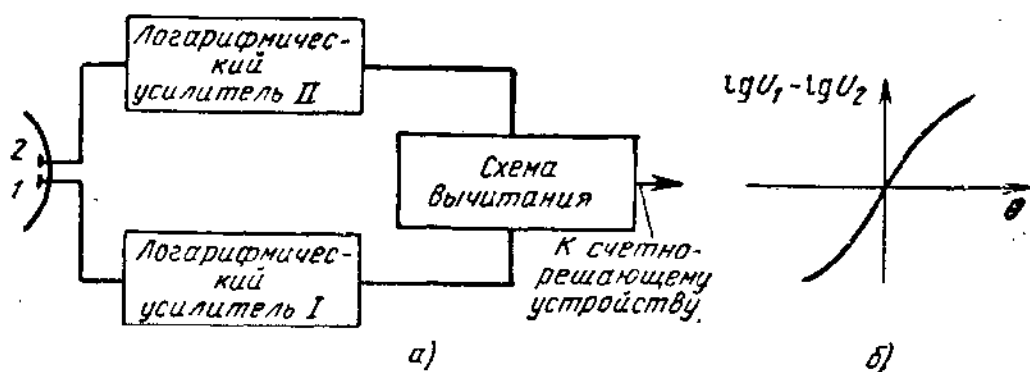


Рис. 5.62. Пеленгатор с логарифмическими усилителями (а) и пеленгационная характеристика (б)

На рис. 5.60 представлена простейшая двухканальная *амплитудная* система пеленгации. На приемные каналы поступают колебания от сдвинутых из фокуса зеркала антенны облучателей. Различным каналам соответствуют смещенные на некоторый угол $\theta_{см}$ диаграммы направленности. Продетектированные импульсы с выхода приемников первого и второго каналов поступают на схему сравнения амплитуд, которая определяет их отношение. График зависимости отношения амплитуд от положения цели относительно оси антенной системы $\frac{U_1}{U_2} = \frac{F_1(\theta)}{F_2(\theta)}$ для смещенных диаграмм направленности каналов $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$ показан на рис. 5.61. В соответствии с этим графиком по величине отношения амплитуд может быть найдено смещение цели θ относительно равносигнального направления ($U_1/U_2 = 1$). Угловая координата цели $\theta_{ц} = \theta + \theta_0$ определяется при этом алгебраической суммой измеренной величины θ и угла поворота антенны θ_0 , который вводится в счетно-решающее устройство.

В отличие от одноканального амплитудный двухканальный метод позволяет измерять угловую координату по одному принятому импульсу и вместе с другими многоканальными методами (применительно к случаю импульсного зондирования пространства) относится к классу *моноп импульсных* методов пеленгации. Наиболее важным их достоинством является *нечувствительность к флуктуациям* амплитуд отраженного сигнала, что для схемы рис. 5.60 непосредственно вытекает из принципа их сравнения *в один и тот же момент времени*.

Задача сравнения амплитуд облегчается, если в приемнике используются усилители с логарифмическими амплитудными характеристиками (рис. 5.62, а). Схема сравнения сводится в этом случае к вычитающему устройству, поскольку

$$\lg \frac{U_1}{U_2} = \lg U_1 - \lg U_2.$$

Зависимость полученной величины от угла рассогласования θ (пеленгационная характеристика) показана на рис. 5.62, б. Другой способ сравнения амплитуд связан с использованием автоматической регулировки усиления (АРУ) колебаний промежуточной частоты обоих каналов (рис. 5.63). Если в качестве регулирующего используется одно и то же напряжение, а усилители идентичны, то амплитуды их выходных напряжений $U_{вых1} = kU_1$ и $U_{вых2} = kU_2$ пропорциональны амплитудам входных, причем коэффициент пропорциональности (коэффициент усиления k) в обоих случаях одинаков. Пусть регулирующее это коэффициент напряжение выбирается из условия практического постоянства амплитуды выходного напряжения второго канала $U_{вых2} = c$. В этом случае $k = c/U_2$, а амплитуда выходного напряжения первого канала $U_{вых1} = c(U_1/U_2)$ оказывается пропорциональной отношению амплитуд напряжений на входе первого и второго каналов.

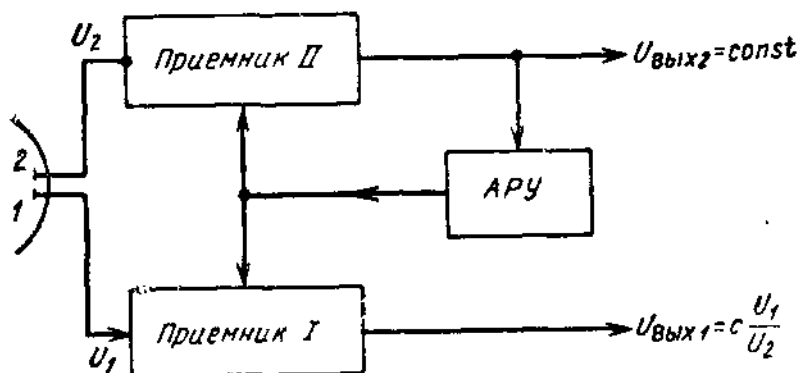


Рис. 5.63. Пояснение способа сравнения амплитуд с использованием автоматической регулировки усиления

С учетом боковых лепестков диаграмм направленности зависимость $U_1/U_2 = f(\theta)$ или $\lg(U_1/U_2) = \varphi(\theta)$ не всегда является гладкой и монотонной, какой она показана на рис. 5.61. Немонотонность этой зависимости может вести к *неоднозначности* измерений при $U_1/U_2 \gg 1$ или $U_1/U_2 \ll 1$. Последняя *несущественна*, если измеряются лишь малые отклонения равносигнального направления от направления на цель ($U_1/U_2 \approx 1$) или если для измерения используются несколько (более двух) приемных каналов.

На рис. 5.64 показана моноимпульсная амплитудная система с рядом *парциальных* каналов, перекрывающих сектор обзора по одной из угловых координат, например по углу места. Сама антенная система может при этом поворачиваться, например, по другой координате, осуществляя обзор (сканирование). Сканирование может производиться также электрическим путем без перемещения антенной системы. Продетектированные напряжения приемных парциальных каналов поступают на схему сравнения амплитуд. В этой схеме направление на цель грубо определяется по номеру парциального канала, выходной сигнал которого имеет наибольшую ампли-

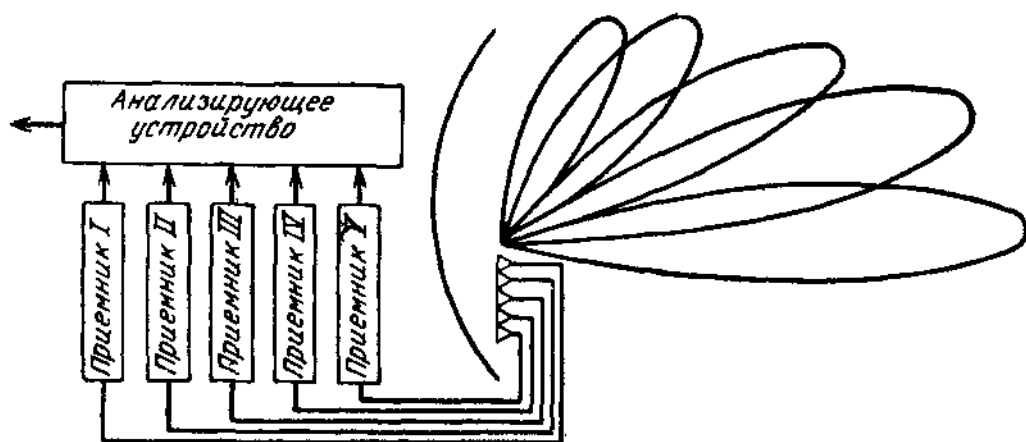


Рис. 5.64. Принцип пеленгации методом **парциальных** диаграмм

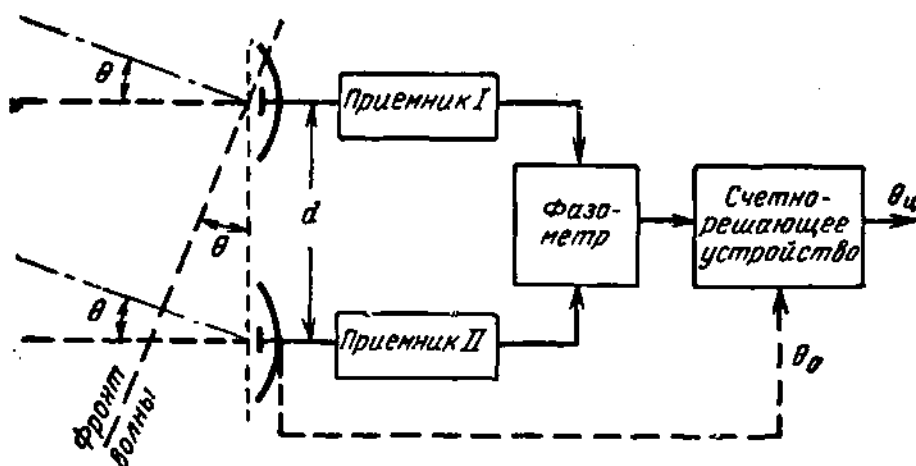


Рис. 5.65. Блок-схема двухканального фазового пеленгатора

туду. Для уточнения и устранения неоднозначности отсчета могут использоваться значения амплитуд соседних каналов.

Решение об измеренной координате может выдаваться в результате аналоговой или цифровой обработки. В последнем случае значения амплитуд напряжений на выходе канальных приемников квантуются и переводятся в цифровую форму.

Перейдем к рассмотрению фазовых методов многоканальной пеленгации. На рис. 5.65 показана двухканальная фазовая система пеленгации, в которой используется разнос приемных антенн на величину d , называемую базой. Принимаемые колебания приходят в антенны со сдвигом фаз

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta, \quad (1)$$

где λ — длина волны колебаний передатчика, θ — угол между направлением прихода радиоволн и нормалью к базе.

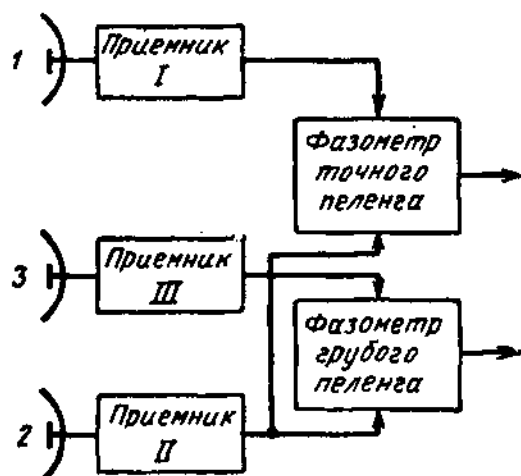


Рис. 5.66. Устранение неоднозначности пеленга путем применения третьего канала

Далее колебания усиливаются приемниками и поступают на фазометр, который измеряет разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$, зависящую от угловой координаты цели. Фазометр может быть проградуирован в единицах углового отклонения цели от нормали к базе θ , так что $\theta_c = \theta_0 + \theta$.

Как и амплитудная, фазовая система многоканальной пеленгации позволяет определять угловое положение цели по одному принятому импульсу и относится к классу моноимпульсных. Она практически нечувствительна к флуктуациям отраженного сигнала.

Поскольку разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ определяется с точностью до слагаемого, кратного 2π , возможна неоднозначность отсчета. Неоднозначность устраняется за счет высокой направленности антенн, когда для углов θ в пределах главного лепестка диаграммы направленности разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ не превышает 2π . Для расширения сектора однозначного отсчета можно ввести третий антенно-приемный канал (рис. 5.66) с уменьшенной базой между ним и одним из двух других каналов. По разности фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ сигналов, принятых антеннами 1 и 2, угловая координата цели определяется с высокой точностью, но неоднозначно. Измерив разность фаз $\varphi_2 - \varphi_3$ сигналов, принятых антеннами 2 и 3, можно устранить неоднозначность отсчета, подобно тому, как неоднозначность точного отсчета времени с помощью минутной стрелки устраняется отсчетом с помощью часовой. И в том и в другом случае мы имеем дело с устранением неоднозначности за счет *многошкальных* измерений.

§ 5.18. Использование суммарно-разностных методов измерения в моноимпульсных системах

Широкое применение в моноимпульсных системах находит суммарно-разностная обработка колебаний, принимаемых различными каналами. При такой обработке образуются сумма и разность двух колебаний. Чтобы облегчить требования к идентичности и динамическому диапазону каналов приема, раздельную обработку принимаемых колебаний заканчивают схемой образования разности в самом начале приемного тракта, на высокой частоте.

Для получения суммарного и разностного колебаний обычно используются высокочастотные мостовые схемы на волноводах, либо на коаксиальных линиях.

На рис. 5.67 показана схема кольцевого суммарно-разностного волноводного моста. Принятые сигналы подводятся к отводам моста 1 и 2. С отвода «с» снимается суммарное колебание, а с отвода «р» — разностное. Фаза разностного колебания определяется фазой того из пары входных сигналов, амплитуда которого больше. Вместо кольцевого моста часто используется двойной волноводный тройник.

Суммарно-разностная обработка применяется в моноимпульсных системах, основанных как на сравнении амплитуд, так и на сравнении фаз принимаемых колебаний.

На рис. 5.68 показано подключение суммарно-разностного волноводного моста к антенной системе *амплитудной моноимпульсной РЛС*, измеряющей одну угловую координату. В этой РЛС имеются два угловых канала с неодинаковыми характеристиками направленности при общем фазовом центре. Рис. 5.69 поясняет образование суммарной и разностной диаграмм.

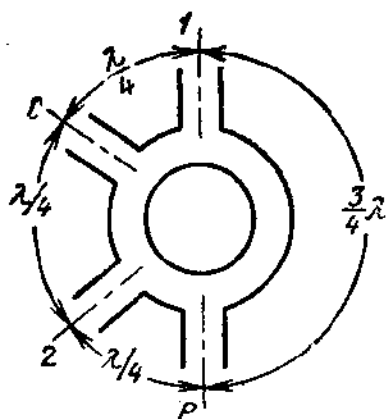


Рис. 5.67. Схема кольцевого суммарно-разностного волноводного моста

Колебания передатчика приходят к облучателям антенны синфазными, образуя суммарную диаграмму направленности антенны на излучение $F_c(\theta) = F_1(\theta) + F_2(\theta)$. Суммарная диаграмма на прием аналогична суммарной диаграмме на излучение. Зависимость разностного напряжения от углового отклонения цели определяется разностной диаграммой направленности $F_p(\theta) = F_2(\theta) - F_1(\theta)$. При этом в соответствии со знаком углового отклонения цели от оси системы фазы колебаний суммарного и разностного каналов оказываются либо одинаковыми, либо отличающимися на π , что характеризует сторону углового рассогласования. Амплитуда разностного колебания при малых угловых рассогласованиях пропорциональна величине углового отклонения цели.

Таким образом, разностная диаграмма направленности обладает дискриминаторными свойствами по углу и позволяет определять величину и знак углового рассогласования. Для определения величины и знака рассогласования служит фазовый детектор, в котором в качестве опорного напряжения используется суммарный сигнал. На выходе фазового детектора получают видеопульсы, полярность которых зависит от знака рассогласования. После расширения и усиления эти импульсы используются для привода исполнительного устройства следящей системы, управляющей положением антенной системы.

Для измерения угловых координат амплитудным моноимпульсным методом в двух плоскостях используются две аналогичные системы с общим суммарным каналом.

В фазовых моноимпульсных измерителях имеются угловые каналы с одинаковыми характеристиками направленности, но разнесенными фазовыми центрами (см. рис. 5.65). Для измерения раз-

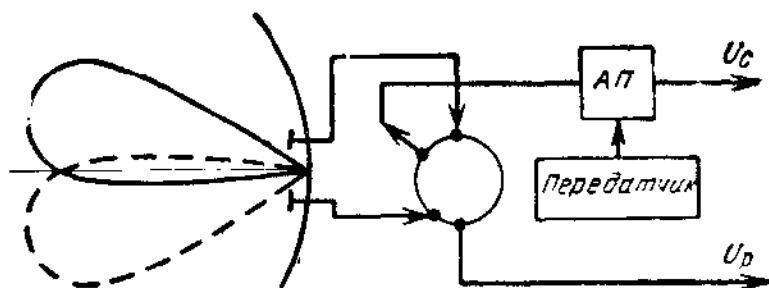


Рис. 5.68. Подключение суммарно-разностного волноводного моста к антенне амплитудной моноимпульсной РЛС

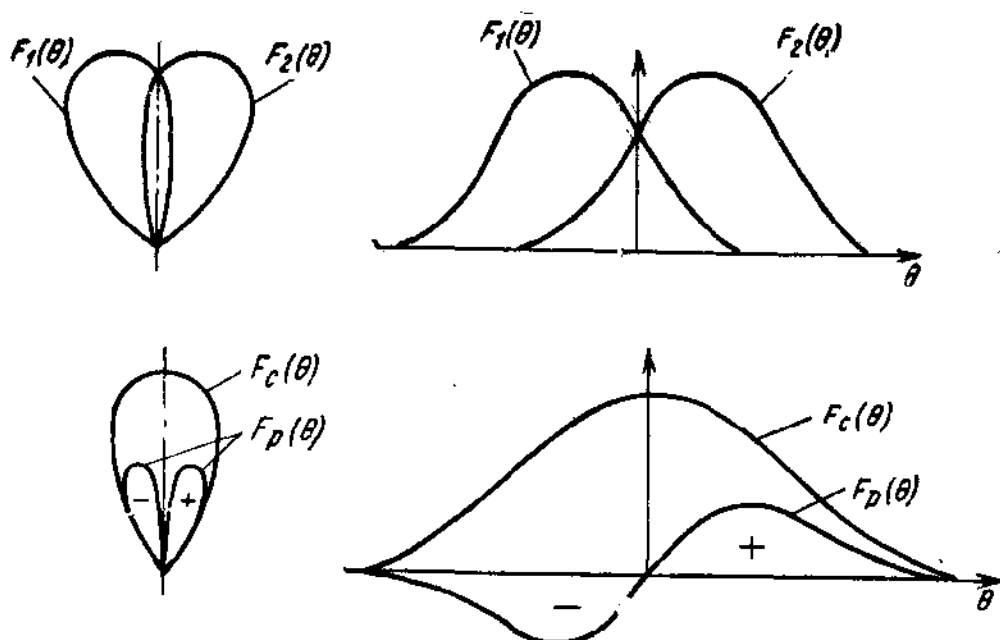


Рис. 5.69. Пояснение образования суммарной и разностной диаграмм направленности антенной системы амплитудной моноимпульсной РЛС

ности фаз мгновенных значений двух колебаний $u_1(t)$, $u_2(t)$ также широко используется суммарно-разностная обработка. В фазометрах суммарно-разностного типа образуются сумма и разность входных колебаний, амплитуды которых одинаковы:

$$\begin{aligned} u_1 \pm u_2 &= U \cos(\omega t + \varphi_1) \pm U \cos(\omega t + \varphi_2) = \\ &= \pm 2U \sin\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Для суммирования и вычитания можно использовать, например, плечи H и E двойного волноводного тройника, если входные сигналы подавать в его боковые плечи. Для этой же цели пригоден волноводно-щелевой мост. Суммарный и разностный сигналы усиливаются разными каналами, но требования к их идентичности ниже, чем при прямом измерении разности фаз.

Отношение амплитуд разностного и суммарного сигналов, которые обозначим здесь U_- и U_+ , зависит только от разности фаз исходных сигналов

$$\frac{U_-}{U_+} = \frac{\left| 2U \sin \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right|}{\left| 2U \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right|} = \left| \operatorname{tg} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right|, \quad (2)$$

что иллюстрируется на градуировочной кривой (рис. 5.70). Как видно из рисунка, по отношению амплитуд U_-/U_+ можно опре-

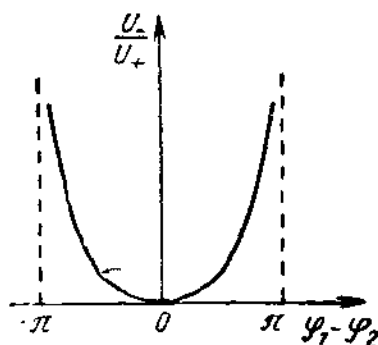


Рис. 5.70. Градуировочная кривая фазометра со схемой деления на видеочастоте

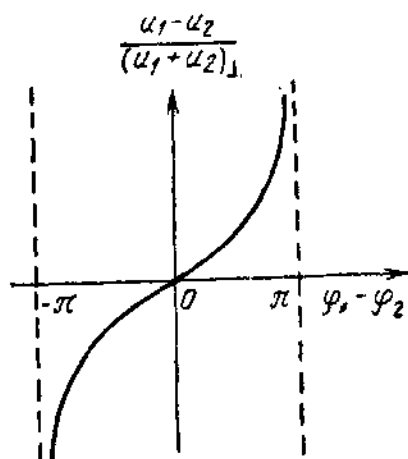


Рис. 5.71. Градуировочная кривая фазометра со схемой деления на радиочастоте

делить разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$. Однако интервал однозначного измерения разности фаз составляет в этом случае только π радиан.

Интервал однозначного измерения расширяется, если использовать *отношение мгновенных значений разностного и суммарного напряжений*, пропустив предварительно одно из них через девяностоградусный фазовращатель. Поскольку сравниваемые колебания после этой операции приводятся к одной фазе, получим

$$\frac{u_1 - u_2}{(u_1 + u_2)_\perp} = \operatorname{tg} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}, \quad (3)$$

где индекс $\perp$ указывает на операцию сдвига фазы на 90° . Из градуировочной кривой (рис. 5.71) следует, что интервал однозначного измерения расширен до 2π .

Отношение амплитуд или же мгновенных значений колебаний может быть *визуально* измерено с помощью осциллографа, на вертикальные и горизонтальные пластины которого подаются продетектированные или недетектированные соответствующие напряжения

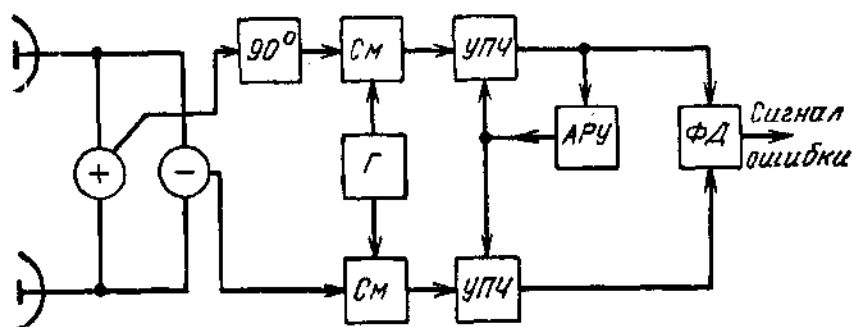
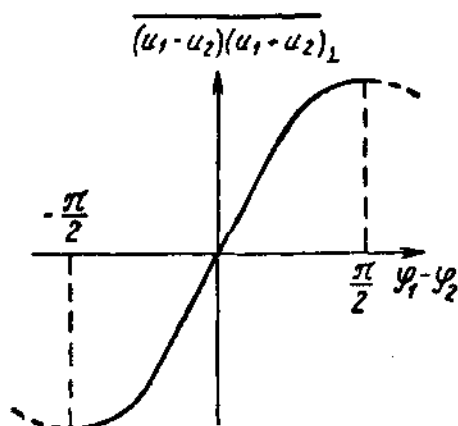


Рис. 5.72. Блок-схема фазового пеленгатора, использующего для получения сигнала ошибки углового рассогласования схемы АРУ и фазового детектора

Рис. 5.73. Градуировочная кривая фазометра со схемой умножения на радиочастоте (без делящей АРУ)



Изображение на экране имеет вид черты, наклон которой определяется величиной отношения напряжений, а значит, и величиной измеряемой разности фаз.

Автоматизированное деление амплитуд разностного и суммарного сигналов можно осуществить за счет использования соответствующих усилителей с быстрой автоматической регулировкой усиления (как в § 5.17).

Эффект, аналогичный делению мгновенных значений, можно получить, если после усилителей с автоматической регулировкой усиления поставить общий фазовый детектор, используя в качестве опорного напряжение суммарного, а в качестве основного — напряжение разностного канала (рис. 5.72). Знак напряжения на выходе фазового детектора учитывает при этом знак разности фаз. В самом деле, наряду с операцией деления может быть использована операция умножения и усреднения полученного напряжения во времени:

$$\begin{aligned} & \overline{(u_1 - u_2)(u_1 + u_2)}_{\perp} = \\ & = 4U^2 \sin \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \overline{\sin^2 \left(\omega t + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right)} = U^2 \sin (\varphi_1 - \varphi_2). \end{aligned} \quad (4)$$

Непосредственно основанный на этом фазометр нуждается, однако, в нормировке амплитуд U входных напряжений за счет использования АРУ или ограничения; диапазон однозначного измерения разности фаз составляет при этом π (рис. 5.73). Если же (рис. 5.72) ввести единую автоматическую регулировку усиления и суммарного и разностного каналов по выходному напряжению суммарного, то выходной эффект умножителя (4) будет поделен на $\left(2U \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right)^2$ и сведется к (3), градуировка фазометра — к кривой рис. 5.71, диапазон однозначного измерения разности фаз увеличится до 2π .

§ 5.19. Автосопровождение по угловым координатам при использовании двухканальных систем

Произвольное угломерное устройство (амплитудное или фазовое) может быть использовано для получения сигнала *рассогласования* (сигнала ошибки) следящей системы при автосопровождении по угловым координатам.

На рис. 5.74 представлена блок-схема приемной части двухканальной амплитудной системы автосопровождения по одной угловой координате, основанной на использовании суммарно-разностной обработки. Принцип измерений был описан в предыдущем параграфе. Влияние изменения амплитуды на точность пеленгования устраняется быстродействующей автоматической регулировкой усиления (на схеме она не показана).

На рис. 5.75 представлена блок-схема простейшей двухканальной фазовой системы (АРУ не показана).

Сигналы с выходов приемных антенн подаются на суммарно-разностный блок, выполненный на двойном волноводном тройнике E , H (или волноводно-щелевом мосте). В результате перемножения разностного и предварительно сдвинутого на $\pi/2$ суммарного сигналов и усреднения интегрирующим фильтром Φ получают сигнал рассо-

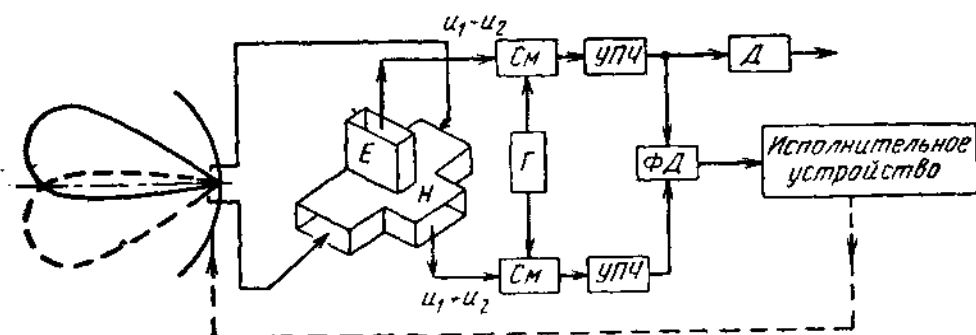


Рис. 5.74. Блок-схема приемной части суммарно-разностной амплитудной системы автосопровождения по угловой координате

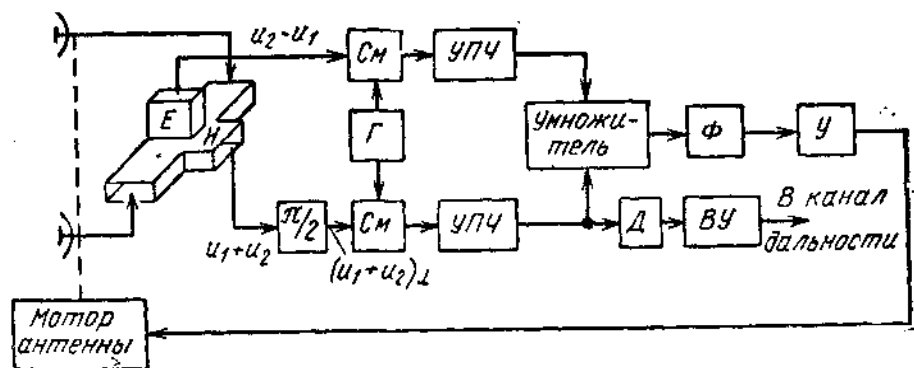


Рис. 5.75. Блок-схема фазовой системы автосопровождения по угловой координате с суммарно-разностной обработкой

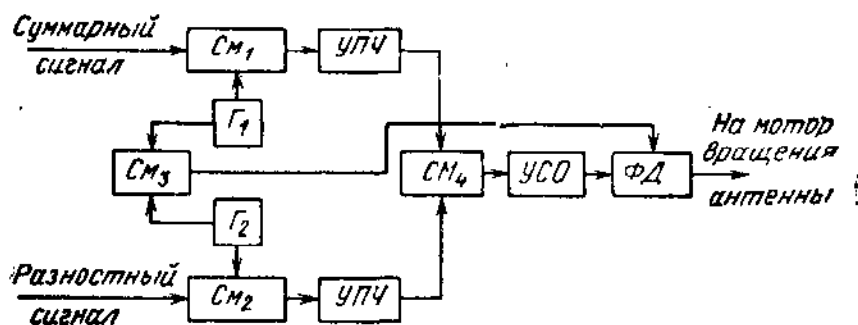


Рис. 5.76. Блок-схема фазовой моноимпульсной системы углового автосопровождения с использованием сигнала ошибки на промежуточной частоте

гласования, который в силу [(1), § 5.17] и [(4), § 5.18] при малых углах рассогласования θ и без учета действия АРУ представляется в виде

$$(\overline{u_1 - u_2})(u_1 + u_2)_\perp = U^2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \approx U^2 \sin(2\pi d\theta/\lambda).$$

После усиления сигнал рассогласования может быть подан на приводной мотор, поворачивающий антенную систему таким образом, чтобы угол рассогласования θ уменьшался. При непрерывном изменении угловой координаты цели ось антенной системы будет следить за направлением на цель, отставая от него на некоторый угол или же совершая слабые колебания около этого направления. Напряжение суммарного канала после детектора D и видеоусилителя BV поступает в канал дальности.

Широкое применение находят моноимпульсные системы автосопровождения по угловым координатам, в которых напряжение сигнала ошибки вырабатывается на промежуточной частоте. Эти системы отличаются наличием в них двух гетеродинов с различными частотами колебаний и усилителя сигнала ошибки на промежуточной частоте (рис. 5.76). Усиление на промежуточной болсс удобно, чем на видеочастоте. В этой схеме на фазовый детектор ΦD со сме-

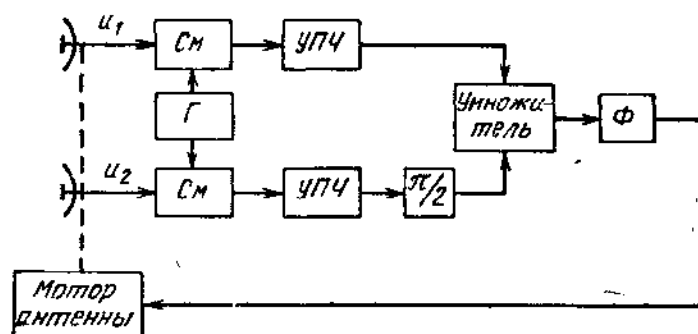


Рис. 5.77. Блок-схема фазовой моноимпульсной системы углового автосопровождения с использованием непосредственного перемножения канальных напряжений

сителя подается напряжение с разностной частотой гетеродинов Γ_1 и Γ_2 , соответствующее частоте сигнала ошибки, колебания которого поступают из усилителя УСО.

В некоторых моноимпульсных системах сопровождения по направлению не используют суммарно-разностных напряжений, а сразу перемножают высокочастотные напряжения двух приемных каналов, вводя в одном из каналов фазовый сдвиг на 90° (рис. 5.77),

$$\overline{(u_1 u_{2\perp})} = U^2 \overline{\sin(\omega t + \varphi_1) \cos(\omega t + \varphi_2)} = \frac{1}{2} U^2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Для автосопровождения цели по двум угловым координатам достаточно иметь четыре отдельных облучателя приемной антенны.

Наряду с импульсной радиолокацией подобные системы автосопровождения и измерения угловых координат могут использоваться в случае радиолокации с непрерывным излучением. В этом случае вместо термина *метод моноимпульсного автосопровождения*, относящегося только к импульсному режиму, используют более широкий термин *метод мгновенной равносигнальной зоны*.

§ 5.20. Потенциальные и реальные точности двухканального моноимпульсного углового измерения

Потенциальная точность двухканального углового измерения, как и одноканального, определяется шумами и особенностями вторичного излучения цели. Наибольший интерес при этом представляет сравнительный анализ двухканальных и одноканальных систем по степени влияния этих факторов на точность измерения.

Оценим ошибку углового измерения двухканальной системы, вызываемую шумами. Анализ проведем для антенной системы (рис. 5.78) в виде двух сомкнутых излучателей с общей апертурой $2d$, полагая, что отклонение направления на цель θ от осевого направления антенной системы мало, а величина θ определяется путем измерения разности фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ принимаемых колебаний.

В рассматриваемом случае выражение [(1), § 5.17] преобразуется к виду

$$\theta = \frac{\lambda}{2\pi d} (\varphi_1 - \varphi_2).$$

За счет влияния налагающихся на сигнал шумов фаза результирующего колебания в каждом канале отличается от фазы колебания сигнала. Считая дисперсии отклонения фазы в обоих каналах одинаковыми $D_{\varphi_1} = D_{\varphi_2} = \sigma_\varphi^2$, дисперсию разности фаз представим в виде

$$D_{\Delta\varphi} = D\{\varphi_1 - \varphi_2\} = D_{\varphi_1} + D_{\varphi_2} = 2\sigma_\varphi^2.$$

Тогда дисперсия и среднеквадратичная ошибка измерения угловой координаты цели будут

$$\sigma_{\theta}^2 = \left(\frac{\lambda}{2\pi d} \right)^2 2\sigma_{\varphi}^2 \quad \text{и} \quad \sigma_{\theta} = \frac{\sqrt{2}\lambda}{2\pi d} \sigma_{\varphi}. \quad (1)$$

Чтобы оценить среднеквадратичное искажение фазы шумовым колебанием σ_{φ} , рассмотрим векторную диаграмму, соответствующую окрестности пика импульса и иллюстрирующую наложение шумового колебания на сигнал одного из каналов (рис. 5.79).

Пусть на колебание сигнала, описываемое выражением $q \cos \omega t$, накладывается колебание помехи $\xi \cos \omega t + \eta \sin \omega t$, причем $\xi^2 = \eta^2 = 1$. В этом случае величина q имеет смысл отношения сигнал/шум; при измерении фазы после оптимальной обработки значение этой величины будет $\sqrt{2\mathcal{E}/N_0}$. Из векторной диаграммы следует, что вызванное шумом отклонение фазы $\delta\varphi$ при $q \gg 1$ определяется величиной $\frac{\eta}{q+\xi} \approx \frac{\eta}{q}$, его дисперсия равна $\sigma_{\varphi}^2 = \frac{1}{q^2}$, а среднеквадратичное значение $\sigma_{\varphi} = \frac{1}{q}$.

Таким образом, окончательно имеем

$$\sigma_{\theta} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi q} \frac{\lambda}{d} \approx \frac{0,2\lambda}{qd}. \quad (2)$$

Анализируя полученные результаты, убеждаемся, что двухканальные и одноканальные системы пеленгации с одинаковыми относительными размерами раскрыва антенн имеют практически одинаковые ошибки, вызываемые действием шумов.

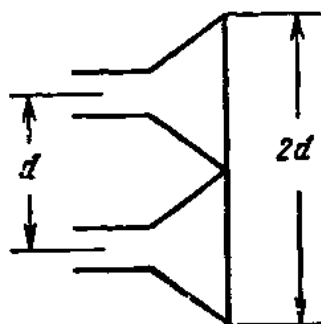


Рис. 5.78. К сравнению одноканальных и двухканальных систем пеленгации

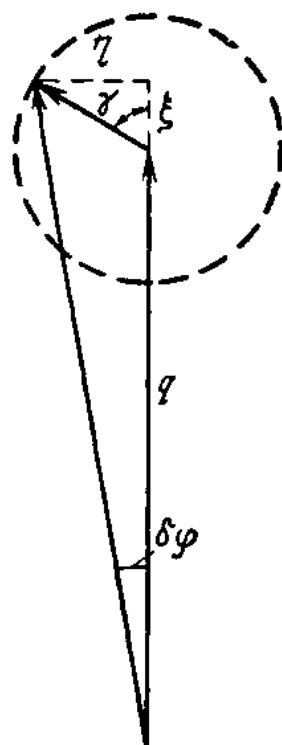


Рис. 5.79. К расчету шумовой ошибки измерения угловой координаты

Наряду с шумами на величину ошибки измерения угловой координаты влияют особенности вторичного излучения цели. Если амплитудные флуктуации сигнала в двухканальных системах не сказываются, то к ошибкам могут вести флуктуации угла прихода («угловой шум») из-за несферичности фазового фронта отраженной волны (см. § 2.3).

К сказанному следует добавить, что сам по себе полураскрыв антенной системы d в формуле (2) еще не является единственной мерой степени сложности ее реализации. В частности, в случае неподвижных антенных систем его можно особенно просто увеличить, переходя к базовой системе с парой сравнительно малых антенн на краях базы.

Заменяя в формуле (2) базы $b = d$ на базу $b \gg d$, получим

$$\sigma_{\theta} = \frac{0,2\lambda}{qb} \ll \frac{0,2\lambda}{qd}. \quad (3)$$

При этом разрешающая способность по угловой координате не увеличивается, что снижает эффективность использования подобных систем в обычной активной радиолокации с пассивным ответом. Однако в случае радиолокации с активным ответом, когда вместо угловой избирательности может использоваться избирательность по форме ответного сигнала, подобные системы могут широко использоваться в целях повышения точности измерения угловой координаты.

Для расширения рабочего сектора наряду с двухантенными измерительными *однобазовыми* системами могут использоваться четырехантенные системы с *двумя взаимно перпендикулярными базами*. Подобные системы измерения угловых координат могут использоваться в радиолокационных системах с активным ответом как при импульсном, так и при непрерывном ответном излучении.

§ 5.21. Влияние условий распространения радиоволн на точность измерения координат

Рассмотренные методы определения координат основаны на отмеченных в § 1.2 фундаментальных допущениях о постоянстве скорости распространения радиоволн, ее равенстве скорости света c для вакуума и о прямолинейности распространения. Идеализация реальных условий распространения приводит к *погрешностям*, роль которых возрастает с увеличением требований к дальности действия и точности определения координат. В связи с плавным изменением электромагнитных характеристик атмосферы для оценки погрешностей обычно достаточно *приближения геометрической оптики*.

В этом приближении ошибка измерения дальности Δr , обусловленная отличием групповой скорости в атмосфере от скорости света

в свободном пространстве, определяется (приложение 8) соотношением

$$\Delta r = -\frac{1}{2} \int_0^{r_{\Pi}} \frac{d(\omega\alpha)}{d\omega} dr, \quad (1)$$

где $\alpha = \epsilon_r - 1 = n^2 - 1$ — отличие относительной диэлектрической постоянной ϵ_r атмосферы от единицы, а r_{Π} — истинная дальность до цели.

Как уже отмечалось в § 5.8, в тропосфере величина α не зависит от частоты, а в ионосфере — пропорциональна ω^{-2} , поэтому из (1) для тропосферы

$$\Delta r = -\frac{1}{2} \int_0^{r_{\Pi}} \alpha dr, \quad (1')$$

и для ионосферы

$$\Delta r = -\frac{1}{2} \int_0^{r_{\Pi}} \alpha dr. \quad (1'')$$

Ошибки измерения угловых координат — угла места $\Delta\epsilon$ и азимута $\Delta\beta$ (приложение 8) — определяются соотношениями

$$\Delta\epsilon = -\frac{1}{2} \int_0^{r_{\Pi}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{\Pi}} \right) \frac{\partial\alpha}{\partial\epsilon} dr, \quad (2)$$

$$\Delta\beta = -\frac{\sec^2 \epsilon_{\Pi}}{2} \int_0^{r_{\Pi}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{\Pi}} \right) \frac{\partial\alpha}{\partial\beta} dr. \quad (3)$$

Земную атмосферу в пределах действия радиолокатора обычно можно считать сферически симметричной. В этом случае

$$\Delta\beta = 0.$$

Характер искривления луча легко проанализировать, исходя из соотношения [(3), § 5.8] или [(7), прилож. 8].

На рис. 5.80 изображен возможный вид радиолуча. В тропосфере (до высоты 10—12 км) при нормальных условиях $\frac{dn}{dH} < 0$ и радиолуч отклоняется вниз (участок *РА*). В стратосфере (до высоты около 80 км) влиянием среды можно пренебречь и считать радиолуч прямолинейным (участок *АБ*). В ионосфере до максимума ионизации (на высоте около 300 км) $\frac{dn}{dH} < 0$ и поэтому радиолуч так же, как и в тропосфере, отклоняется вниз (участок *БВ*); выше максимума иони-

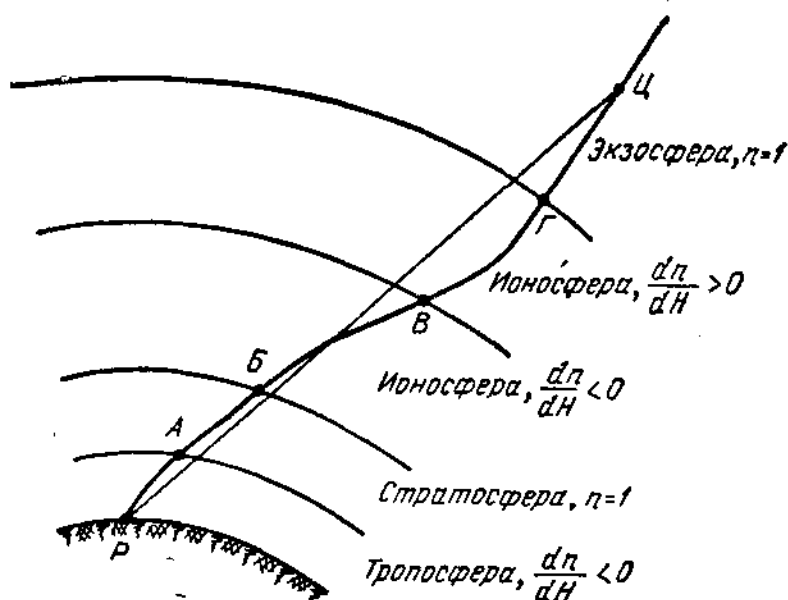


Рис. 5.80. Характер искривления пути радиосигнала в атмосфере

зации $\frac{dn}{dH} > 0$ и радиолуч начинает отклоняться вверх (участок ВГ). Выше ионосферы радиолуч снова становится прямолинейным. В зависимости от высоты цели Ц угловая погрешность определяется соответствующими участками изображенной на рис. 5.80 траектории.

На рис. 5.81, 5.82 приведены значения ошибок определения дальности и угла места:

— в «усредненной» тропосфере, в зависимости от высоты H , угла места и относительной влажности воздуха;

— в «усредненной» ионосфере в зависимости от высоты, угла места и времени суток.

Ионосферные погрешности на рис. 5.81, б и 5.82, б рассчитаны для длины волны $\lambda = 1$ м. Погрешности для других длин волн нетрудно получить, учитывая их пропорциональность величине λ^2 . Разброс возможных ошибок тем больше, чем в более широких пределах меняется состояние атмосферы. Поэтому следует иметь в виду, что приведенные выше графики построены для конкретной аппроксимации зависимости α от координат:

а) в тропосфере

$$\alpha(H) = 10^{-6} \begin{cases} 524 - 50,2H + 1,84H^2 - 0,032H^3 + 0,0002H^4 \\ (H < 10 \text{ км, влажность } 0\%), \\ 676 - 101,8H + 8,78H^2 - 0,49H^3 + \\ + 0,0142H^4 - 0,00012H^5 \\ (H < 10 \text{ км, влажность } 100\%), \\ \alpha(10) e^{-0,13(H-10)} \quad (H > 10 \text{ км}); \end{cases}$$

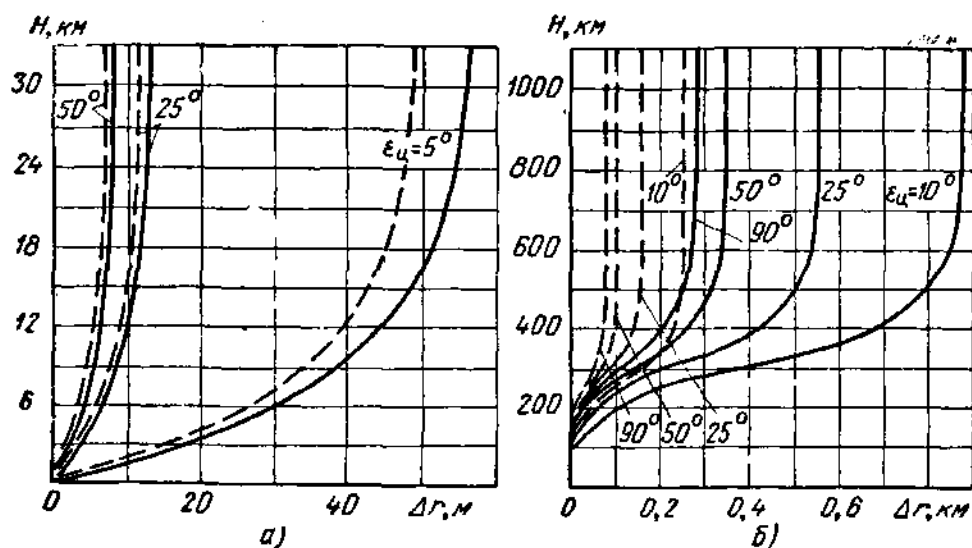


Рис. 5.81. Ошибка определения дальности Δr :

а—за счет влияния тропосферы в зависимости от относительной влажности (—— 100%, — — — 0%), высоты H и угла места $\varepsilon_{ц}$ цели; б—за счет влияния ионосферы в зависимости от времени суток (—— день, — — — ночь), высоты H и угла места $\varepsilon_{ц}$ цели. Длина волны 1 м

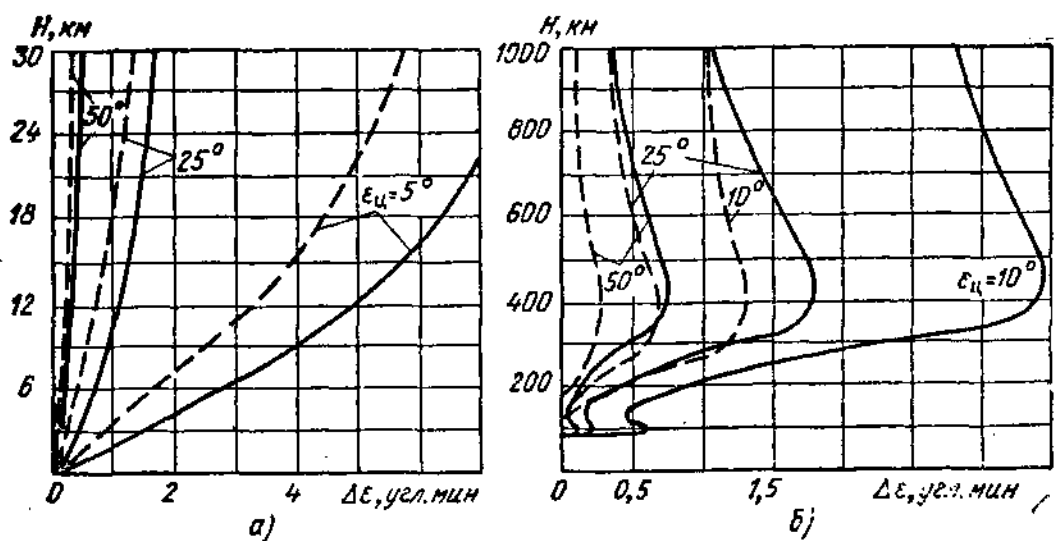


Рис. 5.82. Ошибка определения угла места цели $\Delta \varepsilon_{ц}$:

а—за счет влияния тропосферы в зависимости от относительной влажности (—— 100%, — — — 0%), высоты H и угла места $\varepsilon_{ц}$ цели; б—за счет влияния ионосферы в зависимости от времени суток (—— день, — — — ночь), высоты H и угла места $\varepsilon_{ц}$ цели. Длина волны 1 м

б) в ионосфере $\alpha(H) = -80,7f^{-2}[N(z_E) + N(z_{F1}) + N(z_{F2})]$, где $N = N_M \exp[0,5(1 - z - e^{-z})]$, $z = z(H) = \frac{H - H_M}{H_0}$, H_M , H_0 , N_M — высота максимума в км, толщина в км и максимальная концентрация электронов в электрон/м³ слоев E , F_1 , F_2 , равные соответственно: в дневное время для E — 100, 10 и $0,15 \cdot 10^{12}$, для F_1 — 200, 40 и $0,3 \cdot 10^{12}$, для F_2 — 300, 50 и $1,25 \cdot 10^{12}$; в ночное время для E — 120, 10 и $0,008 \cdot 10^{12}$, для F — 250, 45 и $0,4 \cdot 10^{12}$ (вместо двух слоев F_1 и F_2 в ночное время имеется один слой F). Принятая при расчетах [47] модель ионосферы не расходится с полученными позднее с помощью спутников и ракет экспериментальными данными.

Наряду с рассмотренными выше регулярными имеют место *нерегулярные погрешности*, обусловленные случайными неоднородностями атмосферы. Считая, что размеры атмосферных неоднородностей значительно превышают длину волны, для оценки их влияния на точность измерений можно пользоваться приближением геометрической оптики.

В этом приближении для статистически однородной и изотропной атмосферы среднеквадратичные ошибки измерения дальности и угла прихода оцениваются соотношениями (приложение 8):

$$\sigma_r = 0,5 \sqrt{(\delta\alpha)^2 r_0 r_{\text{ц}}}; \quad \sigma_{\gamma} = 1,25 \sqrt{(\delta\alpha)^2 \frac{r_{\text{ц}}}{r_0}}.$$

Здесь: $(\delta\alpha)^2$ — дисперсия коэффициента преломления среды;

r_0 — характерный размер (масштаб) атмосферных неоднородностей;

$r_{\text{ц}}$ — протяженность участка атмосферы, содержащего неоднородности на пути от РЛС до цели.

Для численной оценки случайных погрешностей в тропосфере примем, например, характерный размер неоднородности $r_0 \approx 100$ м, а дисперсию флуктуаций коэффициента преломления $(\delta\alpha)^2 \approx 10^{-11}$. Если слой неоднородностей простирается вдоль луча на расстояние $r_{\text{ц}} = 400$ км, то среднеквадратичная ошибка определения дальности $\sigma_r = 1$ см, а среднеквадратичная ошибка определения угла прихода $\sigma_{\gamma} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ рад $\approx 0,9'$.

В ионосфере примем $r_0 = 10$ км, а относительную среднеквадратичную флуктуацию электронной концентрации $(\delta N/N)^2 = 10^{-3}$, тогда для длины волны $\lambda = 1$ м при электронной концентрации $N = 10^{12}$ электрон/м³ получим $(\delta\alpha)^2 \approx 10^{-9}$. Если считать по-прежнему $r_{\text{ц}} = 400$ км, тогда $\sigma_r = 1$ м, $\sigma_{\gamma} \approx 0,9'$.

Из оценок можно получить общее представление об удельном весе данного вида ошибок по сравнению с аппаратными. Значения флуктуационных ионосферных ошибок могут меняться в широких пределах в зависимости от конкретных условий распространения и более точно о них можно судить только при наличии данных о неоднородностях трассы «радиолокатор — цель».

Г. АКТИВНЫЙ ОТВЕТ И ОПОЗНАВАНИЕ В ИМПУЛЬСНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ (§ 5. 22)

Активный ответ используют для увеличения дальности действия радиолокационных систем по своим объектам (воздушно-космическим аппаратам, кораблям и т. д.), передачи с них различной информации и опознавания своих объектов.

Система с активным ответом представляет собой разнесенный в пространстве единый радиотехнический комплекс, состоящий из запросчика и ответчика, соединенных каналами связи (рис. 5.83). Запросчик излучает запросные сигналы, которые кодируются, чтобы исключить ложный запуск ответчика другими радиотехническими устройствами, в том числе и радиотехническими устройствами противника.

Все запросные сигналы принимаются и декодируются приемником ответчика, установленным на объекте. При соответствии запроса установленному коду ответчик излучает кодированный ответный сигнал. Кодирование затрудняет имитацию ответных сигналов и повышает надежность работы системы. Кодирование применяется также для передачи с объекта информации.

Кодирование запросных и ответных сигналов может осуществляться по любому параметру.

Ответные сигналы принимаются и декодируются в приемнике запросчика, воздействуя далее на индикаторное (измерительное, анализирующее) устройство. Устанавливая время и направление прихода ответных сигналов, находят дальность и угловые координаты объекта; выявляя соответствие принятого кода установленным, судят о принадлежности объекта и характере передаваемой с него информации.

Радиолокационные системы с использованием активного ответа в целях опознавания могут быть *совмещенными, автономными и комбинированными*.

Совмещенная система с активным ответом состоит из ответчика, установленного на объекте, и обычной РЛС, выполняющей функции запроса. Ответ кодируется, но, как и запрос, ведется на рабочей частоте радиолокатора. Сигналы ответчика просматриваются на индикаторах РЛС. В совмещенной системе, как и вообще при активном ответе, увеличивается дальность локации своих целей. Просто-

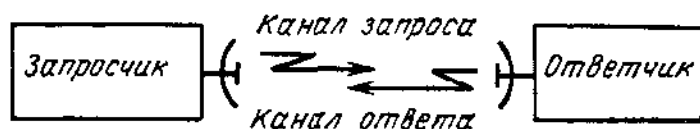


Рис. 5.83. Структурная схема радиолокационной системы с активным ответом

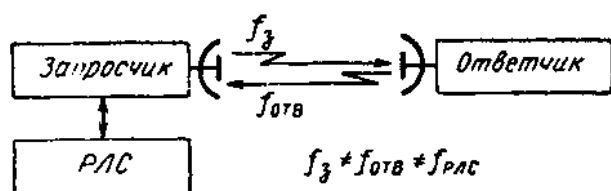


Рис. 5.84. Автономная система с активным ответом

та дополнительного наземного оборудования, возможность использования для запроса мощного передатчика и остронаправленной антенны РЛС являются достоинствами совмещенной системы. Необходимость установки ряда ответчиков на каждом объекте в соответствии с

парком РЛС различного диапазона является ее серьезным недостатком. Если РЛС имеют перестройку по частоте, аппаратура ответчика совмещенной системы еще более усложняется. Кроме того, скрытность запроса недостаточна, так как ответчик работает в течение всего времени включения РЛС и отсутствует специальное кодирование по каналу запроса. Наконец, надежность опознавания совмещенной системой снижается из-за возможности ложных запросов ответчика другими ответчиками (эффект зуммирования), если не принято должных мер по кодированию ответных сигналов.

Автономная система с активным ответом состоит из РЛС, сопряженно работающей с запросчиком и ответчиком (рис. 5.84). Блок-схема типовой автономной системы активного ответа изображена на рис. 5.85. Передатчик запросчика излучает кодированный сигнал вслед за зондирующим импульсом РЛС при поступлении от нее импульса синхронизации. Ответные сигналы могут наблюдаться на индикаторах РЛС, при этом отпадает необходимость в отдельном индикаторе запросчика. В отличие от совмещенной автономная система позволяет:

- использовать однотипные ответчики для различных РЛС,
- иметь разные несущие частоты запроса и ответа, отличные от рабочих частот РЛС,
- кодировать сигналы запроса.

Поскольку запросчик включается только в режиме опознавания, автономная система обладает несколько большей скрытностью работы по сравнению с совмещенной. Однако для получения удовлетворительной разрешающей способности по направлению кроме антенны РЛС требуется дополнительная остронаправленная антенна запроса. Если этого выполнить не удастся, автономная система обладает более низкой разрешающей способностью по угловым координатам, чем совмещенная.

В комбинированных системах опознавания используется двухканальный запрос (рис. 5.86). Запросный сигнал представляет комбинацию зондирующего импульса радиолокатора и кодированного импульса запросчика, синхронно излучаемых на разных частотах. Соответственно ответчик имеет два приемных канала. Ответный сигнал излучается передатчиком ответчика только при условии одно-

временного приема зондирующего и запросного импульсов. Разрешающая способность по угловым координатам определяется в первую очередь диаграммой направленности РЛС. Поэтому возможна реализация требуемой разрешающей способности даже при использовании слабонаправленной антенны запросчика. Скрытность комбинированной системы выше, а загрузка ответчика ниже, чем для автономной и совмещенной систем: ответчик срабатывает лишь в моменты облучения остронаправленной антенной локатора при условии приема запросных сигналов, что улучшает селекцию при запросе. Селекцию при ответе можно улучшить, используя условие практически одновременного прихода отраженного и ответного сигналов. Все это несколько повышает так называемую имитоустойчивость комбинированной системы опознавания по отношению к импульсным помехам.

Наряду с описанной возможны и другие виды комбинированных систем с активным ответом. Так, например, в некоторых случаях используются автономные, независимо от РЛС работающие запросчики, но они сопрягаются с РЛС.

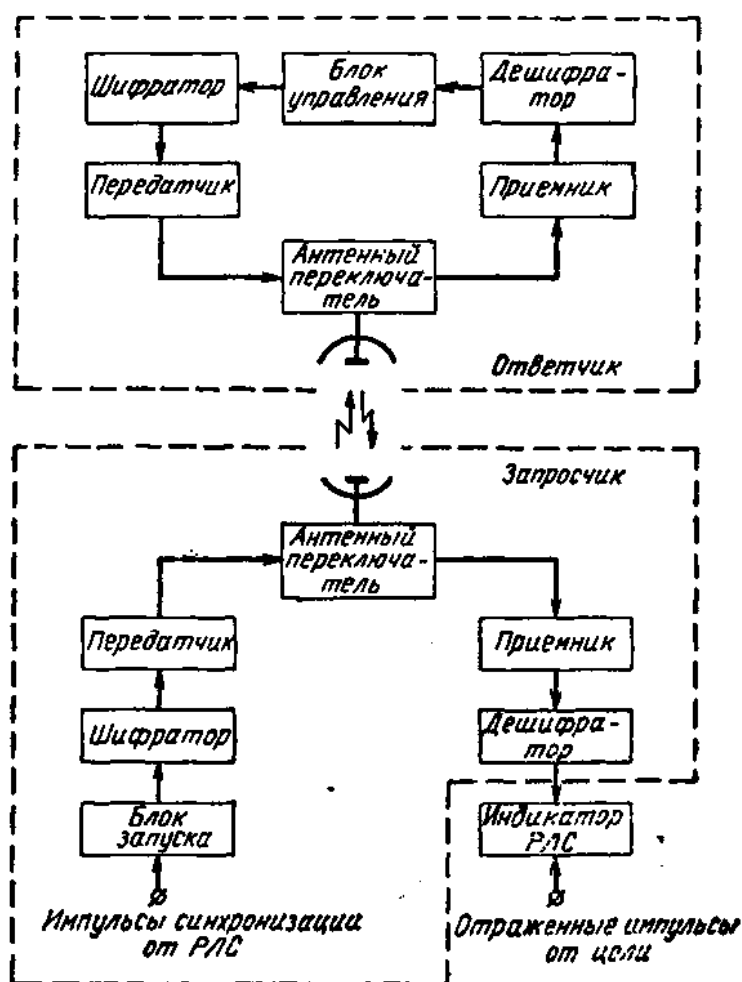


Рис. 5.85. Блок-схема автономной системы с активным ответом

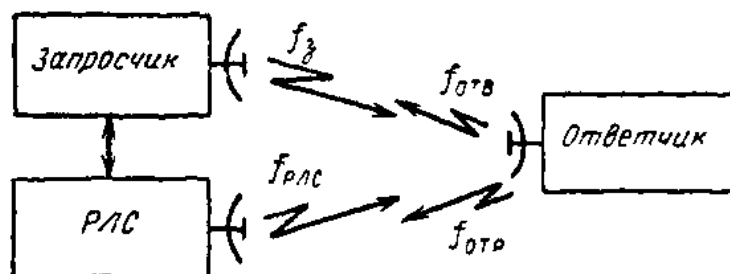


Рис. 5.86. Комбинированная система с активным ответом

Коды запросных и ответных сигналов должны удовлетворять ряду требований: высокой имитостойчивости, возможности быстрого изменения параметров или перехода к другому коду, достаточной разрешающей способности по дальности. Наряду с групповым опознаванием (например, государственной принадлежности) в ряде случаев требуется индивидуальное опознавание. Код должен обеспечить простоту и надежность зашифровывания и расшифровывания сообщения, если с объекта передается информация.

Для кодирования можно использовать амплитудную, частотную, широтно-импульсную, фазо-импульсную модуляцию сигнала. При импульсной и частотной модуляции в целях кодирования могут использоваться специальные колебания поднесущих, которые модулируются по амплитуде или частоте. Широтно-импульсный код — это серия импульсов различной длительности на одной несущей частоте. Фазо-импульсный и частотно-импульсный коды представляют собой также серии импульсов. Их временные положения соответствуют последовательным моментам времени, когда полная фаза $\Phi(t)$ модулированного по фазе или частоте колебания $\Phi(t_k) = 2k\pi + \varphi_0$, где k — номер импульса. Высокочастотно-импульсный код состоит из пакета радиоимпульсов на различных частотах. Длительность импульсов и интервалы между ними не меняются.

На эффективность системы активного ответа существенно влияют боковые лепестки диаграммы направленности антенны. Из-за боковых лепестков антенны запросчика возможен ложный запуск ответчика, особенно на малых дальностях. Ложный запуск перегружает аппаратуру ответчика. При наличии нескольких запросчиков вероятность ложных запусков ответчика повышается и он может запрашиваться непрерывно. Возможен также ложный прием ответных сигналов по боковым лепесткам антенны запросчика, что приводит к неоднозначности определения угловых координат объекта, ухудшению условий его опознавания. При малом удалении объекта на экране индикатора кругового обзора наблюдается отметка в виде кольца и определение азимута становится невозможным. Возникает необходимость устранения влияния боковых лепестков диаграмм направленности антенн запросчика и ответчика, а также принятия мер по исключению перегрузок.

Подавление приема ответного сигнала по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны запросчика осуществимо с помощью дополнительного приемного канала со слабонаправленной антенной, диаграмма направленности которой охватывает боковые лепестки основной антенны (рис. 5.87). Параметры дополнительного канала приема подбираются таким образом, чтобы сигналы на его выходе превышали по амплитуде сигналы на выходе основного канала, принятые по боковым лепесткам, но были бы меньше сигналов, принятых по главному лепестку. Отбраковка ложных запросных сигналов осуществляется в схеме вычитания.

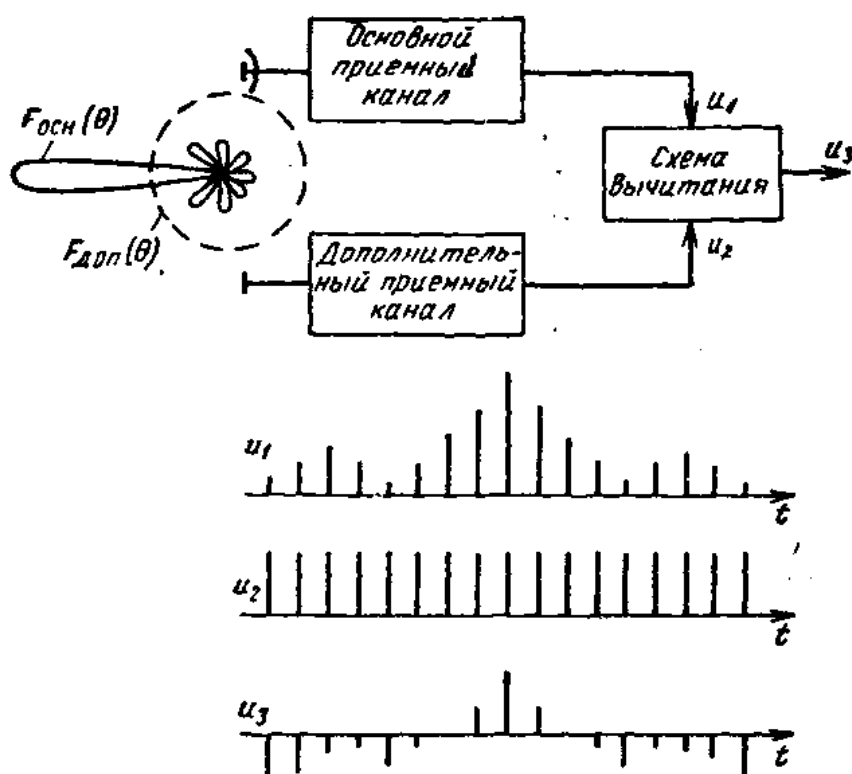


Рис. 5.87. Подавление приема по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны запросчика

Устранение приема ложных ответов достигается также за счет временной автоматической регулировки усиления (ВАРУ). Усиление приемника нарастает с увеличением дальности так, чтобы обеспечить прием сигналов только по главному лепестку диаграммы направленности антенны. Эффективность работы схемы ВАРУ снижается, поскольку интенсивность ответных сигналов зависит от высоты объекта.

Ложный запуск ответчика по боковым лепесткам антенны запросчика может быть исключен путем использования в радиолинии «запросчик — ответчик» дополнительного канала управления приемом запросного сигнала со слабонаправленной передающей антенной. Амплитуда управляющих сигналов больше амплитуды запросных, излученных по боковым лепесткам, но меньше амплитуды сигналов, излученных по главному лепестку антенны запросчика. В блоке управления аппаратуры ответчика возможна тогда амплитудная селекция. Если сигналы запроса превышают по амплитуде сигналы управления, они запускают передатчик ответчика, т. е. он срабатывает только под воздействием сигналов, излученных по главному лепестку антенны запросчика.

Для исключения перегрузки ответчика может применяться ограничение числа ответов в секунду при большом темпе опроса за счет амплитудной или временной селекции. Амплитудная селекция проводится с управляемым порогом ограничения, зависящим от числа запросов в секунду. Выходные сигналы появляются только в случае превышения управляемого порога. При этом уменьшается вероятность запроса сигналами, излученными по боковым лепесткам, исключается опрос удаленными запросчиками. При временной селекции ответчик запирается на некоторое время после приема запросного сигнала. Прием слабых и сильных сигналов осуществляется тогда в одинаковых условиях, хотя не все запросы обслуживаются.

Дальность действия радиолокационной системы с активным ответом рассчитаем в предположении, что в качестве запросного и ответного сигналов используются некодированные одиночные радиоимпульсы и можно не учитывать влияния земли и поглощения волн в атмосфере.

Для обнаружения запросного сигнала ответчиком с заданными качественными показателями необходимо выполнить условие

$$\mathcal{E}_{\text{пр отв}} \geq \nu N_{0 \text{ отв}} \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_{\text{пр отв}}$ — энергия принимаемого ответчиком запросного сигнала*; $N_{0 \text{ отв}}$ — спектральная плотность внутренних шумов приемника ответчика; ν — коэффициент видимости, определяемый по кривым обнаружения для нефлюктуирующего сигнала (см. рис. 3.53). Энергия принимаемого ответчиком запросного сигнала выражается зависимостью

$$\mathcal{E}_{\text{пр отв}} = \frac{\mathcal{E}_3 G_3 A_{\text{отв}}}{4\pi r_3^2},$$

где $\mathcal{E}_3$ — энергия излучения передатчика запросчика; G_3 — коэффициент усиления антенны запросчика; $A_{\text{отв}}$ — эффективная площадь приема антенны ответчика; r_3 — расстояние от запросчика до ответчика.

Из соотношения (1), полагая в нем знак равенства, находим дальность действия линии запроса:

$$r_{3 \text{ макс}} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_3 G_3 A_{\text{отв}}}{4\pi \nu N_{0 \text{ отв}}}}.$$

Связав эффективную площадь приемной антенны ответчика с ее коэффициентом усиления

$$A_{\text{отв}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{\text{отв}},$$

уравнение дальности действия линии запроса запишем в виде

$$r_{3 \text{ макс}} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_3 G_3 G_{\text{отв}} \lambda^2}{(4\pi)^2 \nu N_{0 \text{ отв}}}}. \quad (2)$$

Рассуждая аналогично, найдем дальность действия линии ответа, работающей в диапазоне частот запроса

$$r_{\text{отв макс}} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_{\text{отв}} G_{\text{отв}} G_3 \lambda^2}{(4\pi)^2 \nu N_{0 3}}}, \quad (3)$$

где $N_{0 3}$ — спектральная плотность внутренних шумов приемника запросчика.

* В случае кодированного запроса учитывается только доля энергии, полезно используемая после декодирования.

В рационально спроектированной системе, использующей активный ответ, дальность действия при запросе должна быть равна дальности действия при ответе. Такая система называется *сбалансированной*. Из равенства $r_{з \text{ макс}} = r_{отв \text{ макс}}$ в силу выражений (2) и (3) находим условие баланса системы

$$\partial_z N_{0з} = \partial_{отв} N_{0отв} \quad (4)$$

Из соотношений (2) и (3) видно, что дальности действия линии запроса и линии ответа определяются условиями радиосвязи. Поэтому даже при сравнительно низких энергетических потенциалах запросчиков и ответчиков реализуемые дальности действия значительны, а надежности обнаружения объектов, точности автосопротождения и измерения координат высоки. Этому способствует отсутствие флуктуаций, поскольку ответный сигнал формируется передатчиком ответчика, а не элементами цели.

Д. ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАЗНЕСЕННОЙ ИМПУЛЬСНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ (§ 5.23)

Наряду с совмещенными радиолокационными устройствами, в которых передающая и приемная антенны находятся в одном пункте (или имеется одна приемно-передающая антенна), могут использоваться разнесенные устройства с удаленными на определенное расстояние (базу) передающей и приемной антеннами. В таких системах каждое передающее устройство может работать на одно или несколько приемных.

Принцип действия разнесенной системы рассмотрим с помощью рис. 5.88. Из этого рисунка видно, что сигнал, излученный передатчиком разнесенной системы, попадает в приемник двумя путями: прямым и после отражения от цели. При этом измеряется полное расстояние $r_{\Sigma} = r_1 + r_2$, проходимое отраженным от цели сигналом, и углы прихода отраженного сигнала β , ε . Необходимая для определения расстояния r_{Σ} информация о начале отсчета времени может быть получена путем приема прямого сигнала передатчика при точно известной базе r_0 . Расстояние r_{Σ} определяет положение цели на поверхности эллипсоида вращения, фокусы которого находятся в точках расположения передатчика и приемника.

Пересечение прямой, характеризующей направление прихода отраженного сигнала, с поверхностью эллипсоида вращения определяет положение цели в пространстве. В частности, дальность цели от приемного пункта r_2 может быть найдена из соотношений

$$\begin{aligned} r_1^2 &= r_2^2 + r_0^2 - 2r_2r_0 \cos \gamma, \\ r_1 + r_2 &= r_{\Sigma}. \end{aligned} \quad (1)$$

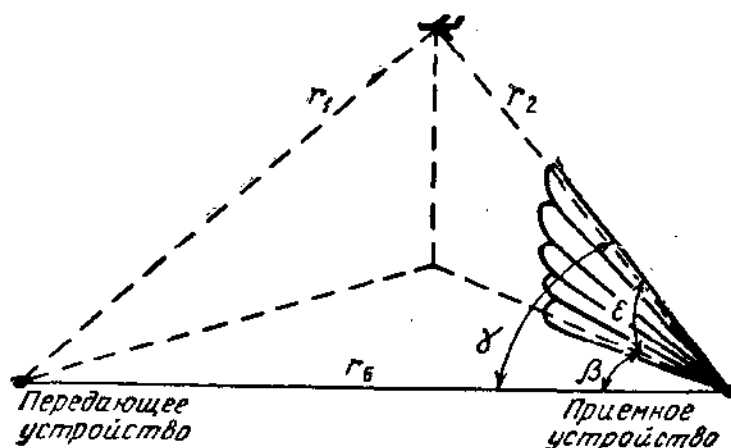


Рис. 5.88. Измерение координат разнесенным радиолокационным устройством

где γ — угол между направлениями из приемного пункта на цель и на передающее устройство.

Преобразуя (1), получим

$$r_2 = \frac{r_\Sigma^2 - r_6^2}{2(r_\Sigma - r_6 \cos \gamma)}. \quad (2)$$

Входящая в (2) величина $r_\Sigma = r_6 + c\Delta t$, где Δt — временной интервал между моментами приема прямого и отраженного сигналов, а c — скорость распространения радиоволн. Величина угла γ определяется счетно-решающим устройством по измеренным азимуту β и углу места ϵ на основе связывающего эти три угла соотношения

$$\gamma = \arccos(\cos \epsilon \cdot \cos \beta). \quad (3)$$

что иллюстрируется на рис. 5.88, где предусмотрено использование системы парциальных приемных каналов.

Уравнение дальности действия разнесенного радиолокатора по своей структуре аналогично уравнению дальности действия обычной РЛС. Средняя энергия принимаемого разнесенной станцией отраженного сигнала определяется выражением

$$\mathcal{E}_{\text{пр}} = \frac{\mathcal{E}GA\bar{\sigma}}{(4\pi)^2 r_1^2 r_2^2}, \quad (4)$$

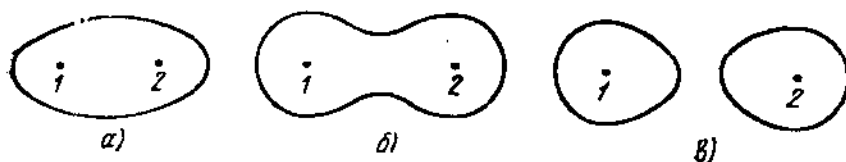


Рис. 5.89. Зоны обнаружения разнесенной системы

где r_1 и r_2 — дальности до разнесенных пунктов излучения и приема, остальные обозначения те же, что и в § 5.4. Средняя эффективная поверхность $\bar{\sigma}$ в разнесенной системе сравнима с ее значением для совмещенной системы. Поэтому можно записать $r_1 r_2 = r_0^2$, где r_0 — дальность действия совмещенного радиолокатора при тех же энергетических характеристиках системы. Форма зоны обнаружения зависит при этом от отношения r_6/r_0 , что иллюстрируется на рис. 5.89, где цифрами 1 и 2 показаны передающий и приемный пункты. Рис. 5.89, а, б, в соответствуют последовательному увеличению отношения r_6/r_0 .

В системе разнесенных приемных и передающих пунктов полнее используется зондирующий сигнал за счет дополнительной информации о целях, легче резервируются ее элементы — передатчики и приемники. К недостаткам разнесенных систем относятся сложность проведения обзора и необходимость разветвленной системы связи.

Эти недостатки не всегда существенны, например, в полуактивных системах самонаведения, которые можно отнести к разнесенным системам с переменной базой.

Разнесенные системы могут работать не только в импульсном, но и в непрерывном режиме, в том числе со сложными сигналами.

МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА КОГЕРЕНТНЫМИ РАДИОСИГНАЛАМИ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. ОПТИМАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА И ТЕЛА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИЯ ЦЕЛИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ДЕФОРМАЦИИ ОГИБАЮЩЕЙ СИГНАЛА

§ 6.1. Общие соображения о применении длинноимпульсных и непрерывных зондирующих сигналов

Одним из основных способов повышения дальности обнаружения и точности измерения координат малоразмерных целей наряду с увеличением габаритов антенн является повышение средней мощности передатчика. Если пиковая мощность ограничена, это достигается за счет уменьшения скважности, т. е. перехода к длинноимпульсному или непрерывному излучению. В режиме обзора (для обоих случаев) в направлении цели излучаются импульсные зондирующие когерентные сигналы большой длительности.

Когерентные сигналы большой длительности существенно деформируются при отражении от движущейся цели (§ 2.9, рис. 2.16). Если, например, путь $v_r \tau_n$, проходимый целью в радиальном относительно совмещенного радиолокатора направлении за время длительности импульса τ_n , превышает $\lambda/4$, то расстояния, пройденные началом и концом сигнала до цели и обратно, отличаются более чем на $\lambda/2$. Это означает, что между колебаниями в начале и конце отраженного сигнала появляется дополнительный сдвиг фаз более 180° , которого не было в зондирующем сигнале. Появление этого сдвига фаз можно считать результатом эффекта Доплера — Белопольского, т. е. изменения частоты отраженного сигнала на величину

$$F_d = \frac{2v_r}{\lambda}. \quad (1)$$

Изменение частоты происходит в сторону увеличения, если цель движется к совмещенному радиолокатору, и в сторону уменьшения,

если цель удаляется от него. Изменение фазы в течение длительности импульса за счет доплеровской поправки частоты, равное

$$2\pi F_d \tau_{\text{и}} = \frac{4\pi v_r \tau_{\text{и}}}{\lambda}, \quad (2)$$

для рассмотренного примера $v_r \tau_{\text{и}} = \lambda/4$ как раз и составляет указанную величину π радиан или 180° . Такой сдвиг фаз уже не может не сказаться на оптимальности обработки, если последняя рассчитана на сигнал без доплеровской поправки.

Однако практически произведение $v_r \tau_{\text{и}}$ может значительно превышать $\lambda/4$. В этом случае когерентная обработка без учета доплеровской поправки частоты (за исключением рассматриваемого далее особого вида сигналов — частотно-модулированных по линейному закону) практически невозможна. Отсюда вытекает, что *при обработке длинноимпульсных и непрерывных отраженных сигналов необходимо учитывать не только различие во времени запаздывания, но и различие в частоте, связанное с радиальной скоростью движения цели*. Это заметно усложняет обработку принимаемых колебаний, что следует отнести к недостаткам когерентных посылок большой длительности. У таких посылок, однако, имеется качественно новое преимущество — *возможность измерения радиальной скорости цели и селекции целей по этому признаку*. В случае несложной радиолокационной обстановки, когда селекцию по скорости используют взамен селекции по дальности, радиолокатор непрерывного излучения или с длительными когерентными посылками оказывается даже проще импульсного с когерентными посылками малой длительности.

К задачам настоящей главы относятся:

- рассмотрение общих особенностей оптимальной обработки при использовании зондирующих когерентных сигналов большой длительности;

- введение общих характеристик сигналов, определяющих точность измерений, разрешающую способность, степень сложности обработки, а именно так называемых *автокорреляционных функций сигналов* и их наглядных представлений в виде *тел и диаграмм неопределенности*;

- рассмотрение особенностей использования наиболее характерных видов зондирующих сигналов (в том числе при *непрерывном излучении*), целесообразных при этом методов локации, общих принципов построения радиолокаторов с непрерывными и длинноимпульсными зондирующими когерентными сигналами;

- учет влияния условий распространения радиоволн на обработку когерентных широкополосных или протяженных сигналов;

- учет влияния неполной когерентности принимаемых колебаний;

- выявление принципов сравнительного анализа различных видов зондирующих сигналов.

Специфика длинноимпульсных или непрерывных систем разнесенной радиолокации в данной главе учитываться не будет. Отметим только, что доплеровская частота в разнесенной системе определяется производной по времени от суммарного расстояния r_{Σ} :

$$F_d = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{dr_{\Sigma}}{dt} \right], \quad (3)$$

т. е. в данном случае непосредственно не является мерой одной только радиальной скорости. Поэтому информация о доплеровских частотах для двух систем — разнесенной и совмещенной — позволяет найти полный вектор скорости цели, существенный при определении траектории (его можно найти и иначе).

§ 6.2. Особенности оптимальной обработки когерентных сигналов большой длительности

Общей особенностью оптимальной обработки когерентных сигналов большой длительности является необходимость учета радиальной скорости движения цели. Так, для сигнала длительностью $\tau_n = 1$ мсек величина $v_r \tau_n$, характеризующая путь, проходимый целью за время длительности импульса, уже при скорости цели 300 м/сек составляет 0,3 м. Это превышает четверть длины волны не только в сантиметровом, но и в дециметровом диапазоне радиоволн. В то же время обычно величина $v_r \tau_n$ существенно менее длины разрешаемого (импульсного) объема

$$v_r \tau_n \ll \frac{c}{2} \frac{1}{P_n}. \quad (1)$$

Иначе, изменение длительности огибающей импульса при трансформации сигнала движущейся целью существенно меньше элемента разрешения по времени $1/P_n$. Поэтому при оптимальной обработке (§ 3.14, рис. 3.38) можно не учитывать изменения длительности огибающей на $\Delta \tau_n = 2v_r \tau_n / c$, учитывая одни лишь фазовые изменения. Поясним это на примере фильтровой обработки фазоманипулированного импульса (§ 3.14, рис. 3.37, 3.38). Если изменение его длительности $\Delta \tau_n$ много меньше длительности парциального импульса $\tau_0 = \tau_n / n \approx 1/P_n$, то выходной эффект схемы оптимальной обработки будет такой же, как и при отсутствии изменения длительности. Заметные нарушения произойдут при $\Delta \tau_n \approx \tau_0 \approx 1/P_n$. Отсюда пренебрежение изменением длительности огибающей за счет эффекта Доплера в соответствии с (1) справедливо, когда $P_n \ll 1/\Delta \tau_n$, а коэффициент широкополосности сигнала

$$n = \tau_n P_n \ll \frac{c}{2v_r}. \quad (2)$$

Даже при скорости цели порядка первой космической $v_r \approx 8 \cdot 10^3$ м/сек неравенство соблюдается, если только $n \ll 2 \cdot 10^4$.

Во многих случаях можно не учитывать и радиального ускорения a_r . Последнее, вообще говоря, приводит к изменению радиальной скорости цели и неодинаковой деформации импульса в течение времени облучения (немодулированный по частоте зондирующий сигнал может быть преобразован в частотно-модулированный отраженный). Если при оптимальной обработке учитывается радиальная скорость цели в момент облучения центральной частью импульса, то еще не учитывается изменение расстояния до цели за счет ускорения $\frac{a_r}{2} \left(\frac{\tau_n}{2} \right)^2$ для моментов облучения началом и концом импульса. Когда указанная величина существенно менее четверти длины волны, ею и в самом деле можно пренебречь. Последнее справедливо при

$$a_r \ll \frac{2\lambda}{\tau_n^2}.$$

Так, при $\lambda = 0,1$ м и $\tau_n = 1$ мсек находим $a_r \ll 2 \cdot 10^5$ м/сек², что для реальных целей, конечно, всегда соблюдается. Необходимость в учете ускорений может возникнуть лишь при длительности посылок порядка (0,1÷1) сек.

Во многих случаях можно считать, далее, что время корреляции флюктуаций отраженного от цели сигнала τ_0 значительно превышает длительность когерентной посылки τ_n . В этом случае вполне применимы введенные модели когерентных сигналов с общей случайной начальной фазой или со случайными амплитудой и начальной фазой. Принимая в качестве оценки времени корреляции средней период флюктуаций $T_{фл}$ [(4), § 2.10], найдем угловую скорость вращения цели относительно направления на радиолокатор, при которой флюктуации можно считать еще достаточно медленными $T_{фл} \gg \tau_n$, а именно:

$$\left| \frac{d\theta}{dt} \right| \ll \frac{\lambda}{2l\tau_n}. \quad (3)$$

Подставляя длину волны $\lambda = 0,1$ м, эквивалентный размер цели $l = 10$ м, длительность посылки $\tau_n = 10^{-3}$ сек, получим $\left| \frac{d\theta}{dt} \right| \ll \ll 5$ рад/сек, что обычно всегда соблюдается. При более длительных посылках флюктуации уже нельзя считать «медленными» и модели сигнала с общей случайной начальной фазой уже непригодны. Возможная методика анализа оптимального обнаружения и измерения для случая «быстрых» флюктуаций иллюстрируется в § 6.20.

Из изложенного следует, что в большинстве практически важных случаев оптимальной обработки отраженного сигнала можно не учитывать деформацию огибающей импульса за счет движения цели

с постоянной радиальной скоростью, радиальное ускорение цели и флуктуации цели за время длительности отраженного сигнала, необходимо учитывать изменение фазы колебаний во времени за счет доплеровской поправки частоты.

Если комплексная амплитуда зондирующего сигнала $U(t)$, то комплексную амплитуду ожидаемого сигнала $X(t)$ с учетом запаздывания $t_3 = \alpha_1$ и доплеровской поправки частоты $\Omega_d = \alpha_2$ с точностью до случайной начальной фазы можно представить в виде

$$X(t) = U(t - t_3) e^{-i\Omega_d t}.$$

Знак минус в показателе степени, как и в § 2.9, учитывает, что при $v_r > 0$ частота отраженного сигнала менее частоты зондирующего.

Отсюда перейдем к *модульному значению Z корреляционного интеграла* [(13), § 3.8], которое характеризует оптимальную обработку при обнаружении и измерении параметров когерентного сигнала *со случайной начальной фазой*. Искомая величина Z представляет собой в данном случае функцию двух переменных:

$$Z(t_3, \Omega_d) = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(t) U^*(t - t_3) e^{i\Omega_d t} dt \right|. \quad (4)$$

Величина $Y(t)$ является суммой комплексных амплитуд сигнала и помехи:

$$Y(t) = U(t - t_{30}) e^{-i\Omega_{d0} t} + N(t), \quad (5)$$

где t_{30} и Ω_{d0} — истинные значения запаздывания и доплеровской частоты полезного сигнала.

Чтобы принять решение о наличии цели, необходимо для каждой пары ожидаемых значений t_3 и Ω_d сравнить величину $Z = Z(t_3, \Omega_d)$ с некоторым пороговым уровнем. Если для какой-либо области значений t_3 и Ω_d порог превышает, то принимается *решение о наличии цели*. В качестве оценок измеряемых параметров часто принимаются значения t_3 и Ω_d , для которых величина Z *максимальна* (§ 4.2). Необходимые вычислительные операции могут проводиться автоматически — с помощью *корреляторов, оптимальных фильтров или корреляционно-фильтровых схем*.

Так, если время запаздывания и доплеровская частота ожидаемого сигнала известны, его обнаружение может быть осуществлено с помощью *корреляционно-фильтровых схем* (рис. 6.1, а или 6.1, б). В первой из приведенных схем принимаемые колебания и сдвинутый на промежуточную частоту $\omega_{пр}$ ожидаемый сигнал перемножаются в смесителе. Колебание разностной частоты интегрируется фильтром промежуточной частоты. Фаза интегрируемого колебания соответствует разности аргументов комплексных амплитуд, входящих в (4), поскольку одна из них перемножается

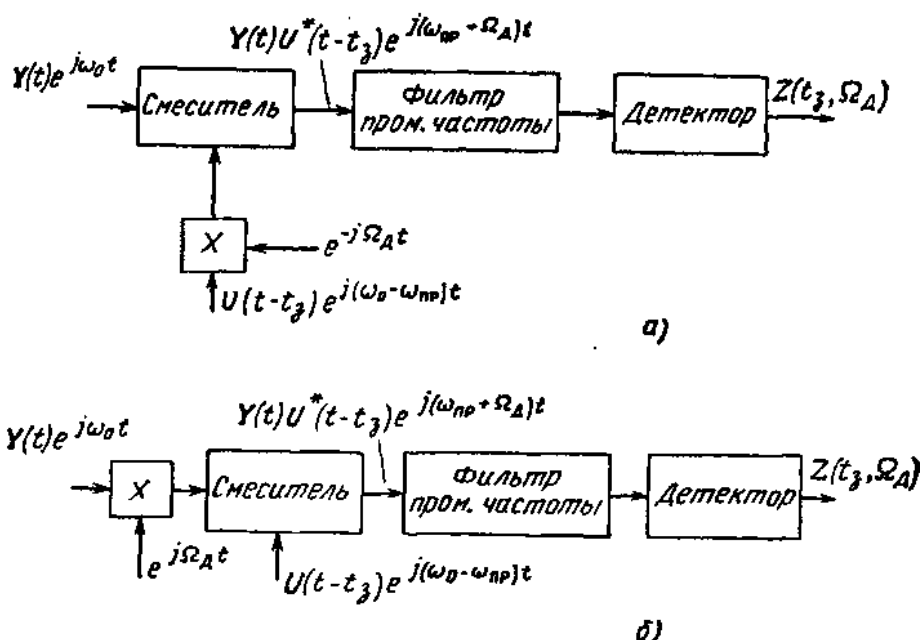


Рис. 6.1. Корреляционно-фильтровые схемы оптимальной обработки для когерентного сигнала большой длительности с известным запаздыванием. Показан ввод доплеровской поправки частоты в ожидаемый сигнал (а) и принимаемые колебания (б)

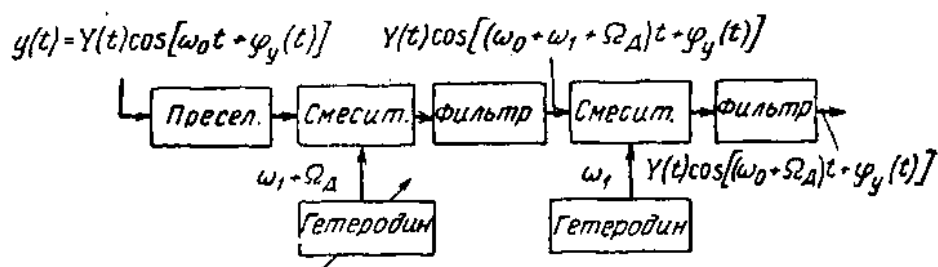


Рис. 6.2. Схема двойного преобразования для ввода доплеровской поправки частоты в принимаемые колебания

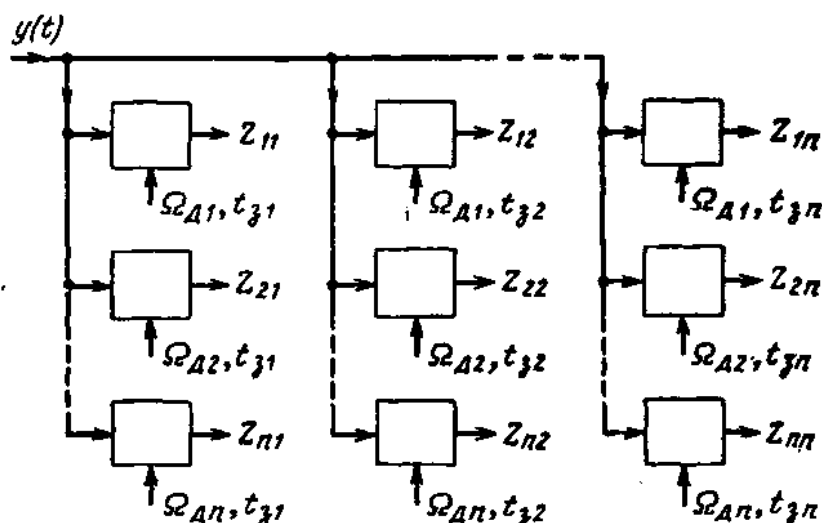


Рис. 6.3. Многоканальная корреляционная схема обработки когерентных сигналов большой длительности, отличающихся по времени запаздывания и доплеровской частоте

со второй сопряженной. Смесителю должен предшествовать преселектор, устраняющий эффект зеркального приема — на схеме рис. 6.1, а он не показан. Допплеровская поправка частоты в схеме рис. 6.1, а вводится в ожидаемый сигнал. На рис. 6.1, б показана аналогичная схема, в которой доплеровская поправка вводится в принимаемое колебание. Схема работает по тому же алгоритму, что и на рис. 6.1, а, осуществляя операции вычисления модульного значения корреляционного интеграла (4). Обычно доплеровские поправки Ω_d невелики; их лучше вводить при двойном (рис. 6.2), а не при однократном преобразовании частоты, поскольку частотный разнос между основным и зеркальным каналами в этом случае увеличивается. Одноканальные корреляционно-фильтровые схемы рис. 6.1, а, б не только позволяют установить наличие или отсутствие цели с известными параметрами t_a , Ω_d , но и являются основой устройств автосопровождения по дальности и скорости (§ 6.15).

Если требуется установить наличие или отсутствие цели или группы целей в диапазоне значений t_a , Ω_d , возможен переход к многоканальным схемам. На рис. 6.3 показана многоканальная корреляционная схема обнаружения сигналов с различными значениями времени запаздывания и доплеровской частоты. Поступающие со входа приемника колебания разветвляются в этой схеме по каналам, рассчитанным на отличающиеся между собой значения времени запаздывания и доплеровской частоты. Каждый канал может быть построен по схеме рис. 6.1, а или 6.1, б. Напряжения, снимаемые с выходов каналов, могут объединяться в тех или иных комбинациях. Недостатком рассмотренной схемы является ее многоканальность не только по доплеровской частоте, но и по времени запаздывания.

В фильтровых схемах обработки (рис. 6.4) многоканальность по времени запаздывания отпадает, остается многоканальность только по доплеровской частоте. На рис. 6.4, а показано

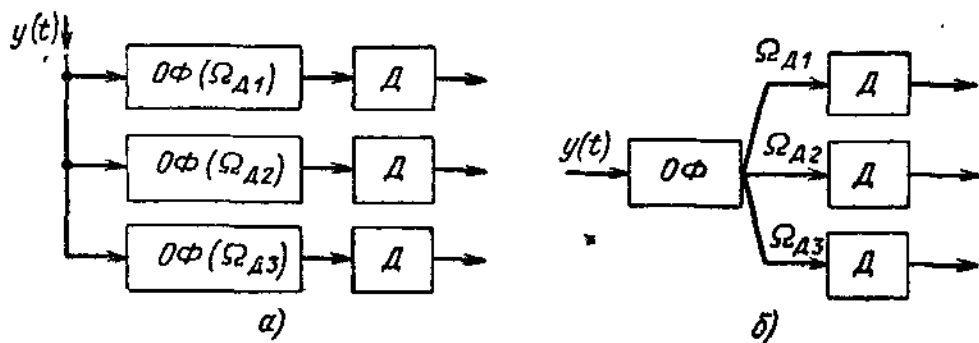


Рис. 6.4. Многоканальные схемы оптимальной фильтрации с набором параллельных фильтров (а) и с многоканальным выходом одного фильтра (б) для когерентных сигналов, отличающихся по времени запаздывания и доплеровской частоте

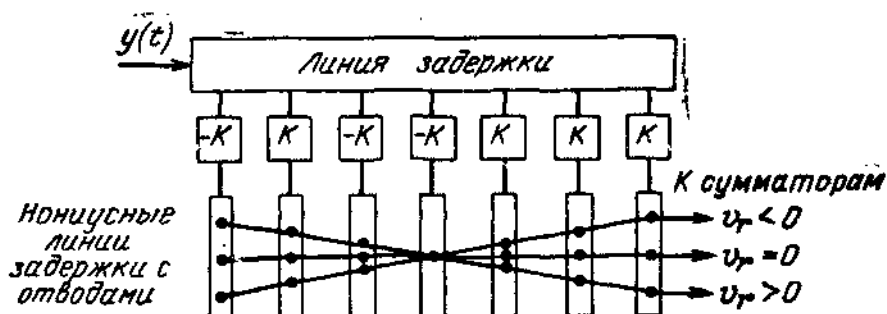


Рис. 6.5. Оптимальный фильтр с многоканальным выходом. Съем на сумматоры доплеровских каналов показан схематически

использование отдельных оптимальных фильтров при обнаружении сигналов с различающимися доплеровскими частотами.

Если оптимальный фильтр строится как линия задержки с отводами, то, подсоединяя отводы к нескольким сумматорам через различные фазовращатели или нониусные линии задержки, можно получить систему, имеющую ряд доплеровских выходов (рис. 6.4, б). Каждый доплеровский выход может быть использован для наблюдения за группой целей, движущихся с одинаковой радиальной скоростью. В качестве примера на рис. 6.5 показана система вида рис. 6.4, б для фазо-манипулированного семиэлементного сигнала. Схематически показан съем на различные сумматоры, учитывающие различную степень деформации — растяжения ($v_r > 0$) или сжатия ($v_r < 0$) импульса при отражении от цели. Число доплеровских каналов может быть значительно больше трех, показанных на рис. 6.5. Небезынтересно, что принцип построения схемы (рис. 6.5) позволяет учесть не только деформацию фазовой структуры, но и деформацию огибающей принимаемых колебаний, существенную при очень больших степенях сжатия. В случае отсутствия деформации огибающей, нониусные линии можно заменить фазовращателями.

Приведенные в качестве примеров схемы не исчерпывают всех возможностей построения устройств оптимальной обработки.

§ 6.3. Двумерная автокорреляционная функция когерентного сигнала и ее свойства

Все рассмотренные в § 6.2 схемы оптимальной обработки базируются на одной и той же операции вычисления модульного значения корреляционного интеграла [(4), § 6.2]. В силу [(5), § 6.2] это значение сводится к модулю суммы двух комплексных величин

$$Z(t_3, \Omega_d) = |Z_c(t_3, \Omega_d) + Z_n(t_3, \Omega_d)|. \quad (1)$$

Первая из этих величин при *н е с л у ч а й н о й* амплитуде сигнала также является неслучайной и выражается зависящим от сигнала интегралом:

$$Z_c(t_3, \Omega_d) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} U(t - t_{30}) U^*(t - t_3) e^{j(\Omega_d - \Omega_{d0})t} dt, \quad (2)$$

вторая является случайной величиной, тем меньшей, чем слабее помеха, и выражается интегралом:

$$Z_n(t_3, \Omega_d) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} N(t) U^*(t - t_3) e^{j\Omega_d t} dt. \quad (3)$$

Сигнальный интеграл (2) и его модульное значение представляют собой функции разностей ожидаемого t_3 и истинного t_{30} времени запаздывания, ожидаемой Ω_d и истинной Ω_{d0} доплеровских частот, так что

$$|Z_c(t_{30} + \tau, \Omega_{d0} + 2\pi F)| = \psi(\tau, F), \quad (4)$$

где

$$\tau = t_3 - t_{30}, \quad F = \frac{1}{2\pi} (\Omega_d - \Omega_{d0}). \quad (5)$$

Вычислим функцию $\psi(\tau, F)$, используя (4) и (5). Произведем при этом замену переменной $t = t_{30} + s$ в интеграле (2) и множитель $e^{j2\pi F t_{30}}$ вынесем за знак интеграла. Заменяя модуль произведения произведением модулей, где

$$|e^{j2\pi F t_{30}}| = \sqrt{\cos^2 2\pi F t_{30} + \sin^2 2\pi F t_{30}} = 1,$$

получим, что

$$\psi(\tau, F) = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U^*(s - \tau) e^{j2\pi F s} ds \right|. \quad (6)$$

Функция $\psi(\tau, F)$ называется *двумерной автокорреляционной функцией сигнала*. Она зависит от своих разностных аргументов τ, F и не зависит от значений t_{30}, Ω_{d0} . Кроме того, функция $\psi(\tau, F)$ зависит от вида комплексной огибающей когерентного сигнала $U(t)$.

Наряду с приведенным выражением (6) получим для функции $\psi(\tau, F)$ несколько видоизмененное выражение. Для этого в (6) переменную интегрирования s заменим на $s + \tau$, множитель $e^{j2\pi F \tau}$ вынесем за знак интеграла, а модуль произведения заменим произведением модулей, из которых модуль $|e^{j2\pi F \tau}| = 1$. Перейдя под знаком модуля от комплексных величин к сопряженным, получим:

$$\psi(\tau, F) = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U^*(s + \tau) e^{-j2\pi F s} ds \right|. \quad (7)$$

Из сопоставления (6) и (7) следует, что

$$\psi(-\tau, -F) = \psi(\tau, F), \quad (8)$$

т. е. двумерная автокорреляционная функция сигнала обладает важным свойством *центральной симметрии*.

Каждое значение двумерной автокорреляционной функции можно рассматривать как *выход корреляционной схемы* оптимальной обработки (рис. 6.6), когда на нее поступает сигнал без помехи, параметры которого — время запаздывания и частота — отличаются от ожидаемых на τ и F соответственно.

Двумерная автокорреляционная функция сигнала характеризует выходной эффект не только коррелятора, но и *оптимального фильтра*. Огибающая напряжения на выходе оптимального фильтра при воздействии на его вход сигнала с комплексной амплитудой $Y(t) = U(t - t_{30}) e^{-i\Omega_{д0}t}$ может быть найдена из соотношения [(8), § 3.9]. Полагая, что фильтр рассчитан на сигнал с комплексной амплитудой $U(t) e^{i\Omega_{д1}t}$, получим $W(t_{30} + t_0 + \tau, F) = C \psi(\tau, F)$. Это значит, что *огибающая выходного сигнала оптимального фильтра повторяет сечение поверхности $\psi(\tau, F)$ плоскостью $F = \text{const}$* .

Как и характеристики направленности антенн, автокорреляционные функции сигналов часто нормируют. Выражение для нормированной автокорреляционной функции сигнала имеет вид

$$\rho(\tau, F) = \frac{\psi(\tau, F)}{\psi(0, 0)} \quad (9)$$

или

$$\rho(\tau, F) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U^*(s - \tau) e^{j2\pi F s} ds \right|}{\int_{-\infty}^{\infty} |U(s)|^2 ds}. \quad (10)$$

Нормированная автокорреляционная функция $\rho(\tau, F)$ также обладает свойством центральной симметрии. Кроме нормированной функции $\rho(\tau, F)$ иногда вводят в рассмотрение функцию $\rho^2(\tau, F)$.

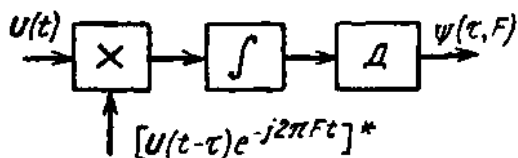
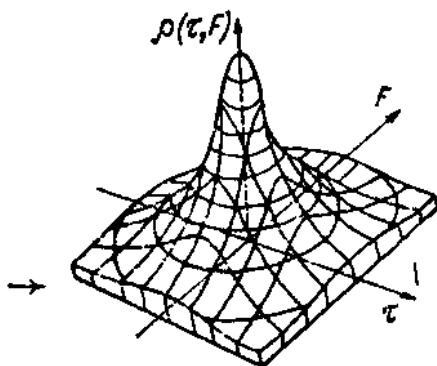


Рис. 6.6. Получение двумерной автокорреляционной функции сигнала

Рис. 6.7. Изображение двумерной автокорреляционной функции сигнала колокольного радиопульса с постоянной мгновенной частотой



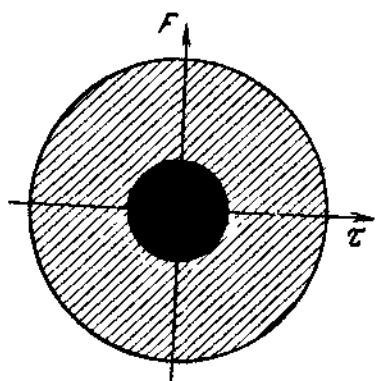


Рис. 6.8. Изображение рельефа двумерной автокорреляционной функции с помощью линий равного уровня

уровня, подобно тому, как это делается в топографии. Для тела, показанного на рис. 6.7, такое изображение приведено на рис. 6.8, где на плоскости τ, F проведены линии равного уровня $\rho(\tau, F) = \text{const}$ [$\rho^2(\tau, F) = \text{const}$]. В данном случае нанесены лишь две линии равного уровня $\rho = 0,5$ и $\rho = 0,1$. Область $\rho > 0,5$ рассматривается как область высокой корреляции принимаемого сигнала с ожидаемым и на рисунке зачернена. Область $0,1 < \rho < 0,5$ рассматривается как область низкой корреляции. Без штриховки оставлена область «нулевой» корреляции. Хотя при необходимости число градаций ρ может быть увеличено, в дальнейшем ограничимся использованием только трех градаций.

Важным свойством тела двумерной автокорреляционной функции $\rho^2(\tau, F)$ когерентного сигнала является отсутствие зависимости объема V_{ρ^2} от законов модуляции амплитуды и фазы сигнала. Оказывается, что этот объем всегда равен единице

$$V_{\rho^2} = \iint_{-\infty}^{\infty} \rho^2(\tau, F) d\tau dF = 1. \quad (11)$$

Соотношение (11) является строгой математической формулировкой принципа неопределенности в радиолокации, согласно которому *никакие способы модуляции не могут изменить объема тела неопределенности V_{ρ^2}* . Это тело подобно куче песка: изменяя лишь ее форму, нельзя избавиться даже от одной песчинки. Наряду с единичным объемом тело неопределенности $\rho^2(\tau, F)$ имеет единичную высоту $\rho^2(0,0) = 1$. Если сжать тело неопределенности по оси τ , оно расплывется по оси F ; и наоборот, сжав его по оси F , растянем вдоль оси τ .

Доказательство соотношения (11) сводится к непосредственному вычислению объема V_{ρ^2} . Подставим в (11) величину $\rho(\tau, F)$ из (10) и учтем очевидное соотношение

$$\left| \int A(s) ds \right|^2 = \int A(s) ds \int A^*(u) du = \iint A(s) A^*(u) ds du,$$

в котором правая часть уже не содержит знака модуля. Тогда получим

$$\begin{aligned} V_{\rho^2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} |U(s)|^2 ds \right]^2 &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U^*(s-\tau) U^*(u) U(u-\tau) \times \\ &\quad \times e^{j2\pi F(s-u)} ds du d\tau dF. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь интеграл по F сводится к дельта-функции:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi F(s-u)} dF = \delta(s-u).$$

Используя свойства дельта-функции, правую часть равенства (12) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U^*(s-\tau) U^*(u) U(u-\tau) \delta(s-u) ds du d\tau &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(u) U^*(u-\tau) U^*(u) U(u-\tau) du d\tau. \end{aligned}$$

Интегрирование по τ в бесконечных пределах дает

$$\int_{-\infty}^{\infty} U^*(u-\tau) U(u-\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} |U(s)|^2 ds,$$

так что

$$V_{\rho^2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} |U(s)|^2 ds \right]^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |U(u)|^2 du \int_{-\infty}^{\infty} |U(s)|^2 ds$$

или

$$V_{\rho^2} = 1. \quad (13)$$

Поскольку на функцию $U(t)$ не накладывалось никаких ограничений, соотношение (13) справедливо для любой формы сигнала.

§ 6.4. Влияние вида двумерной автокорреляционной функции на обнаружение, измерение параметров и разрешение сигналов

Имея аксонометрическое или топографическое изображение двумерной автокорреляционной функции, можно сделать некоторые выводы относительно обнаружения, измерения параметров и разрешения радиолокационных сигналов.

Например, изображение двумерной автокорреляционной функции (рис. 6.7 или 6.8) позволяет оценить, в какой мере ухудшаются условия обнаружения, если при одноканальном корреляционном приеме имеет место расстройка ожидаемого и принимаемого сигналов по параметрам τ , F . Легко видеть, что в этом случае полезно будет использоваться только часть энергии $\mathcal{E}$ принимаемого сигнала, а именно $\mathcal{E}_p(\tau, F)$. Иначе, коэффициент использования энергии полезного сигнала в данном случае будет равен величине $\rho(\tau, F)$, наглядно определяемой из рис. 6.7 или 6.8.

Если прием осуществляется многоканальным полем корреляторов (рис. 6.3) с расстройками по времени запаздывания и доплеровской частоте $\Delta\tau$ и ΔF , то минимальный коэффициент использования энергии полезного сигнала будет $\rho(\Delta\tau/2, \Delta F/2)$.

На потенциальные возможности измерения существенно оказывают влияние такие особенности двумерной автокорреляционной функции, как ее однопиковость или многопиковость, размеры горизонтальных сечений и т. д. В частности, многопиковость автокорреляционной функции может приводить к неоднозначности измерений, а размеры ее сечений сказываются на величине ошибок. Математической характеристикой потенциальных возможностей совместного измерения времени запаздывания и доплеровской частоты является послеопытная плотность вероятности $p[t_z, F_d | y(t)]$, которая для когерентного сигнала со случайной начальной фазой и параметром обнаружения $q = \sqrt{2\mathcal{E}/N_0} \gg 1$, по аналогии с § 4.3 может быть найдена из соотношения

$$p[t_z, F_d | y(t)] = c p(t_z, F_d) \exp \left[\frac{2}{N_0} Z(t_z, 2\pi F_d) \right], \quad (1)$$

где $p(t_z, F_d)$ — доопытная плотность вероятности; c — нормирующий множитель.

Графическое изображение послеопытной плотности вероятности для случая, когда двумерная автокорреляционная функция однопиковая и доопытную плотность вероятности можно считать равномерной в пределах пика $Z(t_z, 2\pi F_d)$, приведено на рис. 6.9. Максимум послеопытной плотности вероятности соответствует точке отсчета $t_z^* = t_{z \text{ отсч}}$, $F_d^* = F_{d \text{ отсч}}$, которая тем ближе к истинной t_{z0} , F_{d0} , чем меньше уровень шума или, иначе, чем больше

параметр q . Форма поверхности $\rho(t_z, F_d | y(t))$ зависит от принятой реализации шума, величины N_0 , характеризующей реализацию, и стоящей в знаменателе показателя степени экспоненты (1), а также от величины $Z(t_z, 2\pi F_d)$, стоящей в числителе этого показателя. Влияние шума учитывается в основном знаменателем показателя. Числитель его при $q \gg 1$ можно представить в виде

$$Z(t_z, 2\pi F_d) \approx \mathcal{E}_p(t_z - t_{z \text{ отеч}}, F_d - F_{d \text{ отеч}}), \quad (2)$$

пренебрегая искажением формы поверхности $Z(t_z, 2\pi F_d)$ под действием шума.

С учетом доопытной плотности вероятности находим

$$\rho(t_z, F_d | y(t)) \approx c p(t_z, F_d) \exp[q^2 p(t_z - t_{z \text{ отеч}}, F_d - F_{d \text{ отеч}})]. \quad (3)$$

Выражение (3) характеризует неопределенность измерения. Последняя тем больше, чем меньше q и шире пик функции $p(\tau, F)$. Поэтому сечения $p(\tau, F) = \text{const}$ (рис. 6.8) ограничивают область ошибок измерений, вероятность превышения которых при заданном q не превосходит установленной величины, и их называют *диаграммами неопределенности*.

Соответственно этому поверхность $\rho(\tau, F)$ или же $\rho^2(\tau, F)$, горизонтальными сечениями которой являются диаграммы неопределенности, называют *поверхностью неопределенности* (рис. 6.7). Двумерные автокорреляционные функции сигнала иначе называют *функциями неопределенности*. Геометрическое тело, ограниченное плоскостью $\rho = 0$ и поверхностью неопределенности, называют *телом неопределенности*. Истинное тело неопределенности, соответствующее распределению (рис. 6.9) и описываемое формулой (3), получается из тела $\rho(\tau, F)$ путем неравномерной деформации вдоль оси ρ и при больших q определяется в основном верхней частью тела неопределенности $\rho = \rho(\tau, F)$. Именно эта часть тела неопределенности наиболее существенно сказывается на точности измерений (при сильном сигнале).

Пользуясь выражением для функции $\rho(\tau, F)$, можно дать не только качественную, но и количественную оценку потенциальной

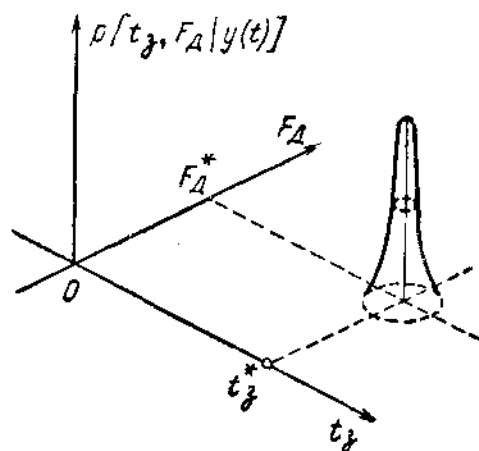


Рис. 6.9. Изображение послеопытной плотности вероятности времени запаздывания и доплеровской частоты

точности измерения времени запаздывания и доплеровской частоты. Ограничимся наиболее важным, но не единственным случаем, когда функцию $\rho(\tau, F)$ можно считать непрерывной в окрестности ее максимума $\tau = F = 0$. Используя разложение в ряд Тейлора, получим

$$\rho(\tau, F) = \rho(0,0) + \rho''_{\tau}(0,0) \frac{\tau^2}{2} + \rho''_F(0,0) \frac{F^2}{2} + \rho''_{\tau F}(0,0) \tau F. \quad (4)$$

При отсутствии доопытных данных, когда $\rho(t_3, F_d) = \text{const}$, распределение ошибок измерения (3) приводится к двумерному нормальному закону:

$$\begin{aligned} p[t_3, F_d | y(t)] = \\ = c \exp \left\{ -\frac{1}{2(1-k^2)} \left[\left(\frac{t_3 - t_3^*}{\sigma_{\tau}} \right)^2 + \left(\frac{F_d - F_d^*}{\sigma_F} \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 2k \left(\frac{t_3 - t_3^*}{\sigma_{\tau}} \right) \left(\frac{F_d - F_d^*}{\sigma_F} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\sigma_{\tau}^2, \sigma_F^2, k$ — соответственно дисперсии и коэффициент корреляции ошибок измерения времени запаздывания и доплеровской частоты при отсутствии доопытных данных, t_3^*, F_d^* — послеопытные оценки. Из сравнения квадратичных и линейных по t_3 и F_d членов в (3), (5) находим

$$\frac{1}{\sigma_{\tau}^2(1-k^2)} = -q^2 \rho''_{\tau}(0,0), \quad (6)$$

$$\frac{1}{\sigma_F^2(1-k^2)} = -q^2 \rho''_F(0,0), \quad (7)$$

$$\frac{k}{\sigma_{\tau} \sigma_F(1-k^2)} = q^2 \rho''_{\tau F}(0,0), \quad (8)$$

$$t_3^* = t_3 \text{ отсч.}, \quad F_d^* = F_d \text{ отсч.}$$

Поделив выражение (8) на среднее геометрическое выражений (6) и (7), находим значение

$$k = \frac{\rho''_{\tau F}(0,0)}{\sqrt{\rho''_{\tau}(0,0) \rho''_F(0,0)}}, \quad (9)$$

зная которое, по формулам (6) и (7) найдем σ_{τ}^2 и σ_F^2 .

В частности, если $\rho''_{\tau F}(0,0) = 0$, то значение k также равняется нулю. Ошибки измерения времени запаздывания и доплеровского смещения частоты независимы, а выражения (6) и (7) сводятся к [(7), § 4.3] и [(1), § 4.4], если считать, что $\rho''_{\tau}(0,0) = -\Pi_{\tau}^2$, $\rho''_F(0,0) = -\tau_{\tau}^2$.

Если имеются данные, что доопытное распределение $p(t_3, F_d)$ подчиняется нормальному закону с математическими ожиданиями параметров t_{31}^* и F_{d1}^* , дисперсиями и коэффициентом корреляции $\sigma_{\tau 1}^2$, σ_{F1}^2 , k_1 , то вместо (6) — (8) получим

$$\frac{1}{\sigma_{\tau}^2(1-k^2)} = \frac{1}{\sigma_{\tau 1}^2(1-k_1^2)} - q^2 \rho_{\tau}''(0,0), \quad (10)$$

$$\frac{1}{\sigma_F^2(1-k^2)} = \frac{1}{\sigma_{F1}^2(1-k_1^2)} - q^2 \rho_F''(0,0), \quad (11)$$

$$\frac{k}{\sigma_{\tau} \sigma_F(1-k^2)} = \frac{k_1}{\sigma_{\tau 1} \sigma_{F1}(1-k_1^2)} + q^2 \rho_{\tau F}''(0,0), \quad (12)$$

откуда можно последовательно найти значения k , σ_{τ}^2 , σ_F^2 .

При этом

$$\begin{aligned} \frac{t_3^*}{\sigma_{\tau}^2(1-k^2)} - k \frac{F_d^*}{\sigma_{\tau} \sigma_F(1-k^2)} &= \frac{t_{31}^*}{\sigma_{\tau 1}^2(1-k_1^2)} - k_1 \frac{F_{d1}^*}{\sigma_{\tau 1} \sigma_{F1}(1-k_1^2)} - \\ &- t_{3 \text{ отсч}} q^2 \rho_{\tau}''(0,0) - F_{d \text{ отсч}} q^2 \rho_{\tau F}''(0,0), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{F_d^*}{\sigma_F^2(1-k^2)} - k \frac{t_3^*}{\sigma_{\tau} \sigma_F(1-k^2)} &= \frac{F_{d1}^*}{\sigma_{F1}^2(1-k_1^2)} - k_1 \frac{t_{31}^*}{\sigma_{\tau 1} \sigma_{F1}(1-k_1^2)} - \\ &- F_{d \text{ отсч}} q^2 \rho_F''(0,0) - t_{3 \text{ отсч}} q^2 \rho_{\tau F}''(0,0). \end{aligned} \quad (14)$$

Из приведенных соотношений можно сделать следующее заключение. Если доопытные данные отсутствуют, то ошибки измерения тем меньше, чем больше по абсолютной величине параметры $\rho_{\tau}''(0,0)$, $\rho_F''(0,0)$, характеризующие ширину пика неопределенности. При этом в случае $k=0$ ошибка измерения дальности обратно пропорциональна эквивалентной полосе $\Pi_{\sigma} = \sqrt{|\rho_{\tau}''(0,0)|}$, а ошибка измерения частоты — эквивалентной длительности сигнала $\tau_{\sigma} = \sqrt{|\rho_F''(0,0)|}$. Доопытные данные могут снижать ошибки измерения, увеличивая правую часть равенств (10) — (12).

Существенно, что приведенные выше формулы относились к случаю, когда искомая величина времени запаздывания относится к моменту облучения цели радиолокационным сигналом. Случай, когда осуществляется прогнозирование времени запаздывания и дальности на какой-либо последующий момент времени или когда требуется объединить данные, полученные при различных положениях цели, будет рассмотрен в § 6.6 и 6.17.

Кроме обнаружения и измерения, структура тела неопределенности очень существенно сказывается на разрешении сигналов. Пусть, например, наряду с полезным отраженным сигналом, имею-

щим параметры t_3, F_d , приходит мешающий отраженный сигнал с параметрами $t_3 + \tau, F_d + F$. На корреляторе, обеспечивающем оптимальную обработку полезного сигнала, он создает выходной эффект, пропорциональный его энергии и нормированной автокорреляционной функции $\rho(\tau, F)$. Поэтому для повышения разрешающей способности по τ и F при обработке, оптимальной на фоне шумов, существенно, чтобы «хвосты» автокорреляционной функции достаточно быстро спадали. Разрешающие способности тем выше, чем меньше размеры пика тела неопределенности по координатам τ, F . Лучшие результаты по разрешению можно получить, если обработка оптимизируется с учетом мешающего сигнала, т. е. оптимально используются приемы обработки, подобные представленным на рис. 5.7, 5.8. Как показано в приложении 9, максимально достижимый коэффициент использования энергии при наличии очень сильного мешающего сигнала, расстроенного на τ, F , определяется выражением $[1 - \rho^2(\tau, F)]$, т. е. при $\rho(\tau, F) = 0$ используется вся энергия полезного сигнала для его обнаружения, а при $\rho(\tau, F) = 0,95$ — не более 10% этой энергии.

Таким образом, для повышения разрешающей способности и точности измерений желательно сужать пик тела неопределенности. Согласно изложенному в предыдущем параграфе эти возможности ограничиваются постоянством объема $V_{\rho} = 1$.

Поясним изложенные положения примерами анализа тел неопределенности для некоторых видов сигналов.

§ 6.5. Тела неопределенности радиоимпульсов без внутримпульсной модуляции

В качестве первого примера рассчитаем и проанализируем тело неопределенности радиоимпульса $u(t) = \text{Re}[U(t) e^{j2\pi f_0 t}]$ с прямоугольной огибающей:

$$U(t) = U(t) = \begin{cases} 1, & \text{если } 0 < t < \tau_n, \\ 0, & \text{если } t < 0 \text{ или } t > \tau_n. \end{cases} \quad (1)$$

Для расчета нормированной функции неопределенности воспользуемся формулой [(10), § 6.3]. Замечая, что при условии (1) знаменатель этой формулы обращается в τ_n , находим

$$\rho(\tau, F) = \frac{1}{\tau_n} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U(s - \tau) e^{j2\pi F s} ds \right|. \quad (2)$$

Вычисляя определенный интеграл (2), отдельно рассмотрим четыре случая:

$$a) \tau \leq -\tau_n; \quad б) -\tau_n \leq \tau \leq 0; \quad в) 0 \leq \tau \leq \tau_n; \quad г) \tau \geq \tau_n.$$

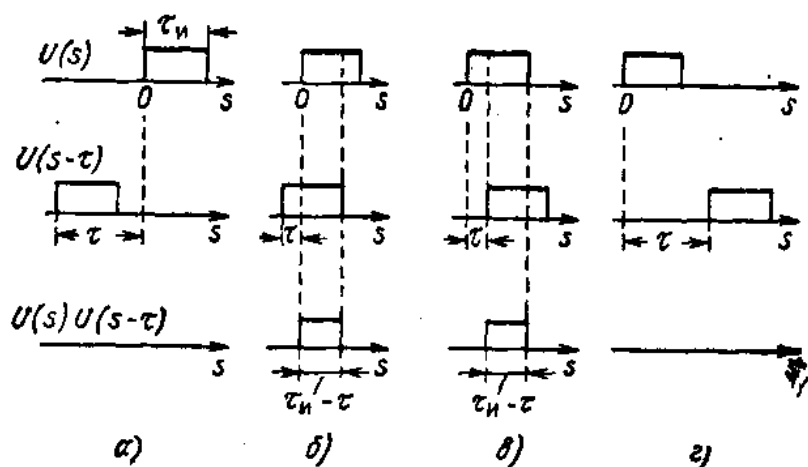


Рис. 6.10. Пояснение к расчету нормированной функции неопределенности радиоимпульса с прямоугольной огибающей

Графики взаимно сдвинутых сомножителей $U(s)$, $U(s - \tau)$ и их произведений для этих случаев показаны на рис. 6.10. В соответствии с этими графиками, объединяя результаты для случаев а и г, имеем

$$\rho(\tau, F) = 0 \text{ при } |\tau| \geq \tau_n.$$

Для случаев б и в получим соответственно

$$\rho(\tau, F) = \frac{1}{\tau_n} \left| \int_0^{\tau_n - |\tau|} e^{j2\pi Ft} dt \right| = \left| \frac{\sin \pi F (\tau_n - |\tau|)}{\pi F \tau_n} \right|,$$

$$\rho(\tau, F) = \frac{1}{\tau_n} \left| \int_{\tau}^{\tau_n} e^{j2\pi Ft} dt \right| = \left| \frac{\sin \pi F (\tau_n - \tau)}{\pi F \tau_n} \right|.$$

Объединяя все результаты в одной записи, найдем

$$\rho(\tau, F) = \begin{cases} \left| \frac{\sin \pi F (\tau_n - |\tau|)}{\pi F \tau_n} \right| & \text{при } |\tau| \leq \tau_n, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq \tau_n. \end{cases} \quad (3)$$

Неопределенность в формуле (3) при $F = 0$ будет устранена, если для малых F синус заменить аргументом. Тогда получим

$$\rho(\tau, 0) = \begin{cases} 1 - \frac{|\tau|}{\tau_n} & \text{при } |\tau| \leq \tau_n, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq \tau_n. \end{cases} \quad (4)$$

Согласно полученным соотношениям на рис. 6.11, а построены зависимости ρ от τ для различных $F = \text{const}$. Их можно рассматривать как кривые огибающих напряжений на выходе оптимального

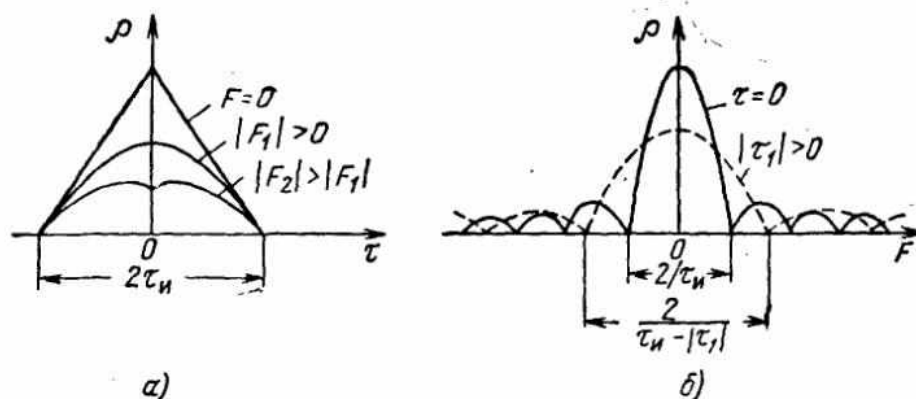


Рис. 6.11. Сечения тела неопределенности прямоугольного радиоимпульса с постоянной мгновенной частотой колебаний плоскостями $F = \text{const}$ (а) и $\tau = \text{const}$ (б)

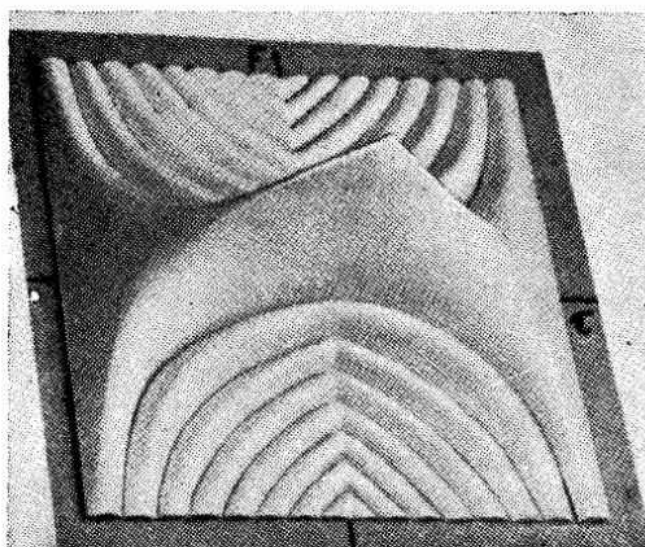


Рис. 6.12. Рельеф тела неопределенности прямоугольного радиоимпульса с постоянной мгновенной частотой колебаний

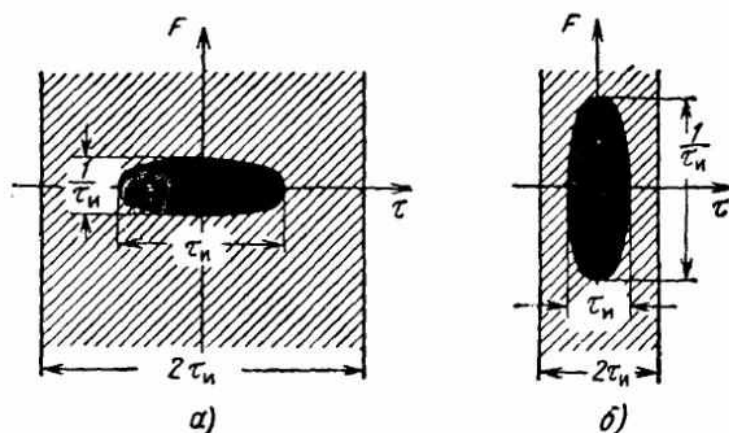


Рис. 6.13. Диаграммы неопределенности прямоугольного радиоимпульса с постоянной мгновенной частотой колебаний при большой (а) и малой (б) длительности

фильтра при расстройке F по несущей частоте. Расстройка ведет к уменьшению пикового значения и к искажению формы огибающей.

На рис. 6.11, б изображены соответствующие зависимости ρ от F для различных $\tau = \text{const}$. Каждая из этих кривых соответствует спектру импульса $U(t)U(t - \tau)$, а именно прямоугольного видеоимпульса длительностью $(\tau_H - |\tau|)$.

Обе серии кривых можно рассматривать как сечения поверхности тела неопределенности (рис. 6.12) плоскостями $F = \text{const}$ и $\tau = \text{const}$. Изображение тел неопределенности с помощью градаций уровня для двух различных длительностей зондирующего импульса показано на рис. 6.13, а и б (размер $1/\tau_H$ области высокой корреляции на уровне 0,5 приближенный*). Сужение тела неопределенности по оси τ ведет к расплыванию его по оси F и наоборот.

В качестве второго примера рассмотрим *колокольный* радиоимпульс без внутриимпульсной модуляции фазы с огибающей

$$U(t) = e^{-\pi(t/\tau_H)^2}, \quad (5)$$

где τ_H — длительность радиоимпульса на уровне 0,46 (§ 3.11). Пользуясь (5) и формулой [(10), § 6.3], в данном случае получим:

$$\rho(\tau, F) = \exp \left[-\frac{\pi}{2} \left(\frac{\tau^2}{\tau_H^2} + F^2 \tau_H^2 \right) \right]. \quad (6)$$

Произвольная линия уровня $\rho(\tau, F) = \text{const}$ описывается тогда уравнением эллипса

$$\frac{\tau^2}{a^2} + \frac{F^2}{b^2} = 1$$

с полуосями $a = \tau_H \sqrt{\frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{\rho}}$ и $b = \frac{1}{\tau_H} \sqrt{\frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{\rho}}$. Для $\rho = 0,5$ $a = 0,65 \tau_H$, $b = 0,65/\tau_H$; для $\rho \approx 0,1$ $a \approx 1,2\tau_H$, $b \approx 1,2/\tau_H$. Как и в предыдущем случае, при уменьшении τ_H уменьшится один размер эллипса и увеличится другой. В каждом случае возможен такой выбор масштабов по осям τ и F , когда эллипс можно заменить окружностью (см. рис. 6.8).

§ 6.6. Тела неопределенности радиоимпульсов с линейной частотной модуляцией. Приложение к спектральному анализу

Перейдем к прямоугольному радиоимпульсу (рис. 6.14) с линейной модуляцией частоты колебаний, когда комплексная амплитуда

$$U(t) = \begin{cases} e^{ibt^2}, & \text{если } 0 \leq t \leq \tau_H, \\ 0 & \text{если } t < 0 \text{ или } t > \tau_H. \end{cases} \quad (1)$$

* Более точно размер $1/\tau_H$ соответствует уровню 0,64, на уровне же 0,5 он равен $1,2/\tau_H$.

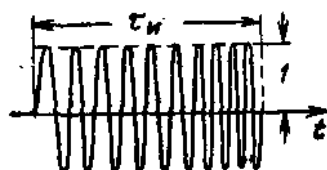


Рис. 6.14. Прямоугольный радиоимпульс с линейной модуляцией частоты колебаний

Мгновенная частота такого импульса

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi f_0 t + bt^2)$$

линейно изменяется от f_0 при $t=0$ до $f_0 + \Delta f = f_0 + \frac{b}{\pi} \tau_n$ при $t = \tau_n$, где Δf — частотная девиация.

Таким образом, коэффициент b в формуле (1) выражается через частотную девиацию Δf и длительность импульса

$$b = \frac{\pi \Delta f}{\tau_n}. \quad (2)$$

Вычисления $\rho(\tau, F)$ будем вести по формуле [(10), § 6.3], пользуясь ранее использованными графиками рис. 6.10 (огibaющая остается прямоугольной). Как и в предыдущем случае, имеем $\rho(\tau, F) = 0$ при $|\tau| \geq \tau_n$. При $-\tau_n \leq \tau \leq 0$ и $0 \leq \tau \leq \tau_n$ соответственно получим

$$\rho(\tau, F) = \frac{1}{\tau_n} \left| \int_0^{\tau_n - |\tau|} e^{j[bt^2 - b(t-\tau)^2 + 2\pi Ft]} dt \right| = \left| \frac{\sin[(b\tau + \pi F)(\tau_n - |\tau|)]}{(b\tau + \pi F)\tau_n} \right|,$$

$$\rho(\tau, F) = \frac{1}{\tau_n} \left| \int_{\tau}^{\tau_n} e^{j[bt^2 - b(t-\tau)^2 + 2\pi Ft]} dt \right| = \left| \frac{\sin[(b\tau + \pi F)(\tau_n - \tau)]}{(b\tau + \pi F)\tau_n} \right|.$$

Объединяя все полученные результаты и используя соотношение (2), находим

$$\rho(\tau, F) = \begin{cases} \left| \frac{\sin \left[\pi \left(F + \Delta f \frac{\tau}{\tau_n} \right) (\tau_n - |\tau|) \right]}{\pi \left(F + \Delta f \frac{\tau}{\tau_n} \right) \tau_n} \right| & \text{при } |\tau| \leq \tau_n, \\ 0 & \text{при } |\tau| \geq \tau_n. \end{cases} \quad (3)$$

На основании соотношений (3) на рис. 6.15 построены кривые зависимостей $\rho(\tau, F)$ от τ для значений $F = \text{const}$. Каждую из кривых можно рассматривать как огibaющую напряжения на выходе оптимального фильтра при расстройке F по несущей частоте.

На рис. 6.16 представлена фотография тела неопределенности, а на рис. 6.17 дано его приближенное изображение с помощью гра-

Рис. 6.15. Сечения плоскостями $F = \text{const}$ тела неопределенности прямоугольного радиоимпульса с линейной модуляцией частоты колебаний

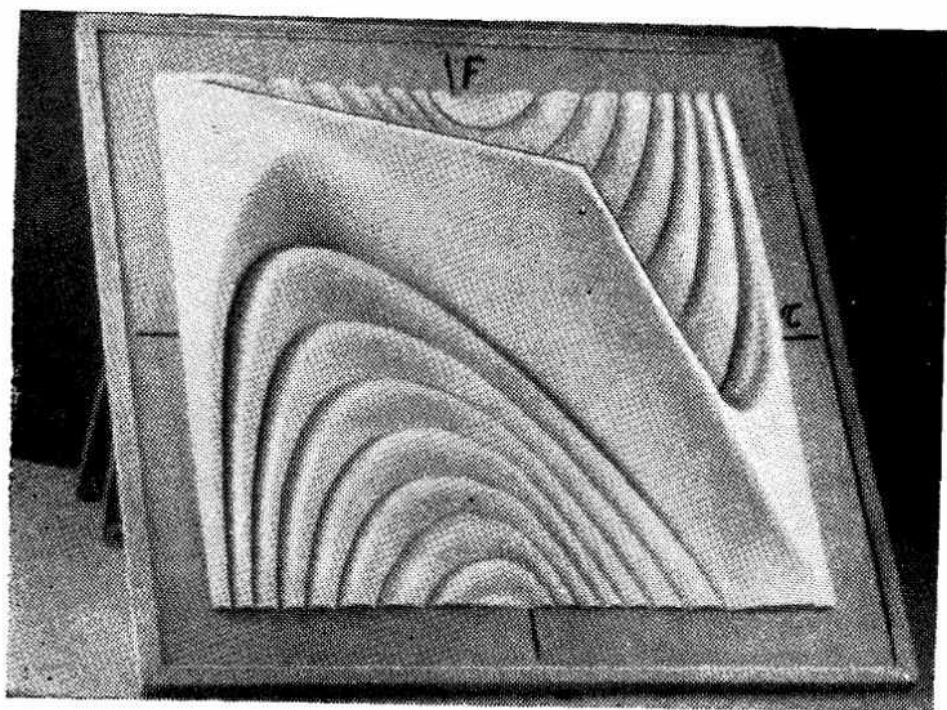
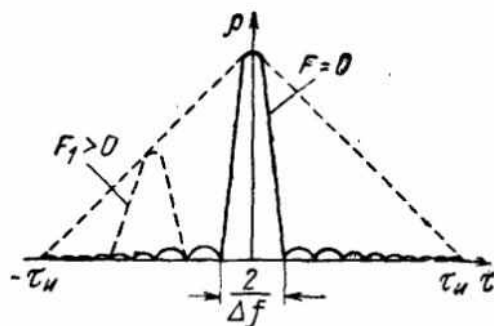
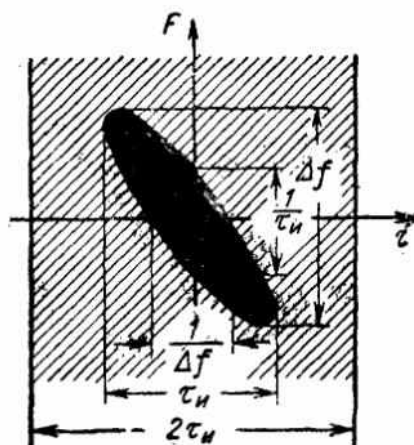


Рис. 6.16. Рельеф тела неопределенности прямоугольного радиоимпульса с линейной модуляцией частоты колебаний

Рис. 6.17. Диаграмма неопределенности прямоугольного радиоимпульса с линейной модуляцией частоты колебаний



даций уровня. Из сравнения с рис. 6.13 видно, что тело неопределенности частотно-модулированного радиоимпульса *повернуто* относительно тела радиоимпульса без частотной модуляции на угол, который растет с увеличением частотной девиации Δf . Его сечение (рис. 6.15) плоскостью $F = \text{const}$ (определяющее огибающую напряжения на выходе оптимального фильтра) *значительно уже*, чем огибающая зондирующего импульса. При нулевой расстройке $F = 0$ и условии $\Delta f \tau_n \gg 1$ ширина сжатого импульса по нулям равна $2/\Delta f$.

Для *колокольного* радиоимпульса с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) значение

$$U(t) = e^{-\frac{\pi}{\tau_n^2}(1+n)t^2}, \quad (4)$$

где τ_n — длительность радиоимпульса на уровне 0,46; $n = \Delta f \tau_n$ — произведение частотной девиации за время импульса на его длительность.

Из (4) и [(10), § 6.3] можно получить

$$\rho(\tau, F) = \exp \left[-\frac{\pi}{2} \left(\frac{1+n^2}{\tau_n^2} \tau^2 + 2n \tau F + F^2 \tau_n^2 \right) \right].$$

Уравнение произвольной линии равного уровня $\rho(\tau, F) = \rho = \text{const}$ представляет собой точное, а не приближенное, как в предыдущем случае, уравнение эллипса:

$$\frac{1+n^2}{\tau_n^2} \tau^2 + 2n \tau F + F^2 \tau_n^2 = \frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{\rho}.$$

Оси эллипса наклонены к осям τ и F , как на рис. 6.17. В отличие от этого рисунка линии равного уровня сохраняют свою форму не только для больших, но и для малых уровней ρ : тело неопределенности для данного случая можно представить как скошенное тело вида (рис. 6.7), не имеющее лепестковой структуры.

Из рис. 6.15 видно, что *возможно смещение сжатых импульсов во времени при расстройке по частоте F* . Это смещение

$$|\tau| = \frac{\tau_n}{\Delta f} |F| \quad (5)$$

характеризует *скоростную ошибку* измерения времени запаздывания, соответствующего положению цели в момент начала ее облучения зондирующим импульсом. Скоростные ошибки свойственны любой обработке, сводящейся к взятию корреляционного интеграла при большой длительности τ_n . Если же $\tau_n F_{\text{макс}} \ll 1$, то смещение значительно меньше полуширины $1/\Delta f$ сжатого импульса и, таким образом, не играет роли.

Скоростную ошибку при $\tau_n F_{\text{макс}} \gg 1$ можно *устранить*, если от цели принято более двух ЛЧМ радиоимпульсов. Действительно,

приращение запаздывания со временем определяет радиальную скорость v_r , а при известной величине v_r скоростная ошибка отсутствует.

Более того, можно считать, что скоростная ошибка вообще отсутствует даже при измерении дальности по одному импульсу, но отсчет дальности дается для момента времени, сдвинутого на ϑ_0 относительно момента облучения. За время ϑ_0 цель проходит путь $v_r \vartheta_0$, а время запаздывания изменяется на $\tau = \frac{2}{c} v_r \vartheta_0 = \vartheta_0 \frac{F}{f_0}$, что совпадает с приведенным выше значением (5), если $\vartheta_0 = \tau_n \frac{f_0}{\Delta f}$. Величина ϑ_0 во столько раз больше длительности импульса, во сколько раз несущая частота f_0 больше частотной девиации Δf . Если $\frac{df}{dt} > 0$, то частотно-модулированный импульс дает значение дальности, которое будет через время ϑ_0 после облучения.

Одним из достоинств ЛЧМ радиопульсов при $\tau_n F_{\text{макс}} \gg 1$ является простота обработки. Так, двумерная многоканальная корреляционная схема (см. рис. 6.3) заменяется в этом случае одномерной (расстройка по частоте учитывается как расстройка коррелятора по дальности) и общее число независимых корреляционных каналов снижается. При фильтровой обработке требуется всего один фильтровой канал.

Рассмотренные свойства тела неопределенности ЛЧМ сигнала могут быть использованы в целях спектрального анализа напряжения в виде произвольной функции времени $u(t) = U(t) e^{j2\pi f_0 t}$ со спектральной плотностью комплексной амплитуды $G(F)$. Считаем, что ненулевые значения функции $u(t)$ укладываются в ограниченном интервале времени $|t| < \tau_n/2$, а ее спектр практически ограничен полосой частот $f_0 - F_{\text{макс}} < f < f_0 + F_{\text{макс}}$. На входе схемы рис. 6.18 изображен график, характеризующий наличие двух

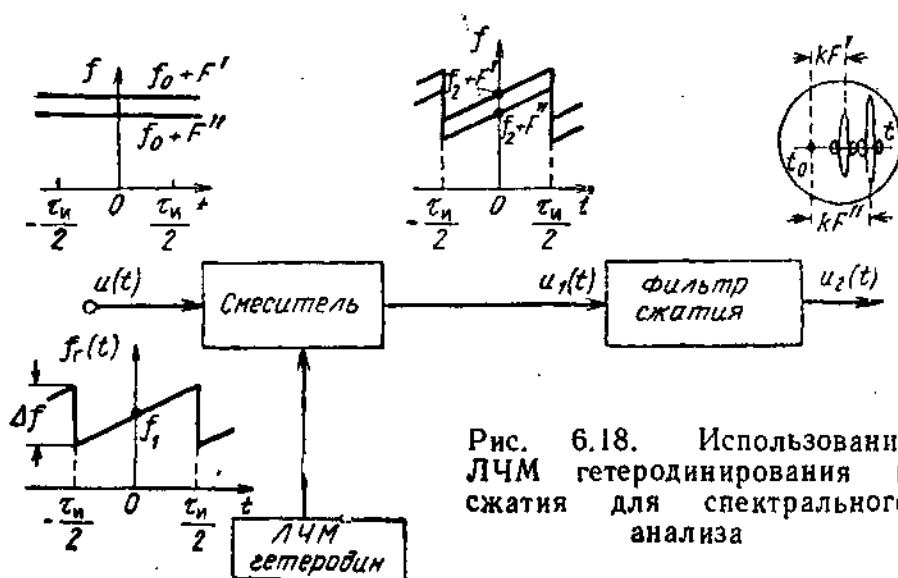


Рис. 6.18. Использование ЛЧМ гетеродина и сжатия для спектрального анализа

составляющих спектра с неизменными во времени частотами $f_0 + F'$ и $f_0 + F''$. Исследуемый спектр подается на смеситель. В качестве гетеродинного используется частотно-модулированное колебание $e^{j2\pi\left(f_0 + \frac{\Delta f}{2\tau_n} t^2\right)}$ длительностью τ_n с частотной девиацией Δf . После преобразования каждая гармоника спектра перейдет в колебание с линейно изменяющейся частотой, а само преобразованное колебание примет вид

$$u_1(t) = \int_{-F_{\max}}^{F_{\max}} G(F) e^{j2\pi\left(f_0 + \frac{\Delta f}{2\tau_n} t^2 + Ft\right)} dF \quad \left(|t| < \frac{\tau_n}{2}\right),$$

где $f_2 = f_0 + f_1$ (т. е. имеется в виду выделение колебаний суммарной частоты). Пропустим колебание $u_1(t)$ через фильтр сжатия, оптимальный для преобразованной в смесителе гармоники, соответствующей центральной частоте исследуемого спектра, для которой $F = 0$. В некоторый момент t_0 , где t_0 — запаздывание в фильтре, частотно-модулированное колебание, полученное из этой гармоники, дает на выходе фильтра сжатый импульс. Для любой другой гармоники пик сжатого импульса будет сдвинут на время $|\tau| = \frac{\tau_n}{\Delta f} F$. Например, для взятых с целью иллюстрации гармоник F' и F'' пики сжатых импульсов расположатся, как показано на рис. 6.18. По соотношению амплитуд гармоник можно судить об их интенсивности.

Более точно напряжение $u_2(t)$ на выходе фильтра в произвольный момент времени можно охарактеризовать комплексной амплитудой

$$U_2(t_0 + \tau) = c \int_{-F_{\max}}^{F_{\max}} G(F) \frac{\sin \left[\pi \left(F + \Delta f \frac{\tau}{\tau_n} \right) (\tau_n - |\tau|) \right]}{\pi \left(F + \Delta f \frac{\tau}{\tau_n} \right) \tau_n} dF,$$

которая определяет выходное напряжение в произвольный момент времени $t_0 + \tau$ с учетом формы сжатых импульсов.

Поскольку стоящая в подынтегральном выражении функция вида $\frac{\sin x}{x}$ принимает максимальное значение $1 - \frac{|\tau|}{\tau_n}$ при $F = -\Delta f \frac{\tau}{\tau_n}$ и быстро спадает, имеет место пропорциональная зависимость

$$|U_2(t_0 + \tau)| \equiv \left(1 - \frac{|\tau|}{\tau_n}\right) \left| G \left(-\frac{\Delta f}{\tau_n} \tau \right) \right|,$$

т. е. амплитуда выходного напряжения оптимального фильтра в функции времени определяется модулем спектральной плотности

исследуемого процесса в функции частоты. Амплитудные искажения, характеризуемые амплитудным множителем $1 - \frac{|\tau|}{\tau_n}$, могут быть учтены при градуировке анализатора спектра. Искажений можно избежать совсем, расширяя (в два раза) согласованную по df/dt импульсную характеристику фильтра.

§ 6.7. Тела неопределенности когерентных пачек радиоимпульсов

Сигнал в виде когерентной пачки радиоимпульсов часто используется в радиолокации. В качестве примера рассмотрим пачку с прямоугольной огибающей (рис. 6.19). На этом рисунке τ_n — длительность каждого импульса, T — период их повторения. Число импульсов в пачке полагаем равным M .

Выясним характер поверхности тела неопределенности

$$\rho(\tau, F) = \frac{1}{M\tau_n} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(s) U^*(s - \tau) e^{j2\pi F s} ds \right|, \quad (1)$$

ограничиваясь качественным анализом соотношения (1) и рис. 6.19. Основное внимание уделим пачке без модуляции фазы или частоты несущей.

Если сигналы $U(t)$ и $U(t - \tau)$ сдвинуть на время $|\tau| > T_0 = MT$, функция $\rho(\tau, F)$ будет равна нулю. То же самое произойдет, если $|\tau| < T_0$, но импульсы сдвинутых пачек не перекрываются.

В пределах $-T_0 < \tau < T_0$ вдоль оси τ тело неопределенности имеет ряд пиков шириной $2\tau_n$, взаимно сдвинутых на период посылки T . При $F = 0$ каждый пик пачки и огибающая этих пиков имеют треугольную форму (рис. 6.20, а), в чем нетрудно убедиться самостоятельно. Наличие большого количества пиков функции $\rho(\tau, F)$ по оси τ может привести к *неоднозначности измерений дальности*. Однако, если период посылки $T > t_{з \text{ макс}}$, неоднозначность устраняется.

Рассмотрим поведение функции $\rho(\tau, F)$ по оси F . При $\tau = \text{const}$ функция $\rho(\tau, F)$ представляет собой модуль преобразования Фурье от произведения $U(t)U(t - \tau)$. Если $\tau = 0$, это произведение $U^2(t)$

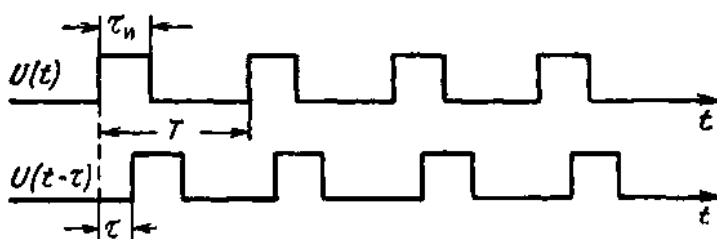


Рис. 6.19. К анализу интеграла свертки для когерентной пачки радиоимпульсов с постоянной мгновенной частотой колебаний

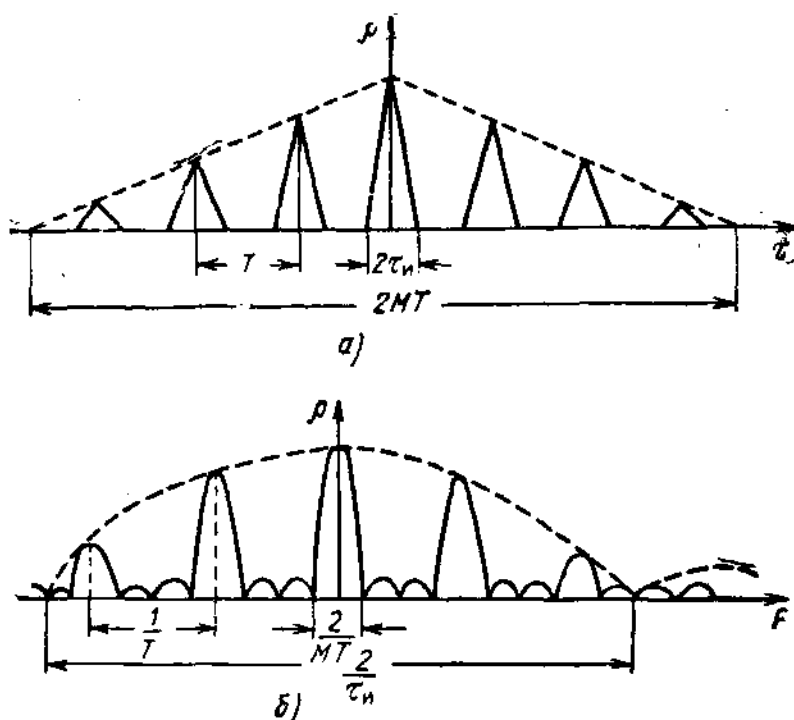


Рис. 6.20. Сечения плоскостями $F = 0$ (а) и $\tau = 0$ (б) тела неопределенности прямоугольной когерентной пачки радиоимпульсов с постоянной мгновенной частотой колебаний

совпадает с точностью до множителя с огибающей сигнала $U(t)$ и, следовательно, функция $\rho(0, F)$ описывает ее амплитудно-частотный спектр.

Известно, что спектр огибающей пачки радиоимпульсов состоит из ряда пиков, которые соответствуют частотам, кратным частоте посылки $F_n = 1/T$. Ширина каждого пика по нулям определяется длительностью пачки и равна $2/T_0$, а ширина огибающей пиков определяется длительностью одного импульса и равна $2/\tau_n$.

Таким образом, на оси F при $\tau = 0$ функция неопределенности также состоит из целого ряда пиков (рис. 6.20, б). То же самое будет при $|\tau| = T, |\tau| = 2T$ и т. д.

Наличие большого числа пиков по оси F может вести к *неоднозначности измерения радиальной скорости* цели, если максимальная доплеровская частота больше частоты следования импульсов.

Итак, тело неопределенности когерентной пачки немодулированных по частоте радиоимпульсов состоит из ряда сравнительно узких пиков, распределенных как по оси τ , так и по оси F (рис. 6.21). Его рельеф изображен на рис. 6.22 при помощи трех градаций уровня. Поскольку объем тела неопределенности $V_\rho = \text{const}$, объем каждого пика уменьшается обратно пропорционально их общему числу, но остается неоднозначность отсчета дальности и скорости цели. Эта неоднозначность может быть снята за счет априорных

данных ($|\tau| < \tau_{\text{макс}}, |F| < F_{\text{макс}}$) или в результате последующей обработки радиолокационной информации.

В частности, чтобы произвести однозначное измерение дальности всего до одной цели, вовсе не обязательно, чтобы время запаздывания было менее периода следования импульсов. Возможно, например, использование принципа *многошкальных* измерений, который, как и в § 5.18, поясним примером измерения времени с помощью часов. Заметим, что время в часах можно отсчитывать не только при наличии часовой стрелки, движущейся в 12 раз медленнее минутной, но и при наличии дополнительной стрелки, движущейся почти с такой же скоростью, как и минутная, например быстрее ее в $18/12$ раза. Разность показаний стрелок позволяет тогда определить время в часах (хотя отсчет времени при этом несколько затрудняется). Аналогично, используя изменение частоты посылок импульсов, можно приемлемым образом определить дальность до одиночной цели, даже если период посылки значительно меньше времени запаздывания. Ясно, однако, что такой принцип измерения трудно применить, если с заданного углового направления приходит ряд сходных между собой отраженных сигналов от различных целей, так что требуется разрешать цели по дальности.

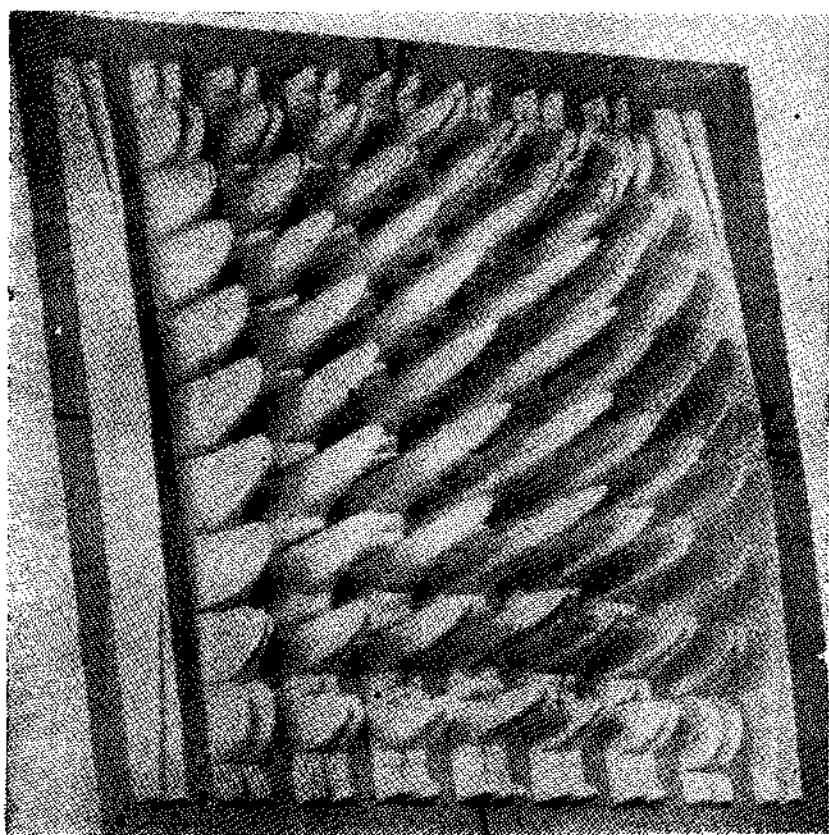


Рис. 6.21. Рельеф тела неопределенности когерентной пачки радиоимпульсов с постоянной мгновенной частотой колебаний

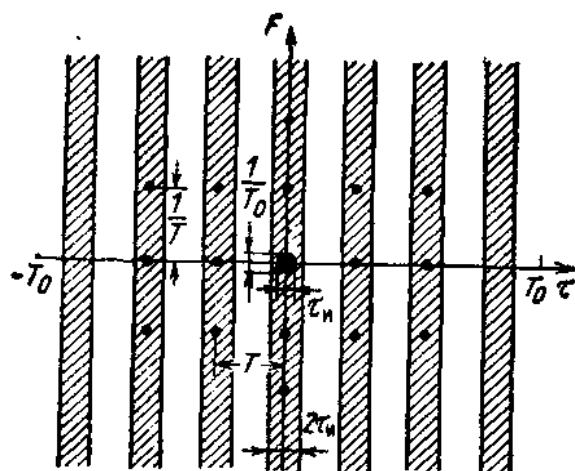


Рис. 6.22. Диаграмма неопределенности когерентной пачки радиоимпульсов с постоянной мгновенной частотой колебаний

Наряду с пачками когерентных импульсов без модуляции фазы или частоты несущей возможны когерентные пачки импульсов при наличии такой модуляции. Вид тела неопределенности зависит от закона модуляции несущей. Даже если ограничиться случаем линейной частотной модуляции, и тогда следует различать две разновидности пачек: пачку периодически следующих частотно-модулированных радиоимпульсов, каждый из которых имеет частотную девиацию Δf за время длительности импульса τ_n и пачку в виде вырезки из длинного частотно-модулированного (или манипулированного) колебания, которая получается за счет стробирования последнего периодической последовательностью видеоимпульсов. В первом случае лишь несколько касаются прямые, на которых расположены зачерненные на рис. 6.22 области высокой корреляции (подобно тому, как это показано на рис. 6.17), оставаясь в пределах заштрихованных вертикальных полос. Если частотная девиация Δf достаточно велика, скос в пределах изображенного участка незначителен. Зато протяженность пиков по оси τ обратна девиации Δf за время импульса. Во втором случае за исходную возьмем диаграмму рис. 6.17, заменяя τ_n на MT . Соответственно временной структуре последовательности видеоимпульсов искомая диаграмма включает вырезки от исходной длительностью τ_n периода T . Соответственно же спектру модулирующей последовательности эти вырезки «размножаются» вдоль оси F с интервалом $1/T$. Протяженность пиков вдоль оси τ обратна девиации за время пачки.

Б. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА МОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ

§ 6.8. Использование непрерывного немодулированного излучения. Допплеровский радиолокатор

Переходя к изучению принципов построения радиолокаторов с непрерывными и длиноюимпульсными зондирующими когерентными сигналами, рассмотрим простейший радиолокатор непрерывного излучения, основанный на эффекте Доплера — Белопольского, способный обеспечить селекцию по скорости, например селекцию движущихся целей на фоне неподвижных.

Если иметь очень стабильный передатчик и весьма узкополосные фильтры на высокой частоте, то оптимальная обработка могла бы быть обеспечена без какого-либо преобразования частоты или получения биений в приемнике. Практически, однако, применяются схемы корреляционно-фильтрового типа, использующие получение биений или преобразование частоты.

Блок-схема простейшего доплеровского радиолокатора показана на рис. 6.23. Передатчик генерирует непрерывные немодулированные колебания частоты f_0

$$u(t) = U_m \cos 2\pi f_0 t,$$

излучаемые антенной.

Пусть точечная цель движется равномерно и прямолинейно, удаляясь от радиолокатора ($v_r > 0$). Тогда в соответствии с законом трансформации отраженного сигнала (§ 2.9) принимаемое колебание

$$u_{\text{пр}}(t) = U_{m \text{ пр}} \cos [2\pi (f_0 - F_d) t - \varphi_0] \quad (1)$$

имеет частоту, отличающуюся от частоты зондирующего сигнала на величину доплеровской поправки частоты

$$F_d = f_0 \frac{2v_r}{c} = \frac{2v_r}{\lambda_0}. \quad (2)$$

Начальная фаза φ_0 определяется дальностью в момент облучения цели $r_0 \approx r(0)$ и скачком начальной фазы при отражении $\varphi_{\text{отр}}$:

$$\varphi_0 = 2\pi f_0 \frac{2r_0}{c} + \varphi_{\text{отр}}. \quad (3)$$

Принимаемое колебание (1) можно записать и иначе: —

$$u_{\text{пр}}(t) = U_{m \text{ пр}} \cos [2\pi f_0 t - \Phi(t)], \quad (4)$$

где

$$\Phi(t) = 2\pi F_d t + \varphi_0 = \frac{4\pi f_0}{c} (r_0 + v_r t) + \varphi_{\text{отр}}. \quad (5)$$

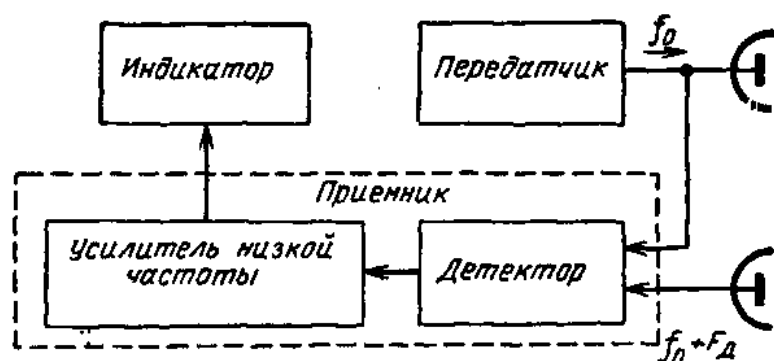


Рис. 6.23. Блок-схема простейшего доплеровского радиолокатора

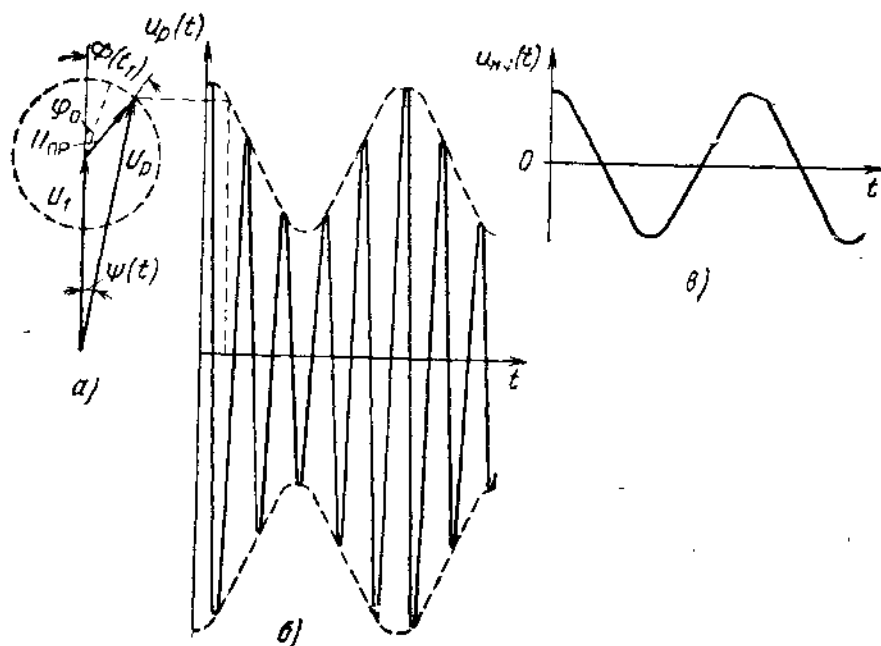


Рис. 6.24. К анализу биений на входе приемника доплеровского радиолокатора

Это позволяет рассматривать его как колебание на частоте зондирующего сигнала f_0 , но с *переменной начальной фазой*; закон изменения фазы $\Phi(t)$ определяется законом изменения дальности до цели $r(t) = r_0 + v_r t$.

Значения доплеровской поправки частоты F_d в практически важных случаях лежат в диапазоне звуковых или ультразвуковых частот. Поэтому выделение колебаний частоты F_d непосредственно из принимаемых высокочастотных колебаний с помощью фильтров не представляется возможным, хотя бы вследствие нестабильностей частоты генератора передатчика. Доплеровская поправка частоты отраженного от движущейся цели сигнала может быть определена путем сравнения принятых (4) и опорных (когерентных излучаемым) колебаний

$$u_1(t) = U_{m1} \cos 2\pi f_0 t \quad (6)$$

на входе приемника (детектора).

Анализ биений удобно провести с помощью временной векторной диаграммы, изображенной на рис. 6.24, а. Здесь векторы $U_1 = U_{m1}$ и $U_{пр} = U_{mпр} e^{-j\Phi(t)}$ являются комплексными амплитудами опорного напряжения и отраженного сигнала соответственно, а $U_p = U_{mр}(t) e^{-j\psi(t)}$ — комплексной амплитудой результирующего напряжения, изображенного на рис. 6.24, б.

Амплитуда результирующего напряжения в соответствии с векторной диаграммой равна

$$U_{mр}(t) = \sqrt{U_{m1}^2 + U_{mпр}^2 + 2U_{m1} U_{mпр} \cos \Phi(t)}$$

и в общем случае закон ее изменения во времени не является гармоническим. Однако при $U_{m1} \gg U_{m \text{ пр}}$ имеем

$$U_{m \text{ пр}}(t) \approx U_{m1} \sqrt{1 + 2 \frac{U_{m \text{ пр}}}{U_{m1}} \cos \Phi(t)}$$

и, замечая, что приближенно $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2}$ при $x \ll 1$, получаем

$$U_{m \text{ пр}}(t) \approx U_{m1} \left[1 + \frac{U_{m \text{ пр}}}{U_{m1}} \cos \Phi(t) \right] = U_{m1} + U_{m \text{ пр}} \cos \Phi(t).$$

Таким образом, при условии $U_{m1} \gg U_{m \text{ пр}}$ амплитуда результирующего колебания изменяется практически по гармоническому закону.

Переменная составляющая на выходе детектора (рис. 6.24, в)

$$u_{нч}(t) = U_{m \text{ пр}} - U_{m1} = U_{m \text{ пр}} \cos \Phi(t) = U_{m \text{ пр}} \cos(2\pi F_d t + \varphi_0) \quad (7)$$

представляет собой напряжение доплеровской частоты, которое после усиления поступает на индикатор.

Положительным качеством доплеровских радиолокаторов является отсутствие характерной для импульсных радиолокаторов ближней непросматриваемой зоны, определяемой длительностью зондирующего импульса. Рассмотренный принцип локации используется поэтому, например, в радиовзрывателях ракет или снарядов. При этом по мере сближения радиовзрывателя с целью (рис. 6.25) амплитуда сигнала низкой частоты на выходе детектора его приемника возрастает, а доплеровская частота уменьшается, попадая в полосу пропускания фильтра и приводя в действие радиовзрыватель. Доплеровские радиолокаторы могут быть также применены в качестве наземных средств обнаружения и сопровождения движущихся объектов и т.д.

Приемники, подобные описанному, часто называют приемниками на нулевых биениях или с нулевой промежуточной частотой. В тех случаях, когда важна простота и нежелательна многоканальность, их полоса пропускания выбирается в соответствии со всем ожидаемым диапазоном частот. Из-за неоптимальности такой обработки и повышенного шума на низких частотах эти приемники недостаточно чувствительны и применяются лишь, если требуемая дальность действия мала.

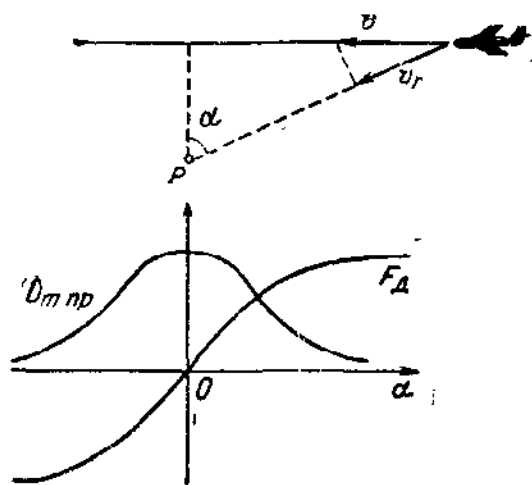


Рис. 6.25. Пояснение принципа действия доплеровского радиовзрывателя

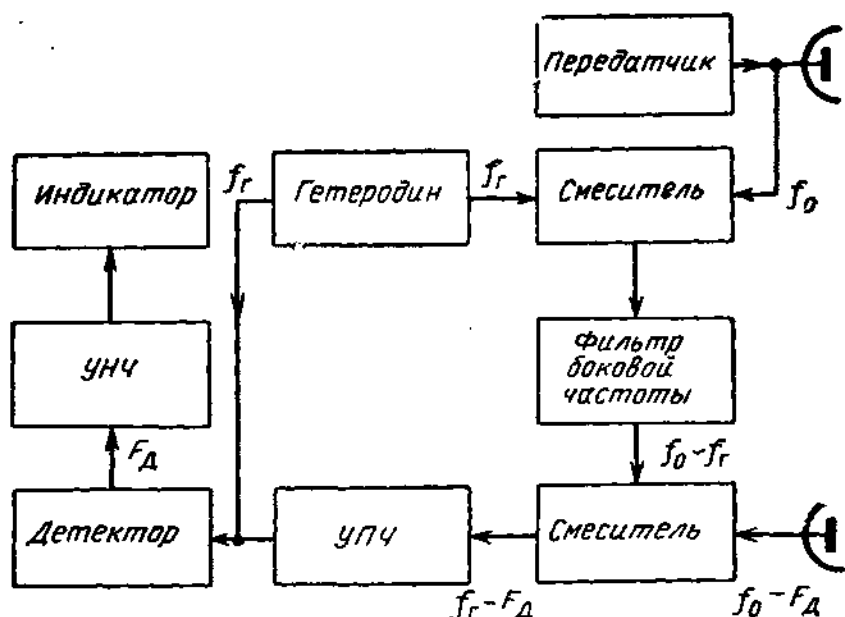


Рис. 6.26. Блок-схема доплеровского радиолокатора с усилением на промежуточной частоте

Влияние низкочастотных шумов практически исключается, если применено *гетеродинирование* (рис. 6.26) и основное усиление осуществляется на *промежуточной частоте*. Дальнейшее повышение чувствительности достигается, например, тем, что полоса пропускания усилителя промежуточной частоты (рассчитанная на ожидаемый диапазон доплеровских частот) перекрывается одним *перестраиваемым узкополосным фильтром*, либо набором *неперестраиваемых*. При этом полоса отдельного узкополосного фильтра выбирается оптимальным образом, т. е. согласуется со спектром принимаемого сигнала (с учетом конечного времени облучения цели и флуктуаций ее эффективной поверхности). В случае использования набора фильтров каждый парциальный канал УПЧ заканчивается своим детектором. На детекторы подаются колебания частот $f_r - F_d$ и f_r , с их выходов снимаются колебания частот F_d , которые затем усиливаются перед подачей на индикатор.

В принципе возможно и использование метода спектрального анализа, описанного в конце § 6.6.

Угловые координаты цели могут измеряться с помощью известных методов (гл. 5).

Применение узкополосных фильтров позволяет определять абсолютное значение радиальной скорости цели. Один из способов получения информации о *знаке скорости* заключается в сдвиге нулевой частоты на некоторую величину f_r с помощью гетеродина и смесителя. При этом сигналы движущихся целей на выходе смесителя имеют частоту $f_r - F_d$, где знак доплеровской поправки определяется направлением движения цели. Для выделения сигналов

движущихся целей в этом случае достаточно отфильтровать на выходе детектора сигналы в окрестности частоты f_r .

Допплеровский радиолокатор может *сопровождать* цели по скорости и угловой координате. Надежность автосопровождения может быть существенно повышена, если используется *узкополосный прием с автоподстройкой частоты гетеродина*. На рис. 6.27 изображены схемы *отслеживания частоты* (скорости) с *частотным* (рис. 6.27, а) и *фазовым* (рис. 6.27, б) дискриминаторами (детекторами).

В схеме с *частотным* дискриминатором входной сигнал частоты f_c преобразуется с помощью управляемого гетеродина и смесителя в сигнал промежуточной частоты $f_{пр} = f_c - f_r$, который подается на дискриминатор. Если принимается сигнал движущейся цели и промежуточная частота отличается от частоты настройки дискриминатора $f_{пр0}$ (за счет доплеровской поправки), то на выходе интегратора будет иметь место управляющее напряжение. Это напряжение воздействует на гетеродин (отражатель клистрона) так, чтобы $f_{пр} = f_{пр0}$.

В схеме с *фазовым* дискриминатором сравниваются фазы напряжения сигнала (после преобразования) и опорного напряжения. Амплитуда выходного напряжения фазового дискриминатора зависит от разности фаз. Управляющее напряжение с выхода фильтра нижних частот воздействует на гетеродин, изменяя его частоту на величину, соответствующую доплеровской поправке частоты в принимаемом сигнале. Ошибка по частоте $\delta f(t) = \frac{1}{2\pi} \delta \omega(t)$ интегрируется здесь непосредственно за счет измерения фазы $\int_{-\infty}^t \delta \omega(s) ds + \text{const}$ (а не частоты) фазовым детектором.

Осуществляя точное измерение частоты гетеродинов, можно получить данные о доплеровской поправке частоты или непосредственно о радиальной скорости движения цели.

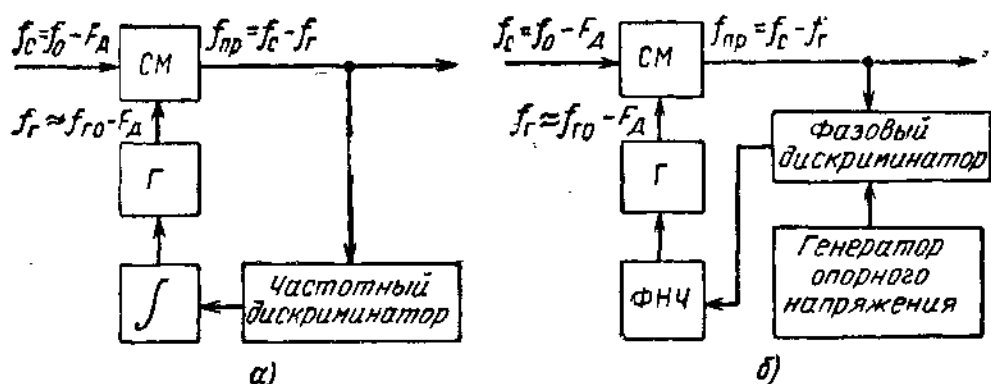


Рис. 6.27. Схемы отслеживания частоты (скорости) в доплеровском радиолокаторе с частотным (а) и фазовым (б) дискриминаторами

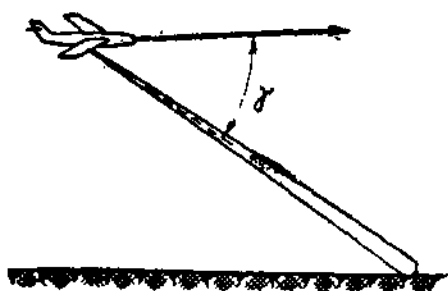


Рис. 6.28. Однолучевая доплеровская навигационная система

Полоса следящей системы в обоих случаях должна быть узкой, но обеспечивать неискаженное воспроизведение изменений частоты из-за эффекта Доплера. При этом следует иметь в виду, что инерционность следящей системы связана с инерционностью как когерентного (додетекторного), так и некогерентного (последетекторного) интегрирования. Полоса додетекторного фильтра в режиме

сопровождения одной цели определяется, главным образом, флюктуациями вторичного излучения. Полоса последетекторного фильтра может быть сужена, но так, чтобы обеспечивалась должная реакция на ускорение цели. Естественно, что разрешающая способность по скорости при наличии флюктуаций цели определяется их полосой и соответствующей полосой додетекторного фильтра. Теоретический анализ оптимального приема сигнала при наличии быстрых флюктуаций за время его длительности применительно к режиму обнаружения приведен в § 6.18.

На использовании принципа действия доплеровского радиолокатора основан один из методов создания автономной самолетной навигационной системы.

Как известно, местоположение самолета в каждый момент времени может быть определено по правилам счисления пути в соответствии с результатами измерений путевой скорости и угла сноса.

В простейшем случае доплеровский радиолокатор, размещенный на борту самолета, имеет луч, направленный под углом γ (обычно $\gamma = 65 \div 70^\circ$) к горизонтальной плоскости (рис. 6.28).

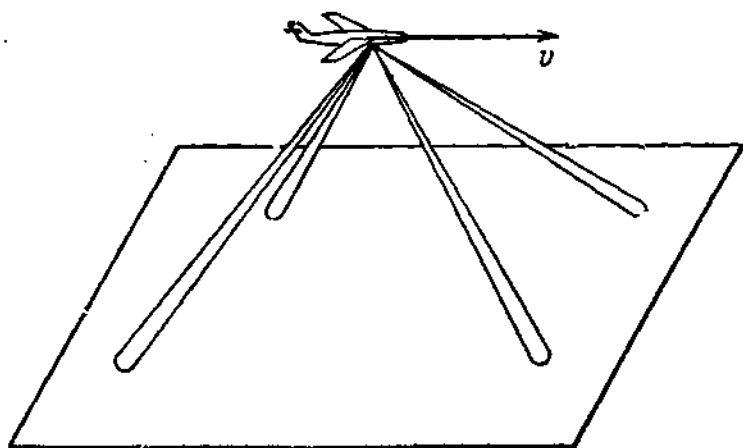


Рис. 6.29. Использование в доплеровской навигационной системе четырех лучей

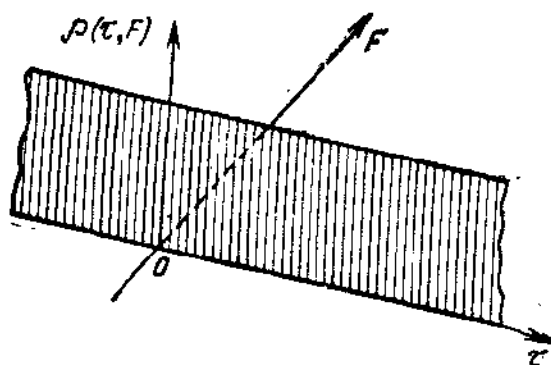


Рис. 6.30. Нормированная автокорреляционная функция непрерывного гармонического сигнала

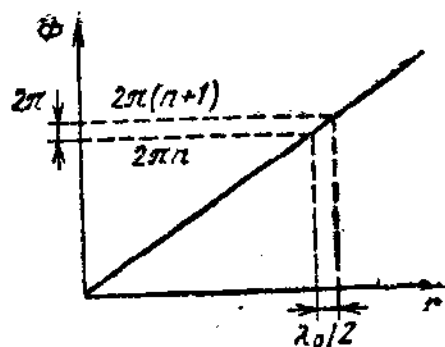


Рис. 6.31. Зависимость фазы колебаний доплеровской частоты от дальности до цели

Однолучевой доплеровский радиолокатор позволяет измерить лишь одну составляющую путевой скорости самолета.

Для одновременного измерения двух тангенциальных к земной поверхности и вертикальной составляющих вектора скорости необходимы по крайней мере три луча, не лежащих в одной плоскости. На практике часто применяют четыре луча, ориентированных, например, как показано на рис. 6.29, причем пары передних и задних лучей располагаются симметрично относительно продольной оси самолета. Угол между лучами каждой из этих пар выбирают в пределах $60 \div 90^\circ$.

Обработка результатов измерений доплеровских поправок частоты, соответствующих каждому лучу, обычно выполняется бортовым счетно-решающим устройством. Использование четырех лучей позволяет увеличить точность измерений, в частности значительно уменьшает ошибки, вызванные углом тангажа.

Доплеровские радиолокаторы наряду с преимуществами имеют характерные недостатки и ограничения. Существенный и, пожалуй, основной недостаток доплеровского радиолокатора состоит в том, что он не позволяет определить дальность до цели. Действительно, для непрерывного гармонического сигнала $u(t) = \text{Re} \{e^{j2\pi f_0 t}\}$ при $-\infty < t < \infty$ двумерная автокорреляционная функция

$$\psi(\tau, F) = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi Ft} dt \right| \equiv |\delta(F)|$$

является функцией, не зависящей от временного сдвига τ и равной нулю всюду, кроме плоскости $F = 0$ (нормированная автокорреляционная функция $\rho(\tau, F) = \psi(\tau, F)/\psi(0, 0)$ для данного сигнала изображена на графике рис. 6.30). Это не противоречит тому, что фаза напряжения доплеровской частоты является линейной функцией расстояния (рис. 6.31):

$$\Phi(t) = 2\pi f_0 \frac{2r(t)}{c} + \Phi_{\text{отр}} \quad (8)$$

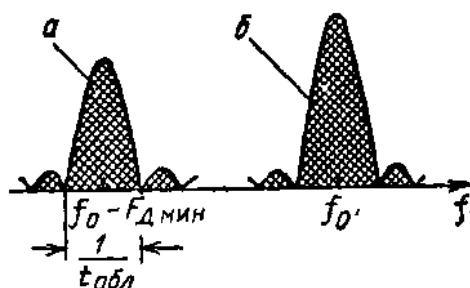


Рис. 6.32. Пояснение влияния обзора на качество селекции по скорости. Спектры сигналов, отраженных от движущейся цели (а) и неподвижного объекта (б)

пользуются *раздельные антенны для передачи и приема*. Для антенн наземных радиолокаторов с высоким коэффициентом усиления можно получить развязки порядка 80 дБ и более; для управляемых снарядов описаны значения развязок 50 дБ в десятисантиметровом и 20 дБ — в тридцатисантиметровом диапазонах волн.

2. *Скорость обзора доплеровским радиолокатором ограничена*. Для селекции сигналов движущейся цели и неподвижного объекта их спектры не должны перекрываться (рис. 6.32), т. е. должно выполняться условие

$$\frac{1}{t_{обл}} \ll F_{д мин}$$

где $t_{обл}$ — время облучения цели. Ограничение в скорости обзора приводит к ограничению темпа выдачи данных о цели.

3. По мере сближения цели больших размеров с радиолокатором ее угловой размер непрерывно растет. Поскольку направления на отдельные точки и относительные радиальные скорости различаются между собой, наблюдается целый спектр доплеровских частот. Образование биений между составляющими такого спектра приводит к *флуктуациям отраженного сигнала* и получило также название *вторичного эффекта Доплера*. Если вторичные доплеровские частоты сравнимы с первичными, измерение скорости *существенно затрудняется*.

Перечисленные недостатки сужают область применения доплеровских радиолокаторов. Однако, когда полной информации о целях не требуется, эти радиолокаторы весьма полезны или в силу своей простоты, или в силу высокого качества селекции по скорости. Допплеровские системы могут применяться поэтому, например, при радиолокации объектов в условиях сильных помех от местных предметов.

Непрерывное излучение немодулированных колебаний может использоваться и в системах с *активным ответом*, в частности для измерения радиальной скорости. Ответчик может переизлучать при-

В самом деле, начальная фаза случайна: скачок начальной фазы при отражении всегда неизвестен. Кроме того, при изменении расстояния до цели всего на половину длины волны фаза напряжения доплеровской частоты Φ изменяется на 2π .

Из других недостатков кратко укажем на следующие.

1. Если применяется общая приемо-передающая антенна, возникают трудности развязки трактов. Поэтому, как правило, ис-

нимаемые колебания с изменением частоты в некоторое дробно-рациональное число m/n раз. Если при приеме ответных колебаний в качестве опорного используется трансформированное в m/n раз запросное колебание, то частота биений будет

$$\frac{m}{n} F_d + F_d = 2 \frac{m}{n} F_d = 2F'_d,$$

где F_d и F'_d — доплеровские поправки в линии запроса и ответа [(8), § 2.9].

В ответчике и запросчике может использоваться узкополосный прием с автоподстройкой частоты гетеродина по схемам рис. 6.27.

§ 6.9. Измерение дальности при непрерывном немодулированном излучении. Двухчастотный доплеровский радиолокатор

Дальность до цели при использовании непрерывного немодулированного излучения принципиально может быть определена с помощью двух отдельных разнесенных доплеровских установок. Каждый радиолокатор определяет угловые координаты цели, а дальность до цели можно вычислить, решая треугольник, в котором, кроме двух углов известна база между радиолокаторами. Неудобство при этом заключается в том, что отсутствует прямой отсчет дальности и требуется расположение радиолокаторов в различных пунктах.

Эти недостатки можно устранить, если в одном из пунктов вместо монохроматических излучать двухчастотные колебания. Огибающая биений двух частот позволяет уже в принципе измерить время запаздывания до цели. Чтобы обеспечить оптимальную обработку в случае стабильного передатчика, достаточно иметь набор парных весьма узкополосных фильтров, рассчитанных на различные изменения частоты вследствие эффекта Доплера — Белопольского.

Вместо этого можно использовать систему из двух доплеровских установок корреляционно-фильтрового типа, работающих на несколько отличающихся несущих частотах f_1 и $f_2 = f_1 + F_p$ (рис. 6.33).

Проанализируем работу идеализированного фильтрового и реального двухчастотного корреляционно-фильтрового доплеровского радиолокатора.

Сигнал, используемый в таком *двухчастотном доплеровском радиолокаторе* (без учета флуктуаций цели), можно записать в виде

$$u(t) = U_1 \cos 2\pi f_1 t + U_{11} \cos 2\pi f_2 t.$$

Полагая для простоты $U_1 = U_{11} = 1$ и обозначая $\frac{f_1 + f_2}{2} = f_0$ получим

$$u(t) = 2 \cos 2\pi \frac{F_p}{2} t \cos 2\pi f_0 t.$$

Если $F_p \ll f_0$, то величина

$$U(t) = 2 \cos 2\pi \frac{F_p}{2} t = e^{j2\pi \frac{F_p}{2} t} + e^{-j2\pi \frac{F_p}{2} t} \quad (1)$$

является комплексной амплитудой сигнала, позволяющей вычислить двумерную автокорреляционную функцию $\psi(\tau, F)$. После подстановки (1) в выражение [(6), § 6.3] и преобразований получим:

$$\psi(\tau, F) = \left| \cos 2\pi \frac{F_p}{2} \tau \right| \left| \delta(F) + \frac{1}{2} \delta(F + F_p) + \frac{1}{2} \delta(F - F_p) \right|. \quad (2)$$

На рис. 6.34 изображена нормированная автокорреляционная функция сигнала $\rho(\tau, F)$, соответствующая выражению (2). Ее очень легко пояснить с позиций идеализированного фильтрового радиолокатора. Средняя часть диаграммы характеризует огибающую биений на выходе фильтровой системы при отсутствии доплеровских поправок частоты. При расстройке по частоте биения исчезают. Когда расстройка равна точно $\pm F_p$, на выходе появляется монохроматическое колебание постоянной амплитуды.

Введение в ходе расчета когерентных колебаний неограниченной длительности с бесконечно узкими спектрами частот является идеализацией. С учетом конечной длительности колебаний вертикальные полосы на диаграмме рис. 6.34 не будут бесконечно узкими.

Из рис. 6.34 следует, что двухчастотный доплеровский радиолокатор, сохраняя высокие селектирующие свойства по частоте (скорости), позволяет измерять дальность до цели. Это измерение производится однозначно в интервале времени запаздывания:

$$t_{\text{з макс}} = \frac{1}{F_p}. \quad (3)$$

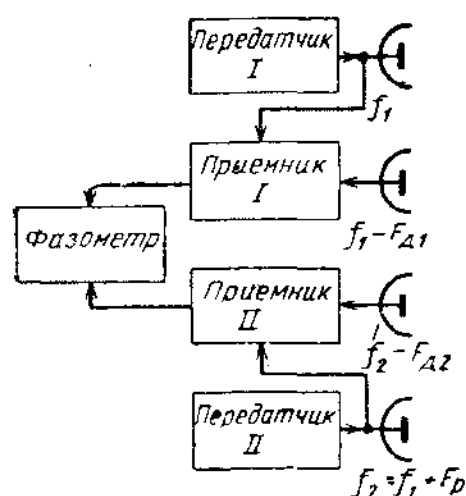


Рис. 6.33. Блок-схема двухчастотного доплеровского радиолокатора

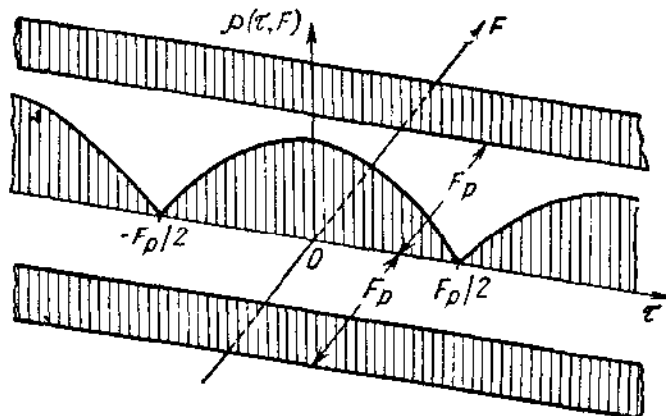


Рис. 6.34. Нормированная автокорреляционная функция непрерывного двухчастотного сигнала

Практически в двухчастотном доплеровском радиолокаторе дальность до цели измеряется по разности фаз напряжений доплеровских частот на выходе приемников: *

$$\Phi_1(t) = 2\pi f_1 \frac{2r(t)}{c} - \psi_{01},$$

$$\Phi_2(t) = 2\pi f_2 \frac{2r(t)}{c} - \psi_{02},$$

где ψ_{01} и ψ_{02} могут учитывать различия начальных фаз принимаемых колебаний при отражении от цели.

Обычно считают $\psi_{01} = \psi_{02} = \psi_0$ и при этом разность фаз, измеряемая фазометром,

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = \frac{4\pi F_p}{c} r(t)$$

оказывается пропорциональной разностной частоте F_p и дальности до цели r . Значение разностной частоты выбирается из условия однозначного измерения дальности, т.е. из условия, что разность фаз $\Delta\Phi$ не превышает 2π на дальности $r = r_{\text{макс}}$ (рис. 6.35).

Это условие приводит к зависимости (рис. 6.36), полученной ранее из анализа автокорреляционной функции сигнала

$$F_p \leq \frac{c}{2r_{\text{макс}}} = \frac{1}{t_{\text{з макс}}}, \quad (4)$$

где $r_{\text{макс}}$ определяется энергетическими возможностями.

Если слежение по скорости не производится, то полоса каждого из приемников должна быть выбрана из условия $\Delta f_{\text{пр}} \geq 2F_{\text{д макс}}$

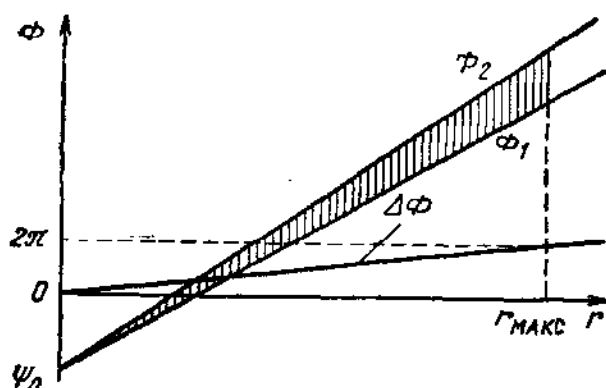


Рис. 6.35. Пояснение условия однозначного измерения дальности

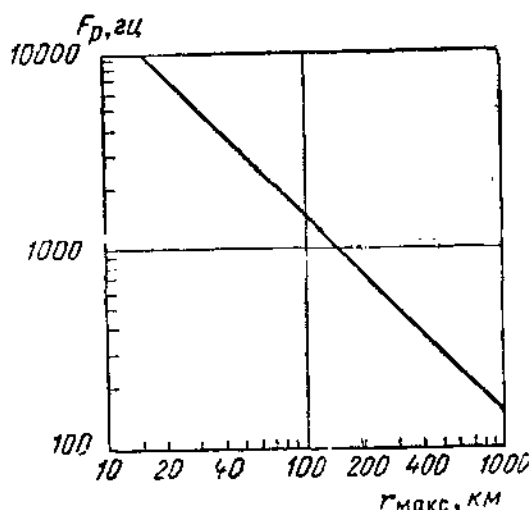


Рис. 6.36. К выбору разностной частоты в зависимости от максимальной дальности двухчастотного доплеровского радиолокатора

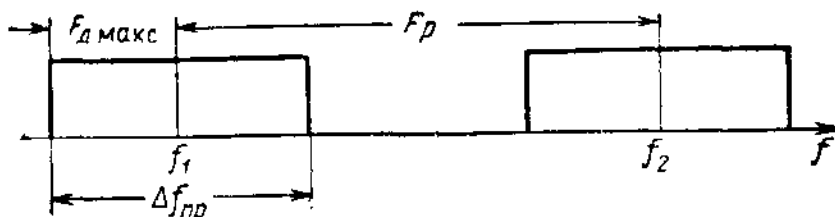


Рис. 6.37. Пояснение выбора полосы приемников в двух-частотном доплеровском радиолокаторе

(рис. 6.37), а это налагает дополнительные ограничения на выбор F_p . Разностная частота должна быть больше $\Delta f_{пр}$, т. е.

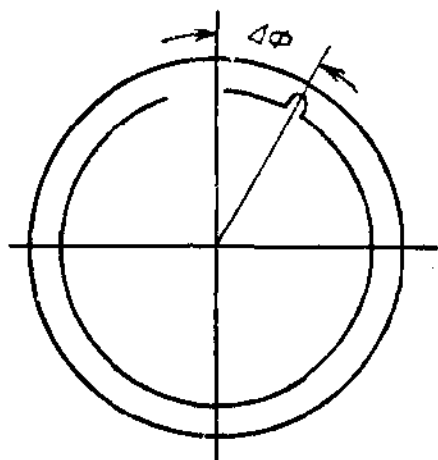
$$F_p \geq \Delta f_{пр}. \quad (5)$$

Один из вариантов фазометра содержит электроннолучевую трубку с кольцевой разверткой (рис. 6.38). Напряжение доплеровской частоты с выхода одного из приемников служит для формирования двух квадратурных колебаний, создающих развертку. С выхода второго приемника напряжение используется для образования жестко связанного с ним по фазе импульса цели, подаваемого либо на центральный (амплитудная отметка), либо на управляющий (яркостная отметка) электрод трубки.

Пусть на фазометр подано сразу две пары гармонических колебаний одинаковой частоты с разностями фаз $\Delta\Phi_1$, $\Delta\Phi_2$. Фазометр выдаст разность фаз между суммарными колебаниями, т. е. ни одну из указанных разностей фаз измерить не удастся.

Таким образом недостатком двухчастотной доплеровской системы является то, что она измеряет расстояние только до одной цели, т. е. *не обладает разрешающей способностью по дальности*. Если необходимо обнаружить и измерить дальности до нескольких целей на каждом угловом направлении, разрешение их может быть осуществлено либо по дальности, либо по скорости. Первое достигается путем перехода от двухчастотных к *многочастотным* доплеровским системам или другим системам с когерентными широкополосными сигналами, а второе — например, путем перестройки фильтра доплеровской частоты.

Двухчастотные и многочастотные методы измерения расстояния до одной цели могут использоваться также в системах с *активным ответом*.



Двухчастотные и многочастотные методы измерения расстояния до одной цели могут использоваться также в системах с *активным ответом*.

Рис. 6.38. Использование электроннолучевой трубки с кольцевой разверткой в качестве фазометра

В. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

§ 6.10. Использование непрерывного и длинноимпульсного частотно-модулированного излучения

Зондирующие непрерывные и длинноимпульсные частотно-модулированные колебания, как и немодулированные позволяют осуществить излучение большой средней мощности передатчика. Обогащение спектра излучаемого колебания по сравнению с немодулированным расширяет возможности получения информации, позволяя улучшить разрешающую способность по дальности и точность ее измерения. Поскольку в системах с непрерывным излучением прямой и отраженный сигналы все время подводятся к приемному устройству, измерение расстояния может быть сведено к измерению частотного интервала между излученными и отраженными от цели колебаниями в один и тот же момент времени.

В этой связи в настоящем параграфе уточняются понятия *мгновенных и спектральных частот*, рассматриваются возможные законы модуляции мгновенной частоты и дается пример простейшего одноцелевого радиолокатора с частотно-модулированным излучением. В последующих параграфах рассматриваются особенности многоцелевой частотной локации.

Модуляция частоты произвольного колебания $u(t) = U_m \cos[\omega_0 t + \psi(t)]$ тесно связана с модуляцией фазы — начальной $\psi(t)$ и полной $\omega_0 t + \psi(t)$. Производную по времени от полной фазы называют *мгновенной частотой колебания*

$$\frac{d}{dt} [\omega_0 t + \psi(t)] = \omega_0 + \Delta\omega(t), \quad (1)$$

где приращение частоты $\Delta\omega(t)$ по сравнению с ω_0 является производной начальной фазы

$$\Delta\omega(t) = \psi'(t). \quad (2)$$

Интегрируя (2) в пределах от t_0 до t и обозначая $\psi(t_0)$ через ψ_0 , получим, что приращение начальной фазы по сравнению с ψ_0 определяется интегралом от приращения частоты

$$\psi(t) = \int_{t_0}^t \Delta\omega(s) ds + \psi_0. \quad (3)$$

Отсюда, в частности, следует, что постоянному приращению частоты соответствует линейное изменение приращения фазы во времени, а линейному приращению частоты — квадратичное.

Периодическому закону изменения частоты соответствует также периодический закон изменения фазы, а, значит, и всего частотно-

модулированного колебания в целом. Последнее в этом случае может быть представлено рядом Фурье

$$u(t) = \sum_k U_k \cos \left(\frac{2\pi}{T} kt + \varphi_k \right),$$

т. е. суммой гармонических составляющих с кратными частотами. Частоты этих гармонических составляющих называются *спектральными частотами*. Для частотно-модулированного колебания с ограниченным во времени интервалом отличных от нуля значений линейчатый спектр вырождается в сплошной, т. е. спектральные линии плотно заполняют ось частот.

Спектральные частоты, отличаясь от мгновенных, связаны с ними. Например, ширина спектра ЛЧМ колебания большой длительности определяется практически величиной девиации частоты, т. е. разностью между максимальной и минимальной мгновенными частотами $\Delta f = f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}$. Это значит, что спектральные частоты, распределенные по всей частотной оси, имеют существенную интенсивность лишь в области, определяемой величиной девиации частоты и расположенной в районе несущей.

Рассмотрим некоторые разновидности модуляции мгновенной частоты. На рис. 6.39, а изображен симметричный *пилообразный* закон изменения мгновенной частоты. В этом случае скорости нарастания и убывания частоты вполне одинаковы и составляют $2\Delta f/T$. Величина девиации Δf практически составляет доли процента от несущей f_0 . На рис. 6.39, б изображен *несимметричный пилообразный*

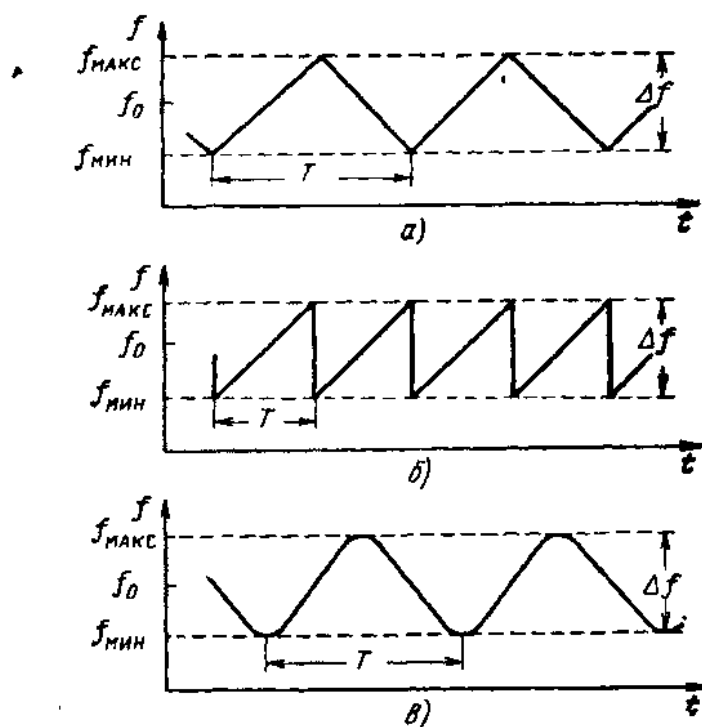


Рис. 6.39. Примеры различных законов модуляции частоты

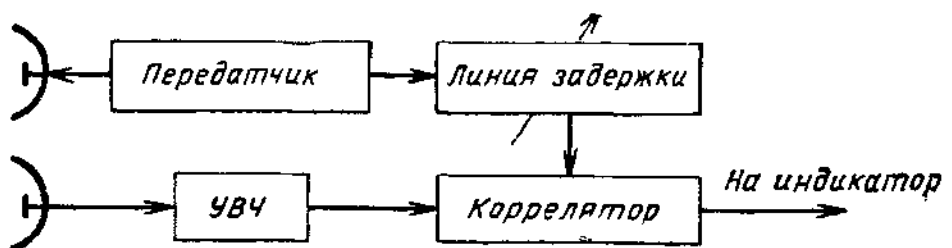


Рис. 6.40. Схема корреляционной обработки сигнала с последовательным анализом по времени запаздывания

разный закон изменения мгновенной частоты. В этом случае скорости нарастания и убывания частоты существенно отличаются друг от друга. Спектр излучения при несимметричном законе менее изрезан, чем при симметричном, когда одни и те же мгновенные частоты дважды излучаются в течение периода модуляции. На рис. 6.39, в изображен гармонический закон изменения мгновенной частоты, применяемый в радиоальтиметрах при работе по единственной цели — поверхности земли.

Обработка непрерывных частотно-модулированных сигналов в принципе возможна с помощью оптимальных фильтров, рассчитанных на один период модуляции частоты, либо с помощью корреляционных схем, в которых перед интегрированием происходит перемножение отраженного и ожидаемого сигналов, причем последний должен подаваться в определенный момент времени для каждого разрешаемого элемента дальности.

Пример схемы корреляционной обработки отраженного ЧМ сигнала приведен на рис. 6.40. Сигнальная составляющая напряжения в такой схеме достигает максимума при совпадении во времени отраженного и ожидаемого сигналов.

Упрощение обработки может быть достигнуто за счет перехода от корреляционной к корреляционно-фильтровой обработке, когда в качестве опорного напряжения используется непосредственно напряжение колебаний передатчика. В этом случае отпадает необходимость в линии переменной задержки. Рассмотрим принцип измерения расстояния до одной цели при использовании симметричного пилообразного закона модуляции частоты и корреляционно-фильтровой обработки.

Блок-схема такого частотного дальномера изображена на рис. 6.41. Прямой сигнал передатчика может попадать в приемник непосредственно через антенну, либо по специальному фидеру. Отраженный от цели сигнал на входе смесителя, отличаясь от прямого сигнала по амплитуде, запаздывает во времени на величину $t_3 = 2r/c$. При наложении прямого (опорного) и отраженного сигналов

$$u_1(t) = U_1 \sin \psi_1(t), \quad (4)$$

$$u_2(t) = U_2 \sin \psi_2(t) \quad (5)$$

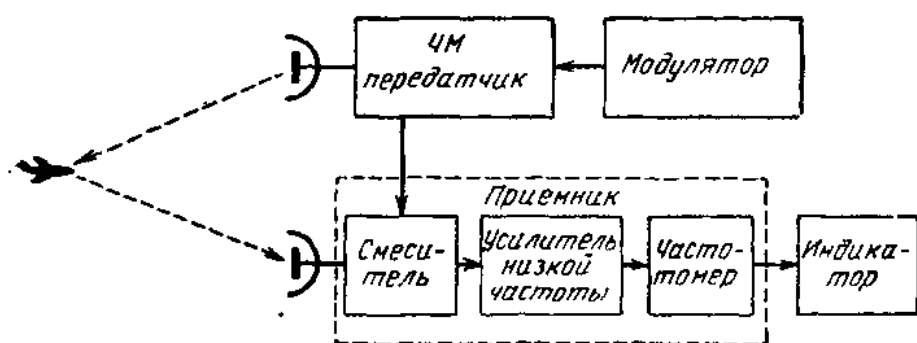


Рис. 6.41. Блок-схема простейшего частотного радиодальномера

возникают биения с частотой, зависящей от дальности до цели. Мгновенная частота огибающей биений равна абсолютному значению разности мгновенных частот прямого и отраженного сигналов

$$F_6(t) = \left| \frac{1}{2\pi} \left[\frac{d\psi_1}{dt} - \frac{d\psi_2}{dt} \right] \right| = |f_1(t) - f_2(t)|.$$

Из векторной диаграммы (рис. 6.42) амплитуда результирующего колебания

$$U_p = \sqrt{U_1^2 + U_2^2 + 2U_1 U_2 \cos \Phi(t)}, \quad (6)$$

или, если амплитуда опорного сигнала U_1 значительно больше, чем отраженного U_2 ,

$$U_p \approx U_1 + U_2 \cos \Phi(t). \quad (7)$$

Фаза $\Phi(t)$ определяется как разность фаз прямого и отраженного сигналов

$$\Phi(t) = \psi_1(t) - \psi_2(t).$$

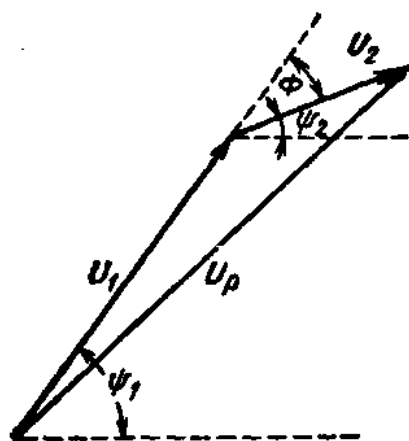


Рис. 6.42. Векторная диаграмма, поясняющая образование биений

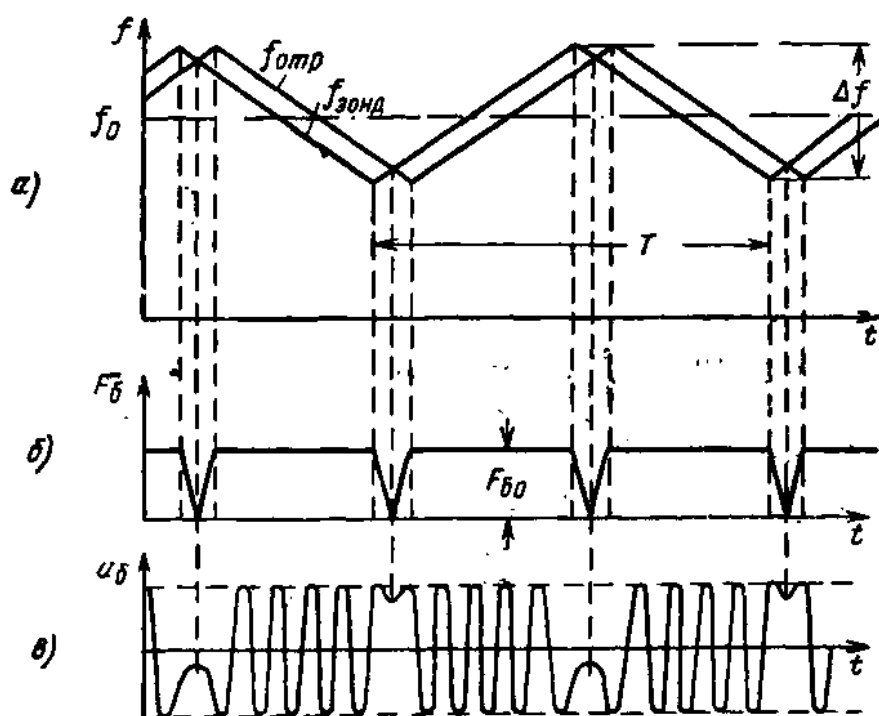


Рис. 6.43. Пояснение принципа действия частотного дальномера при неизменном расстоянии до цели

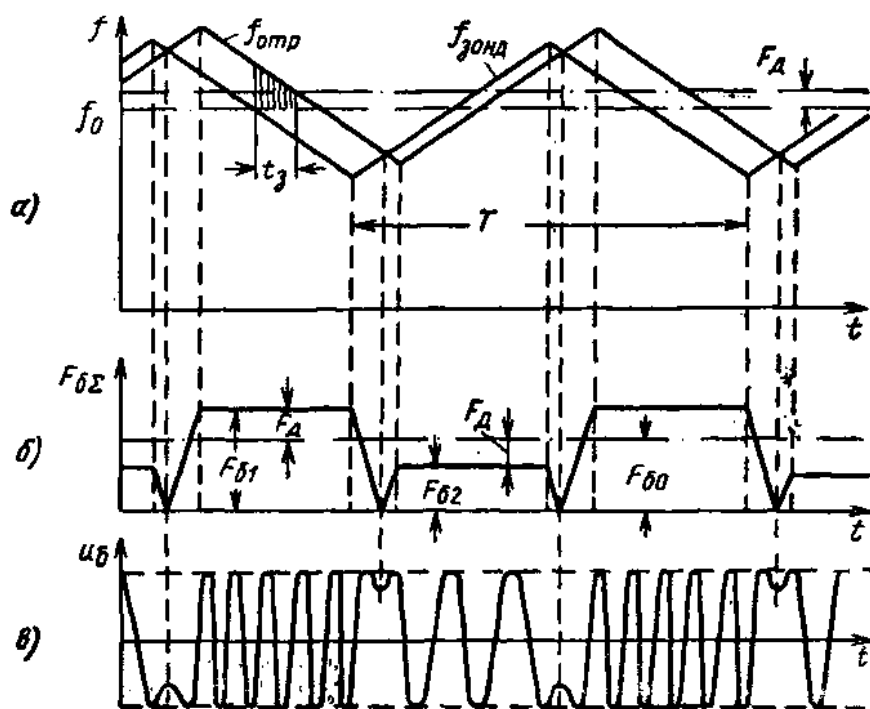


Рис. 6.44. Пояснение особенностей работы частотного дальномера при изменяющемся расстоянии до цели

После детектирования и подавления постоянной составляющей цепью RC выделяется колебание частоты биений

$$\Delta U = U_p - U_1 \approx U_2 \cos \Phi(t). \quad (8)$$

На рис. 6.43, а сплошными ломаными линиями показаны законы изменения частоты передаваемого и принимаемого (отраженного) сигналов для симметричного пилообразного закона изменения мгновенной частоты. При этом цель полагается неподвижной, а время запаздывания отраженного сигнала много меньше периода модуляции $t_3 \ll T$.

Линии законов изменения частоты сдвинуты на время запаздывания сигнала t_3 . На рис. 6.43, б показан график изменения частоты биений. Из графика видно, что частота биений в основном остается постоянной, за исключением небольших интервалов времени, на границах которых разность скоростей изменения частоты колебаний передатчика и отраженного сигнала меняет знак. Скорость изменения частоты $\gamma = 2\Delta f/T = 2\Delta f F$ связана с девиацией частоты и периодом T (или частотой модуляции F). Основное значение частоты биений будет

$$F_{60} = \gamma t_3 = \frac{4\Delta f F r}{c}.$$

Аналогично для несимметричного закона изменения мгновенной частоты $\gamma = \frac{\Delta f}{T} = \Delta f F$ и $F_{60} = \gamma t_3 = \frac{2\Delta f F r}{c}$.

Таким образом, частота биений F_{60} может служить мерой дальности до цели. Ее называют поэтому частотой дальности.

Движение цели вызывает дополнительное изменение частоты принимаемых колебаний на доплеровскую частоту. Поскольку девиация частоты передатчика значительно меньше несущей, можно пренебречь изменением доплеровской частоты за период модуляции. На рис. 6.44 показаны законы изменения частоты излученного и отраженного колебаний, а также частоты биений при симметричном пилообразном законе изменения частоты зондирующего сигнала. В данном случае доплеровская поправка по абсолютной величине меньше частоты дальности и прибавляется к ней в один полупериод модуляции, а вычитается из нее в другой

$$F_{61} = F_{60} + F_d, \quad F_{62} = F_{60} - F_d,$$

откуда легко определяются частота дальности и доплеровская частота

$$F_{60} = \frac{F_{61} + F_{62}}{2}, \quad F_d = \frac{F_{61} - F_{62}}{2}.$$

При несимметричном пилообразном законе модуляции частоты за каждый период модуляции измеряется только линейная комби-

нация дальности и скорости. Раздельное определение их значений возможно в результате обработки за ряд периодов модуляции (см. § 6.17).

Простейшим примером частотного радиолокатора, рассчитанного на работу по единственной цели, является авиационный частотный радиовысотомер (радиоальтиметр), используемый при посадке или полетах на малых высотах. Для измерения малых расстояний пригодны импульсные радиолокаторы с не модулированным по фазе радиоимпульсом малой длительности или со сложно-модулированным сигналом, имеющим широкую полосу частот. Такую полосу сравнительно просто обеспечить, используя непрерывное излучение частотно-модулированных колебаний с большой частотной девиацией.

Частота биений в таких высотомерах обычно определяется с помощью счетчиков биений. С этой целью колебания частоты биений ограничиваются сверху и снизу и дифференцируются. После дифференцирования оставляют импульсы только одной полярности, используя их для зарядки конденсатора. При симметричном законе модуляции частоты число импульсов за период модуляции определяется выражением

$$N = F_0 T = \frac{4\Delta f r}{c}.$$

Заряд конденсатора за период модуляции будет $Q = qN$, где q — заряд, сообщаемый одним импульсом. Напряжение на конденсаторе измеряется гальванометром, шкала которого градуируется в метрах. Приход только одного импульса за период модуляции соответствует минимальной измеряемой дальности

$$r_{\min} = \frac{c}{4\Delta f},$$

что для девиации частоты 40—80 Мгц соответствует $r_{\min} = (2 \div 1)$ м.

§ 6.11. Многоцелевая частотная радиолокация

Частотные радиолокаторы непрерывного излучения, так же как и импульсные, могут использоваться для обнаружения и измерения координат всех разрешаемых целей, находящихся в зоне действия станции.

Рассмотрим случай, когда обнаруживаются две неподвижные цели на расстояниях r_1 и r_2 от радиолокатора. Огибающая результирующего колебания определяется из векторной диаграммы (рис. 6.45), где векторы принимаемых от целей колебаний U_1 и U_2 вращаются относительно вектора опорного напряжения U_0 с различной угловой скоростью. Из треугольника OAB получим:

$$U_p^2 = (U_0 + U_1 \cos \Phi_1 + U_2 \cos \Phi_2)^2 + (U_1 \sin \Phi_1 + U_2 \sin \Phi_2)^2 \quad (1)$$

или

$$U_p = \sqrt{U_0^2 + U_1^2 + U_2^2 + 2U_0 U_1 \cos \Phi_1 + 2U_0 U_2 \cos \Phi_2 + 2U_1 U_2 \cos (\Phi_1 - \Phi_2)}, \quad (2)$$

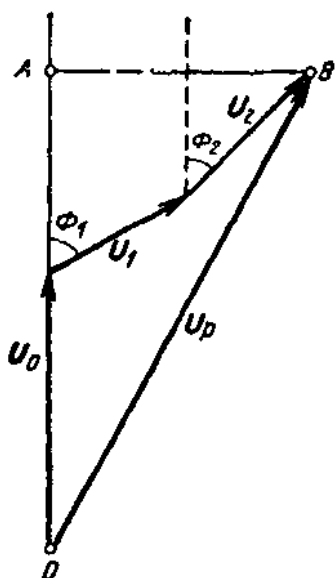


Рис. 6.45. Векторная диаграмма, поясняющая образование биений при наличии двух целей

где $\Phi_1 = \Omega_{\phi 1} t + \varphi_{01}$; $\Phi_2 = \Omega_{\phi 2} t + \varphi_{02}$.

Приближенно извлекая корень при условии $U_0 \gg U_{1,2}$, найдем величину напряжения после детектора и RC -цепи, режектирующей постоянную составляющую:

$$\Delta U_p = U_p - U_0 \approx U_1 \cos \Phi_1 + U_2 \cos \Phi_2. \quad (3)$$

Отсюда видно, что при указанном условии *соблюдается принцип суперпозиции биений*, т. е. выходное напряжение складывается из напряжений биений отдельных целей*. Для получения информации о каждой цели отдельно необходим *спектральный анализ* результирующего колебания биений. В простейшем случае такой анализ *последовательно* осуществляется перестраиваемым фильтром. Приемное устройство выполняется по схемам, изображенным на рис. 6.46, а, б и является устройством корреляционно-фильтрового типа с последовательным анализом по частоте. При этом на рис. 6.46, а предусмотрен перестраиваемый контур, а на рис. 6.46, б — перестраиваемый гетеродин.

Подобные устройства могут использоваться для *автосопровождения цели по дальности* (рис. 6.46, в). Основным элементом этой схемы является частотный дискриминатор, который, например, состоит из двух взаимно расстроенных контуров, детектора и каскада вычитания. При расстройке по частоте биений (по дальности) вырабатывается управляющее напряжение, изменяющее частоту гетеродина таким образом, чтобы частота на входе дискриминатора была равна f_0 . Дальность до цели при этом непрерывно отслежи-

* Выражения (1)—(3) можно считать обоснованием суперпозиции биений также и в доплеровском радиолокаторе (см. § 6.8).

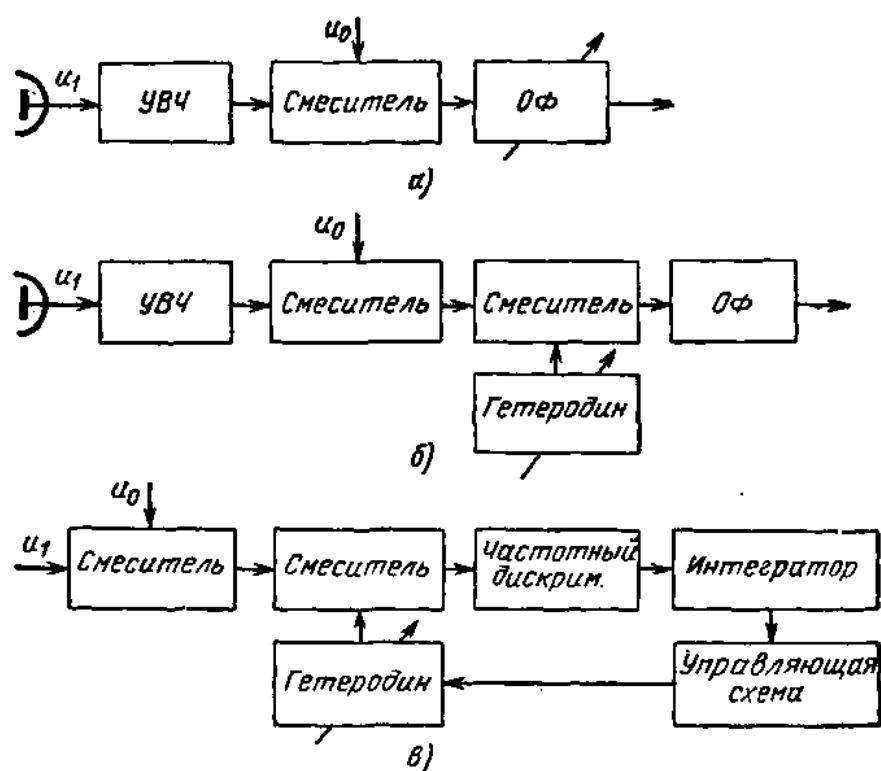


Рис. 6.46. Схемы корреляционно-фильтровой обработки сигналов с последовательным анализом (а, б) и автосопровождением (в) по частоте

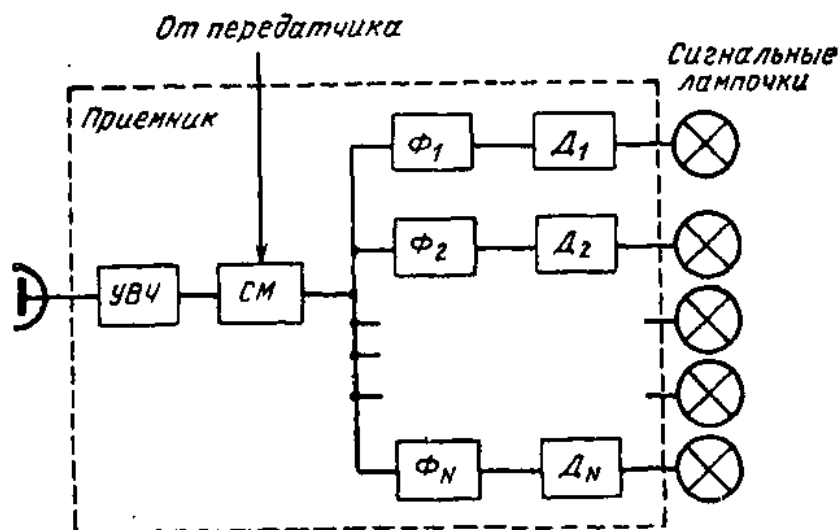


Рис. 6.47. Схема корреляционно-фильтровой обработки с параллельным спектральным анализом

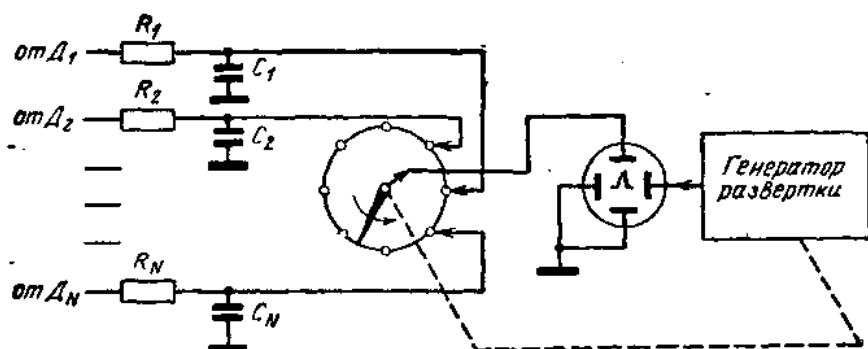


Рис. 6.48. Электроннолучевой индикатор при параллельном спектральном анализе сигналов

вается, а информация о ней содержится в частоте перестраиваемого гетеродина. При отслеживании дальности до нескольких целей можно поставить несколько следящих систем.

Для *последовательного* анализа сигналов требуется большое время, определяемое процессами установления колебаний. В процессе перестройки значительная часть энергии сигнала практически не используется. Этих недостатков лишены схемы *параллельного* (одновременного) *спектрального анализа*, например, схема корреляционно-фильтровой обработки (рис. 6.47)*. Число фильтров в этой схеме определяется величиной $N = r_{\text{макс}}/\Delta r$, где Δr — разрешающая способность по дальности. Схема на рис. 6.47 соответствует случаю световой индикации дальности. Случай индикации на электроннолучевой трубке иллюстрируется на рис. 6.48. В этом случае каналы анализатора спектра с помощью механического или электронного коммутатора последовательно подключаются к вертикально отклоняющим пластинам трубки, горизонтальная развертка которой является разверткой дальности.

Чем шире диапазон дальностей и чем лучше требуемая разрешающая способность по дальности Δr , тем больше необходимое число фильтров в анализаторе спектра. Достижимое при оптимальной обработке разрешение по дальности, как и для длинного частотно-модулированного радиоимпульса, определяется шириной спектра сигнала, т. е. практически величиной частотной девиации

$$\Delta r \approx \frac{c}{\Delta f}.$$

Число фильтров может быть сокращено за счет расширения их полосы пропускания, т. е. некоторой неоптимальности обработки сигнала, ведущей одновременно и к ухудшению разрешающей способности, но, тем не менее, остается очень велико. Поэтому

* В принципе возможно использование и метода спектрального анализа, описанного в конце § 6.6.

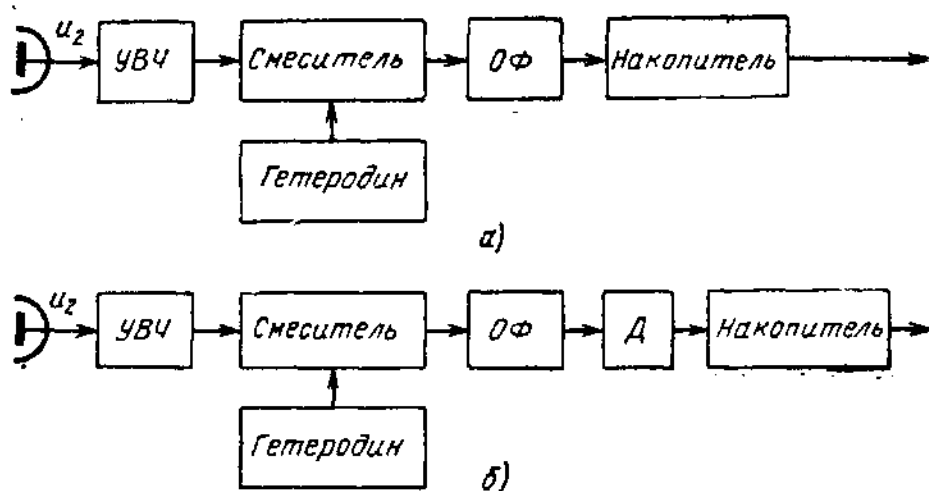


Рис. 6.49. Схемы корреляционно-фильтровой обработки когерентной и некогерентной пачек радиопульсов

недостатком схемы параллельного анализа является ее громоздкость (хотя отдельные элементы схемы просты по своей конструкции).

Поскольку непрерывные периодические ЛЧМ колебания можно трактовать как сомкнутую последовательность длинных ЛЧМ радиопульсов, возможна обработка с использованием *оптимальных фильтров* для таких импульсов. Гетеродины в корреляционно-фильтровых схемах (рис. 6.49) работают на фиксированных частотах, а оптимальные фильтры представляют собой дисперсионные системы. В зависимости от наличия или отсутствия жесткой связи между начальными фазами составляющих импульсов возможны варианты когерентного (рис. 6.49, а) и некогерентного (рис. 6.49, б) суммирования сжатых импульсов на выходе дисперсионных фильтров.

§ 6.12. Возможности обзора по угловым координатам при частотном методе радиолокации

При частотном методе радиолокации обзор пространства по угловым координатам может быть *медленным*, когда время облучения цели значительно превосходит период модуляции частоты $t_{\text{обл}} \gg T$, и *быстрым*, когда время обзора совпадает с периодом модуляции. По своему осуществлению возможен *механический* или *электрический* обзор. В свою очередь электрический обзор может быть *фазовым* или *частотным* (фазовое или частотное сканирование).

В качестве примера остановимся на случае быстрого электрического частотного сканирования. С этой целью используют антенны, диаграммы направленности которых изменяют свое положение в пространстве в зависимости от частоты (рис. 6.50), например по линейному закону

$$F_f(\theta) = F(\theta - kf),$$

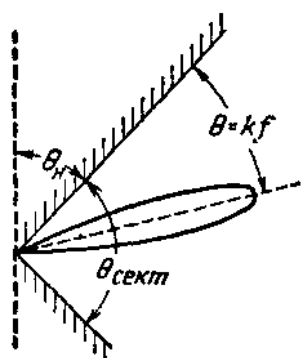


Рис. 6.50. Диаграмма направленности антенны радиолокатора с частотным сканированием

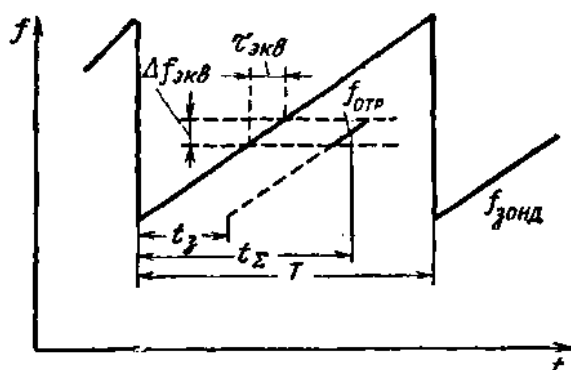


Рис. 6.51. Пояснение работы радиолокатора с частотным сканированием

Коэффициент углочастотной чувствительности k показывает здесь, на сколько градусов смещается диаграмма направленности при изменении частоты на один мегагерц. Для приемной и передающей антенн значение этого коэффициента должно быть одинаковым.

В процессе изменения частоты излучаемых колебаний (рис. 6.51) диаграмма направленности антенны занимает в пространстве ряд последовательных положений, просматривая за период модуляции определенный сектор пространства. В каждом направлении в пределах этого сектора излучается ограниченный спектр частот

$$\Delta f_{\text{экв}} = \frac{\Delta \theta}{k},$$

где $\Delta \theta$ — ширина диаграммы направленности антенны по половинной мощности.

При линейной частотной модуляции этот эквивалентный спектр соответствует сигналу ограниченной длительности

$$\tau_{\text{экв}} = \frac{\Delta f_{\text{экв}}}{\left| \frac{df}{dt} \right|} = \frac{\Delta \theta}{k} \frac{1}{\left| \frac{df}{dt} \right|}.$$

Даже при непрерывном излучении отраженный сигнал в этом случае имеет импульсный характер и несет информацию как об угловом положении цели, так и о ее дальности. Быстрое электрическое сканирование возможно и при длинноимпульсном частотно-модулированном излучении.

Информация об угловом положении при частотном сканировании содержится в средней частоте отраженного сигнала, а информация о дальности — во времени его запаздывания относительно начала зондирования данного направления.

Возможны схемы корреляционно-фильтровой обработки с фиксированной частотой гетеродина (рис. 6.52) и с использованием в

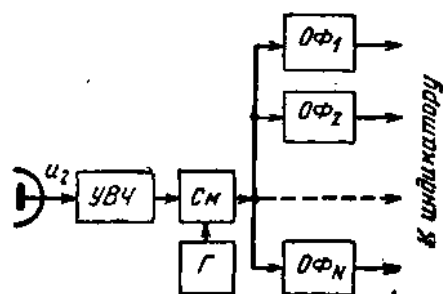


Рис. 6.52. Схема обработки при частотном сканировании с немодулированным гетеродинным напряжением (ОФ — широкополосные фильтры)

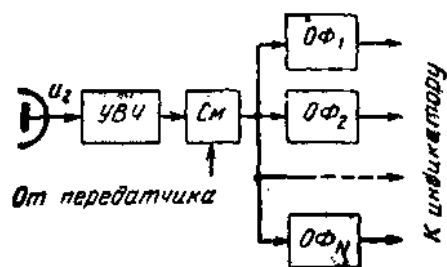


Рис. 6.53. Схема обработки при частотном сканировании с использованием в качестве гетеродинного напряжения зондирующего сигнала (ОФ — узкополосные фильтры)

качестве гетеродинного напряжения самого зондирующего сигнала с изменяющейся во времени частотой (рис. 6.53).

В первом случае угловая координата цели отсчитывается по номеру фильтра, на выходе которого имеется сигнал, а дальность — по времени запаздывания сжатого отраженного сигнала по отношению к моменту появления в данном фильтре сжатой части зондирующего сигнала.

Коэффициент сжатия сигнала в каждом канале характеризуется величиной произведения

$$\Delta f_{\text{экв}} \tau_{\text{экв}} = \left(\frac{\Delta \theta}{k} \right)^2 \frac{1}{\left| \frac{df}{dt} \right|}.$$

Во втором случае система определения дальности есть многоканальный анализатор спектра. Номер фильтра дает информацию о частоте биений, а значит, о дальности до цели. Угловая координата цели определяется по времени $t_2 - t_3$ (рис. 6.51):

$$\theta_{\text{ц}} = k \left| \frac{df}{dt} \right| (t_2 - t_3) + \theta_{\text{н}},$$

где $\theta_{\text{н}}$ характеризует угловое положение сектора обзора в пространстве (см. рис. 6.50). Для определения угловой координаты дополнительных каналов не требуется.

Рассмотренные схемы не исчерпывают всех возможных вариантов оптимальной обработки сигналов при частотном сканировании и непрерывном излучении. Они, однако, представляют определенный интерес и, более того, ряд результатов легко распространить на случай зондирования пространства длинными частотно-модулированными радиоимпульсами.

Г. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА ШУМОПОДОБНЫМИ ФАЗО-МАНИПУЛИРОВАННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

§ 6.13. Задача реализации игольчатого тела неопределенности

В предыдущих параграфах были рассмотрены тела неопределенности некоторых сигналов и методы радиолокации, связанные с использованием непрерывного немодулированного и частотно-модулированного излучения. В рассмотренных случаях за счет увеличения длительности сигнала тело неопределенности сжималось вдоль оси F . Линейная частотная модуляция приводила при этом к скосу тела неопределенности, т. е. повороту плоскости его симметрии вокруг оси ρ ($\tau = 0$, $F = 0$). Из § 6.4 известно, что объем тела неопределенности при всех его преобразованиях не меняется, причем $V_{\rho^2} = 1$. Не меняется он и для сигнала в виде когерентной пачки, распределяясь по ряду пиков. Важным случаем перераспределения объема тела неопределенности является *сжатие* небольшой его части порядка $1/\tau_n P_n \approx 1/n$ в *остроконечный пик* единичной высоты с вершиной при $\tau = 0$, $F = 0$ и *рассыпание* основной части на *возможно большей площади* плоскости τ , F (рис. 6.54.). Здесь величины τ_n и P_n характеризуют длительность сигнала и ширину его спектра, n — возможный коэффициент сжатия, $1/P_n$ и $1/T_n$ — размеры пика тела неопределенности по осям τ и F .

Заменяя объем тела неопределенности V_{ρ^2} суммой объемов пика V_1 и рассыпанной части V_2 , из условий $V_{\rho^2} = V_1 + V_2 = 1$ и $V_1 \approx 1/n$, имеем $V_2 \approx 1$ при $n \gg 1$.

Если бы удалось рассыпать тело неопределенности равномерно по площади прямоугольника $2\tau_n \times 2P_n$, то $V_2 = 2\tau_n \times 2P_n \rho^2 \approx 1$, откуда высота слоя рассыпанной части объема

$$\rho \approx \frac{1}{2\sqrt{\tau_n P_n}}. \quad (1)$$

Нетрудно пояснить, что величины τ_n и P_n примерно определяют границы тела неопределенности. При временном сдвиге принимаемого и ожидаемого сигналов таком, что $|\tau| \approx \tau_n$, функция $\rho(\tau, F)$ обращается в нуль; при доплеровском сдвиге $|F| \geq P_n$ корреляция сигналов также нарушается. Границы тела ($2\tau_n \times 2P_n$) условны, поскольку сигнал не может быть ограничен одновременно и во времени и по частоте. Тем не менее, формула (1) правильно отражает тот факт, что с увеличением произведения $\tau_n P_n$ уменьшается значение ρ вне пика.

Обсудим возможные способы приближения к идеализированному телу (рис. 6.54). Соответствующий ему сигнал должен быть *продолжительным* и *широкополосным* ($\tau_n P_n \gg 1$). Расстройки τ , F па-

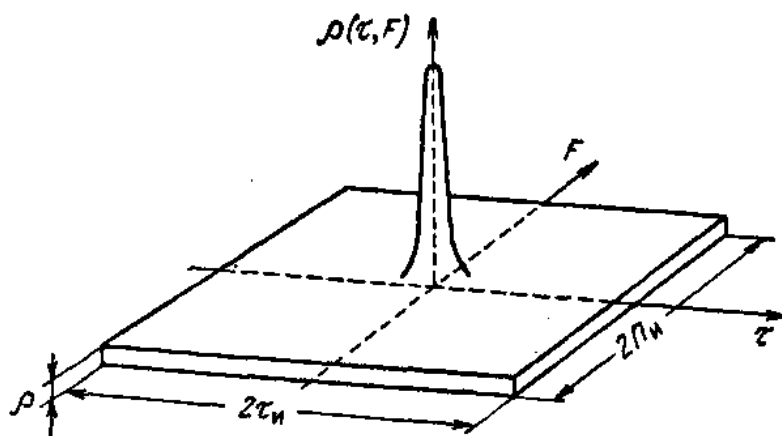


Рис. 6.54. Рельеф тела неопределенности шумоподобного сигнала

раметров (относительно ожидаемых) должны *независимо разрушать пик корреляции*. Последнему требованию не удовлетворяет, например, сигнал с линейной частотной модуляцией, имеющей закономерный и сравнительно простой характер. Если временной сдвиг разрушит корреляцию, то согласованный с ним сдвиг по частоте восстановит ее. Чтобы получить тело неопределенности (рис. 6.54), существенна *хаотичность* в законе модуляции.

Подобную хаотичность можно наблюдать для отрезка шума длительностью τ_n , имеющего полосу частот $\Pi_n \gg 1/\tau_n$. Однако чисто шумовой сигнал не позволяет оптимизировать работу генераторов, так как имеет *переменную амплитуду*.

Поэтому шумоподобный характер сигнала желательно обеспечить *путем закономерного изменения фазы за счет нелинейной частотной модуляции или фазовой манипуляции*. Широкое развитие получают методы фазовой манипуляции, обеспечивающие возможность сравнительно простого контроля изменения фазы сигнала. Фазовая манипуляция может использоваться при непрерывном и импульсном излучении. В некоторых случаях фазовая манипуляция используется для снижения уровня остатков вдоль оси τ . Последнее существенно при разрешении по дальности целей, движущихся с одинаковыми скоростями.

§ 6.14. Применение линейных рекуррентных цифровых последовательностей при фазовой манипуляции

Фазовая манипуляция должна производиться по определенному правилу в соответствии с некоторой последовательностью цифр: двоичной (цифры $q = 0, 1$), троичной (цифры $q = 0, 1, 2$), десятичной (цифры $q = 0, 1, 2, \dots, 8, 9$), в общем случае p -ричной (цифры $q = 0, 1, \dots, p-1$).

Каждой цифре q можно поставить в соответствие определенный сдвиг фазы φ_q . В частности, можно полагать, например, $\varphi_q = \frac{2\pi}{p} q$

(случай иного выбора сдвига фаз рассмотрим отдельно). При этом, если $p = 2$, то возможными фазовыми сдвигами будут, например, 0 и π , что эквивалентно умножению на $+1$ или -1 . Если $p > 2$, то манипуляция будет многофазной. Задача получения шумоподобного фазо-манипулированного колебания сводится при этом к построению в достаточной мере хаотичной последовательности цифр $q_j (j = 1, 2, \dots)$.

Цифровая последовательность называется *рекуррентной*, если по любым заданным m последовательным ее элементам можно найти следующий $(m + 1)$ -й элемент, пользуясь одним и тем же правилом. Тогда это правило может быть последовательно (рекуррентно) использовано для получения $(m + 2)$ -го, $(m + 3)$ -го и т. д. элементов последовательности. Рекуррентная последовательность называется *линейной*, если для нахождения какого-либо ее элемента используются линейные операции сложения и умножения предыдущих цифр на постоянную величину. При этом операции *сложения* и *умножения* цифр ведутся «по модулю p », чтобы их результат содержал только одну цифру p -ричной системы единиц.

Модульное сложение отличается от обычного следующим. Если при обычном сложении двух цифр получится число, большее $p - 1$, то при модульном — из него вычитается p . Так, например, при сложении цифр 6 и 8 «по модулю 10» получаем 4; при сложении цифр «по модулю 2» получим $1 + 0 = 1$, но $1 + 1 = 0$; при сложении «по модулю 3» имеем $1 + 1 = 2$, но $2 + 2 = 1$ и т. д.

Операция *умножения цифр* «по модулю p » может быть определена как результат *повторного модульного сложения* одной и той же цифры. Например, при перемножении цифр 6 и 8 «по модулю 10» получится 8 (последняя цифра числа 48); при умножении цифр «по модулю 4» $3 \times 2 = 2 + 2 + 2 \equiv 2$ и т. д. Чтобы отличать модульные операции от обычных, сбоку отмечают $(\text{mod } p)$. Соотношения, получаемые при модульных операциях, в теории чисел называют *сравнениями*.

Последовательность цифр, заданная сравнением

$$q_j = k_1 q_{j-1} + k_2 q_{j-2} + \dots + k_m q_{j-m} \pmod{p},$$

является, таким образом, *линейной рекуррентной цифровой последовательностью*. Получение этой последовательности может быть осуществлено по схеме (рис. 6.55), где изображена линия задержки с отводами (или соответствующий цифровой регистр), умножители «по модулю p », включенные в отводы, и сумматор «по модулю p ». Если на вход линии подать сомкнутую последовательность видеопульсов, амплитуды которых соответствуют цифрам $q_1, q_2, \dots, q_m$, а длительность импульсов τ_0 соответствует времени задержки между отводами, то в момент времени, когда все импульсы войдут в линию задержки, на выходе сумматора образуется импульс с амплитудой q_{m+1} . Подсоединив выход сумматора ко входу линии задержки, мож-

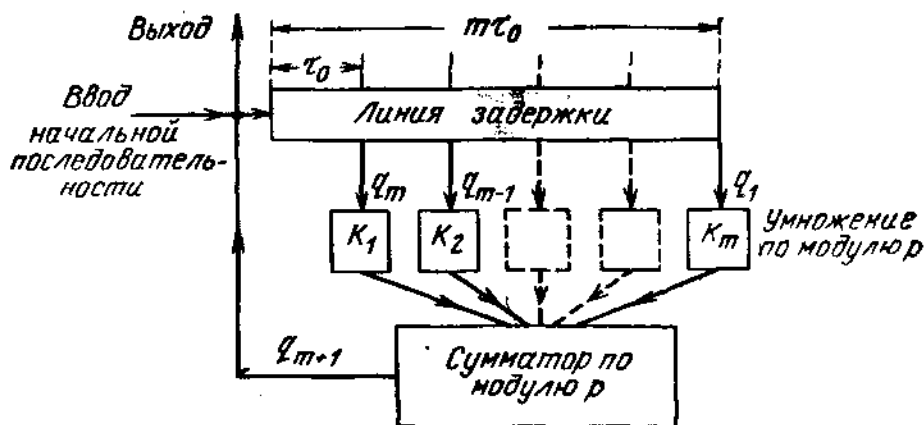


Рис. 6.55. Общая схема генерирования p -ричной рекуррентной последовательности

но последовательно получить импульсы с амплитудами q_{m+2} , q_{m+3} и т. д. Если $p = 2$, то умножение на коэффициент $k_i (i = 1, 2, \dots, m)$, т. е. на 0 или 1, означает отсутствие или наличие подключения i -го отвода к сумматору.

Поскольку число цифр и отводов ограничено, в процессе формирования последовательности наступает *определенная повторяемость*. В самом деле, число возможных вариантов цифр, поступающих на каждый умножитель равно p . Значит, число комбинаций этих цифр будет p^m . Из этого числа должна быть исключена чисто нулевая комбинация. Таким образом, *максимальная длина неповторяющейся последовательности цифр* (максимальный период последовательности)

$$n = p^m - 1.$$

В частности, при $p = 2$ для $m = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ и т. д. соответственно $n = 3, 7, 15, 31, 63, 127, 255, 511, 1023$ и т. д.

Максимальная длина последовательности обеспечивается при определенном подборе коэффициентов $k_1, k_2, \dots, k_m$. Для двоичных последовательностей это означает лишь определенный порядок подключения отводов к сумматору. Если число элементов последовательности n простое, число x различающихся последовательностей максимальной длины выражается наиболее просто и будет $x = \frac{n-1}{m}$. Например, если $p = 2$, $m = 5$, то число $n = 31$ — простое. Значит, неповторяющаяся часть последовательности максимальной длины состоит в данном случае из 31 цифры (0 или 1), причем число таких различающихся между собой последовательностей будет не более $\frac{31-1}{5} = 6^*$.

* В более общем случае $x = \varphi(n)/m$, где $\varphi(n)$ — функция Эйлера (приложение 10).

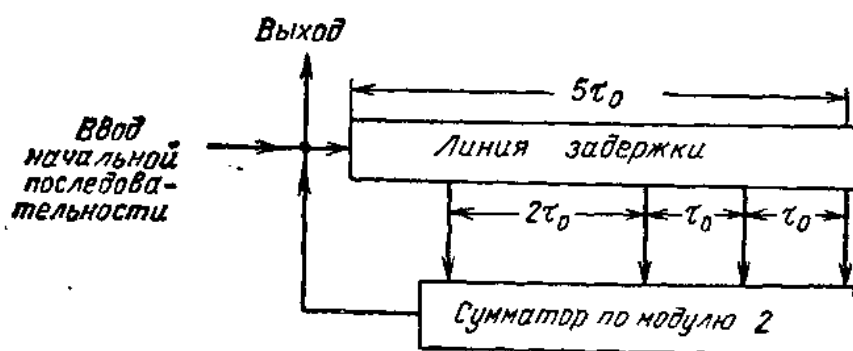


Рис. 6.56. Схема генерирования двоичной рекуррентной последовательности ($m = 5$, $n = 31$, $k_2 = 0$, $k_{1, 3, 4, 5} = 1$).

Значения $k_1, k_2, \dots, k_m$ для последовательностей максимальной длины (M -последовательностей) определяются путем перебора.

Для рассмотренного примера $m = 5$, $n = 31$, $x = 6$ они выражаются комбинациями 10010, 10111, 11011 и зеркальными им комбинациями. По схеме (рис. 6.56), например, для комбинации коэффициентов k_i (10111) нетрудно определить рекуррентную последовательность. Начальная комбинация цифр q_1, q_2, q_3, q_4, q_5 может быть произвольной (но не чисто нулевой), поскольку в каждом периоде M -последовательности содержатся все возможные комбинации. Взяв в качестве начальной последовательности $q_1 = q_2 = q_3 = q_4 = q_5 = 1$, получим $q_6 = 0, q_7 = 1$ и т. д., т. е. данная рекуррентная последовательность максимальной длины имеет вид

...1111101000100101011000011100110...

Характерно, что число нулей меньше числа единиц на единицу, что является общей особенностью двоичных M -последовательностей.

Подав M -последовательность на фазовый манипулятор 0, π , можно осуществить кодирование непрерывного или импульсного сигнала, равносильное умножению его элементов на 1 или -1 . Для приведенной в качестве примера последовательности соответствующий период кода сигнала будет

-----+

Отметим еще некоторые особенности M -последовательностей, реализующих их схем и фазо-манипулированных ими 0, π сигналов.

Ни одна из комбинаций m цифр не может повториться на протяжении n элементов периода последовательности. В противном случае повторились бы и следующие цифры и период последовательности был бы меньше n . Неповторяемость структуры можно считать признаком хаотичности, что позволяет использовать такие псевдохаотические последовательности для формирования шумоподобных сигналов.

Все комбинации m цифр перебираются в M -последовательности. Поэтому, возбуждая один и тот же генератор различными начальными комбинациями цифр $q_1, q_2, \dots, q_m$, будем получать *сдвинутые во времени* последовательности одинаковой структуры.

Если суммируются начальные элементы двух последовательностей $q_1 + q_1, q_2 + q_2, \dots, q_m + q_m \pmod{p}$, то в силу линейности должны суммироваться и последующие элементы, т. е. $(m + 1)$ -я цифра будет $q_{m+1} + q_{m+1} \pmod{p}$ и т. д. Отсюда следует, что *сумма (или, вообще, линейная комбинация) M -последовательностей является также M -последовательностью, но сдвинутой во времени*. Это позволяет строить генераторы сдвинутых последовательностей на основе рассмотренного выше генератора одной такой последовательности. Сдвинутые последовательности должны сниматься с дополнительных сумматоров (в отличие от основного не охваченных обратной связью), к которым в различной комбинации подключены отводы линии. Генераторы сдвинутых последовательностей могут использоваться при построении схем корреляционной обработки.

§ 6.15. Оптимальная обработка и тела неопределенности непрерывных и импульсных сигналов, фазо-манипулированных M -последовательностями

Принцип оптимальной обработки импульсных фазо-манипулированных сигналов изложен в § 3.14. Для обработки *непрерывных* (или достаточно длинных) периодических сигналов, фазо-манипулированных M -последовательностями, также могут использоваться фильтровые и корреляционные схемы. Рассмотрим случай, когда первый этап обработки производится с помощью *оптимального фильтра*, рассчитанного на один период M -последовательности. Этот оптимальный фильтр должен состоять по аналогии с рис. 3.37 (§ 3.14) из линии задержки с отводами, сумматора и фильтра на парциальный радиоимпульс длительностью τ_0 . Процесс фильтрации проиллюстрируем рис. 6.57 для периодического кода $\dots + \text{---} + \text{---} + \text{---} + \text{---} + \dots$. Как видим, после первого этапа обработки полезный сигнал представляет собой периодическую последовательность когерентных укороченных импульсов $\omega_c(t)$. Дальнейшая обработка сводится к их когерентному накоплению. Не останавливаясь пока на особенностях второго этапа обработки, заметим, что огибающая сигнала $\omega_c(t)$ на рис. 6.57, d характеризует сечение $F = 0$ (вдоль оси τ) тела неопределенности периодического сигнала в целом, поскольку второй этап обработки (когерентное накопление на протяжении произвольного числа периодов) не изменит формы сечения. Обращает на себя внимание то, что *при нулевой расстройке по частоте ($F = 0$) уровень боковых остатков имеет постоянную величину, равную $1/n$* . Такой результат в соответствии с изложенным ранее дает не только фильтровая, но и любая другая оптимальная

обработка, например корреляционная при использовании в качестве опорного напряжения одного или нескольких периодов ожидаемого сигнала.

Перейдем к характеристике *тела неопределенности непрерывного фазо-манипулированного М-последовательностью 0, π сигнала* на всей плоскости τ, F . При этом уже нельзя ограничиться лишь первым этапом обработки, а нужно учитывать и второй этап, который теоретически должен обеспечить когерентное накопление за бесконечное число периодов М-последовательности. В силу периодичности спектр сигнала линейчатый. Поэтому тело неопределенности состоит в данном случае из протяженных по τ и стянутых в δ -функцию по оси F плоских элементов, следующих параллельно друг другу с интервалами $\Delta F = 1/n\tau_0$. Плоский элемент тела, соответствующий нулевой расстройке по частоте ($F = 0$), имеет вид (рис. 6.57, а); элементы тела $F = l\Delta F$ ($l \neq 0$) отличаются высотой и отсутствием пиков корреляции в точках $\tau = 0; \pm n\tau_0; \pm 2n\tau_0$ и т. д. Последнее связано с тем, что сечение тела неопределенности плоскостью $\tau = 0$ является преобразованием Фурье от квадрата модуля огибающей и для бесконечно протяженного сигнала описывается δ -функцией. То же относится к сдвинутым на период сечениям $\tau = \pm n\tau_0; \pm 2n\tau_0; \dots$. Поэтому вместо пиков вдоль прямых $\tau = 0, \pm n\tau_0, \pm 2n\tau_0, \dots$ будут нули.

Высота плоских элементов тела неопределенности в точках $\tau = k\tau_0$ ($k \neq 0, n, 2n$ и т. д.) и $F = l\Delta F$ ($l \neq 0$), как можно показать, определяется выражением $\rho = \sqrt{\frac{n+1}{n^2} \left| \frac{\sin \pi l/n}{\pi l/n} \right|}$, которое

характеризует модуляцию остатков постоянного уровня $\sqrt{\frac{n+1}{n^2}}$ огибающей спектра $\left| \frac{\sin \pi F \tau_0}{\pi F \tau_0} \right|$ парциального импульса длительностью τ_0 . Если $n \gg 1$, то остатки на значительной части тела неопределенности имеют уровень, близкий к $1/\sqrt{n}$, в то время как на оси τ , т. е. при $F = 0$, они равны $1/n$.

Заметим, что уровень остатков вдоль оси τ можно снизить до нуля. Последнее имеет смысл при разрешении группы объектов, перемещающихся с одинаковой радиальной скоростью. Для этого достаточно манипулировать непрерывный сигнал по фазе в соответствии с М-последовательностью не на 0, π , а на 0, φ , где φ — несколько отличающееся от π значение фазы. Соответствующая обработка в оптимальном фильтре, рассчитанном на один период $n\tau_0$ последовательности при $n = 7$, поясняется рис. 6.58. В отводах оптимального фильтра предусмотрены фазовращатели, расположение которых и создаваемый ими сдвиг фаз соответствуют выражению для комплексной амплитуды импульсной характеристики [(11), § 3.9]. На векторной диаграмме (рис. 6.59) иллюстрируется взаимная компенсация напряжений, снимаемых с отводов линии задержки в

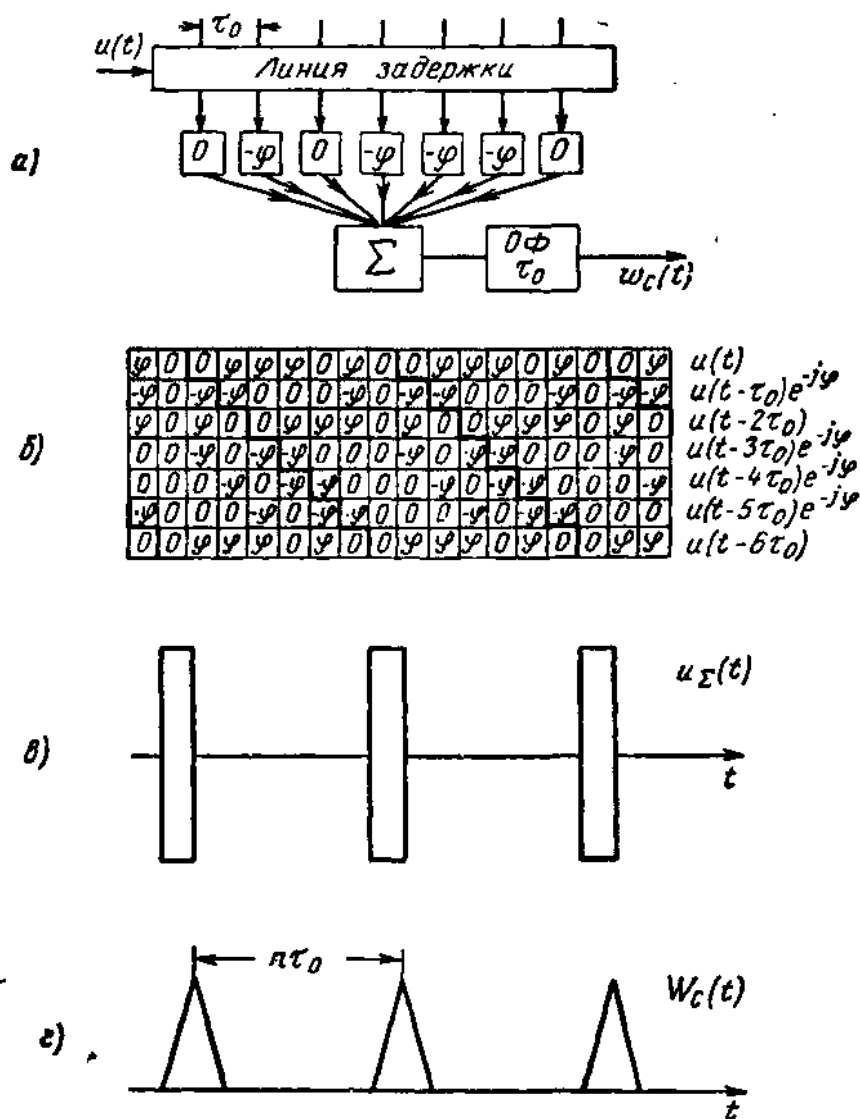


Рис. 6.58. Процесс оптимальной фильтрации сигнала, фазо-манипулированного M -последовательностью [манипуляция 0, φ , где $\varphi = \varphi(n)$]

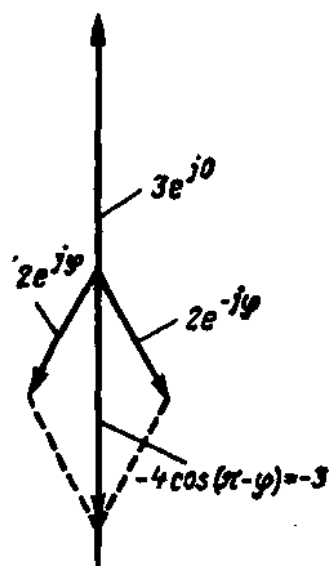
интервале между пиками. Из общего числа $n = 7$ слагаемых $(n - 1)/2 = 3$ имеют нулевую фазу и остальные $(n + 1)/2 = 4$ — ненулевую, в том числе половина из них фазу $+\varphi$, другая половина фазу $-\varphi$. Нулевой уровень остатков получается, если

$$\frac{n-1}{2} e^{j0} + \frac{n+1}{4} (e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}) = 0,$$

откуда приходим к выражению

$$\varphi = \pi - \arccos \frac{n-1}{n+1},$$

Рис. 6.59. Пояснение взаимной компенсации напряжений, снимаемых с отводов линии задержки (рис. 6.58, а) в интервале между пиками



справедливому, как оказывается, для произвольного $n = 2^m - 1$ при $F = 0$. В частности, для $n = 7$ оптимальное значение $\varphi \approx 139^\circ$, для $n = 15$ будет $\varphi \approx 151^\circ$, для $n = 31$ имеем $\varphi \approx 160^\circ$.

M -последовательности могут использоваться не только в непрерывном, но и в импульсном режиме. Для этого, в частности, импульс может быть промодулирован одним периодом M -последовательности. Соответствующее тело неопределенности, включая его остатки, занимает тогда ограниченную по оси τ область протяженностью $2\tau_n = 2n\tau_0$. Протяженность основной части тела вдоль оси F определяется удвоенной полосой $P_n \approx 1/\tau_0$. Размеры пика тела неопределенности по осям τ и F на уровне 0,5 соответственно равны τ_0 и $1,2/\tau_n$, поскольку в сечении $F = 0$ пик имеет треугольную форму, а в сечении плоскостью $\tau = 0$ он описывается функцией $\left| \frac{\sin \pi F \tau_n}{\pi F \tau_n} \right|$. Распределение остатков будет неравномерным и по оси F , и по оси τ (рис. 6.60).

Среди всех кодированных M -последовательностями импульсных сигналов можно выбрать сигналы с минимальным значением максимума остатков (минимаксные сигналы). Максимумы остатков у этих сигналов имеют величину порядка $1/\sqrt{n}$.

Для уменьшения уровня остатков можно идти на увеличение числа элементов M -последовательности, например, до 511, 1023 и более. Применение весовой обработки для уменьшения остатков осложняется, если приходится учитывать различные скорости целей.

Построение оптимальных фильтров при большом числе элементов M -последовательности конструктивно выполнимо, но значительно сложнее, чем для частотно-модулированных сигналов. Чтобы оптимальный фильтр мог работать в диапазоне скоростей, можно составить его из элементов, рассчитанных на обработку отдельных частей сигнала, а суммирование снимаемых с них колебаний осуществлять с помощью нониусных линий задержки, как на рис. 6.5.

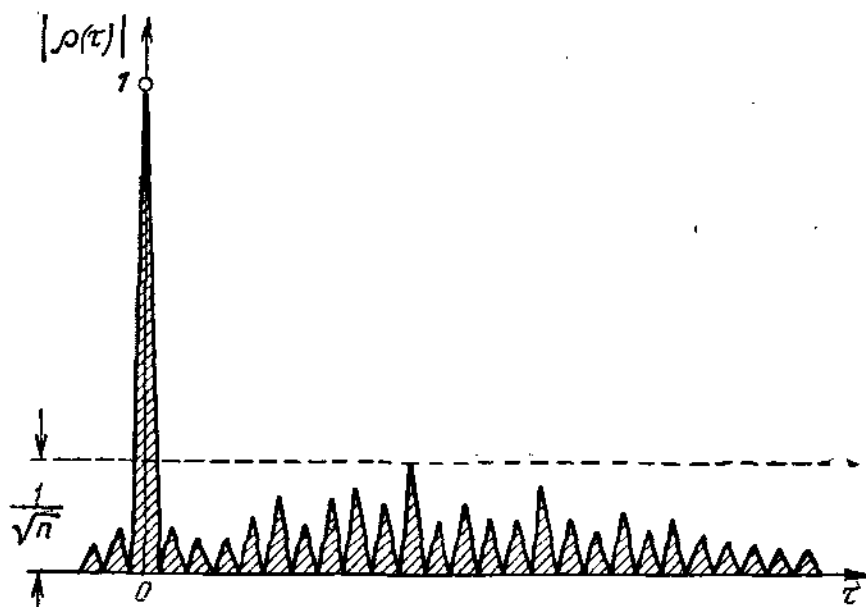


Рис. 6.60. Сечение плоскостью $F = 0$ тела неопределенности импульсного сигнала, фазо-манипулированного M -последовательностью (манипуляция $0, \pi$) [136]

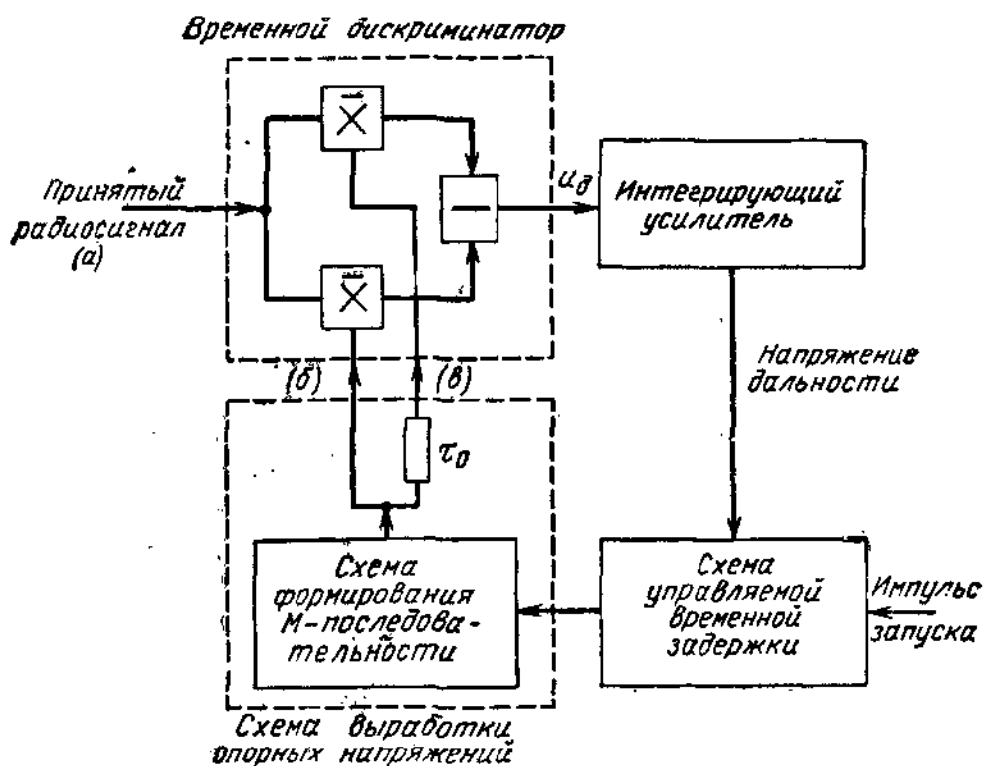


Рис. 6.61. Пример корреляционной схемы автосопровождения по дальности для импульсного фазо-манипулированного $0, \pi$ сигнала (а, б, в — последовательности рис. 6.62)

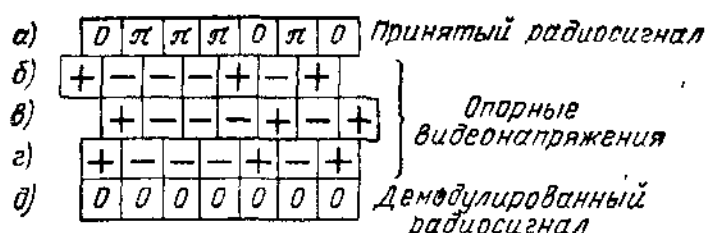


Рис. 6.62. Пояснение работы схемы автосопровождения по дальности (рис 6.61) и принципа автосопровождения по скорости

При работе по ограниченному числу целей, особенно в режиме автосопровождения, вместо фильтровых можно использовать корреляционные (корреляционно-фильтровые) схемы. Пример корреляционной схемы автосопровождения по дальности для импульсного фазо-манипулированного сигнала приведен на рис. 6.61. Как и рассмотренная ранее схема (рис. 4.18), она содержит временной дискриминатор, интегрирующий усилитель, схему управляемой временной задержки и схему выработки опорных напряжений. Временной дискриминатор состоит из двух корреляторов и схемы вычитания. На корреляторы подаются сдвинутые во времени на τ_0 опорные напряжения. Генерация этих напряжений осуществляется, например, с помощью схемы формирования M -последовательности, а временной сдвиг на τ_0 — с помощью линии задержки, как показано на рис. 6.61 (другой способ формирования задержанных последовательностей отмечался в § 6.14). Сигнал ошибки после интегрирования управляет задержкой импульса запуска генератора опорного напряжения. Опорное напряжение можно вырабатывать на видеочастоте. Тогда интегрирование в каждом корреляторе следует проводить на промежуточной частоте, а для перехода на видеочастоту поставить перед схемой вычитания детекторы.

Дискриминационная характеристика $u_d(\tau)$ временного дискриминатора при отсутствии расстройки по частоте Допплера представляет собой разность двух взаимно сдвинутых на τ_0 автокорреляционных функций $u_d(\tau) = \rho(\tau + \frac{\tau_0}{2}, 0) - \rho(\tau - \frac{\tau_0}{2}, 0)$. Режим автосопровождения по дальности дополнительно поясняется рис. 6.62, а, б, в, где показана радиочастотная последовательность 0, π принятого сигнала (а) и две сдвинутые относительно нее видеочастотные последовательности опорных напряжений (б, в). При нулевом сигнале ошибки одна из них опережает на $\tau_0/2$ радиочастотную, а другая отстает.

Наряду с отслеживанием дальности можно осуществить отслеживание по частоте Допплера, т. е. по скорости. Для этого достаточно демодулировать принимаемую фазо-манипулированную последовательность, сняв с генератора M -последовательности

(рис. 6.61) колебание (рис. 6.62, *г*) через линию задержки на $\tau_0/2$. Перемножая радиочастотное колебание (*а*) и видеочастотное (*г*), можно получить немодулированное колебание промежуточной частоты (*д*). Обработывая его с помощью частотного или фазового дискриминатора, как в § 6.8, можно осуществить перестройку гетеродина в соответствии с частотой Допплера.

Следует иметь в виду, что не только в режиме импульсного, но и непрерывного излучения сигналов, модулированных *М*-последовательностями, время когерентного накопления ограничено. Ограничивающим фактором, о котором уже упоминалось выше, является конечная длительность времени корреляции флюктуаций отраженного сигнала (или иначе, отличная от нуля ширина спектра флюктуаций). За пределами этого времени когерентное накопление может быть дополнено некогерентным.

Сигналы, манипулированные по фазе, в том числе *М*-последовательностями, могут использоваться не только в радиолокации с пассивным, но и с *активным ответом*.

§ 6.16. Некоторые разновидности импульсных фазоманипулированных сигналов

Чтобы облегчить построение оптимальных фильтров, были предложены видоизмененные *псевдослучайные* коды (*Д-коды*) с числом элементов $n = 2^m$, отличающиеся тем, что фильтр с оптимальной импульсной характеристикой для этих кодов может быть построен путем использования лишь $m = \log_2 n$ линий задержки без каких-либо дополнительных отводов. Например, для $n = 128 \div 1024$ число линий $m = 7 \div 10$. Фильтр строится из однотипных звеньев. На рис. 6.63 показано устройство одного (*k*-го) звена. Оно имеет по два независимых входа и выхода, линию задержки на время $2^{k-1} \tau_0$ и две схемы алгебраического суммирования, дающие сумму и разность. Кроме фильтрации, такие звенья могут использоваться при формировании зондирующих импульсов.

Пусть радиоимпульс длительностью τ_0 (рис. 6.64, *а*) подается на соединенные между собой входы первого звена. Тогда на выходе сумматоров схемы рис. 6.63 ($k = 1$) получим по два сомкнутых импульса, соответственно с одинаковыми и противоположными начальными фазами (рис. 6.64, *б*), которые могут быть поданы на входы второго звена. Возможны два способа соединения звеньев — без инверсии (рис. 6.65, *а*) и с инверсией (*б*). Рис. 6.64, *в* описывает выходные напряжения второго звена при подключении без инверсии. С инверсией или без инверсии эти напряжения подаются на третье звено*, на выходах которого получаются напряжения вида

* Подбирая форму тела неопределенности, иногда меняют порядок распределения задержек по звеньям, вводя новый термин «Б-код».

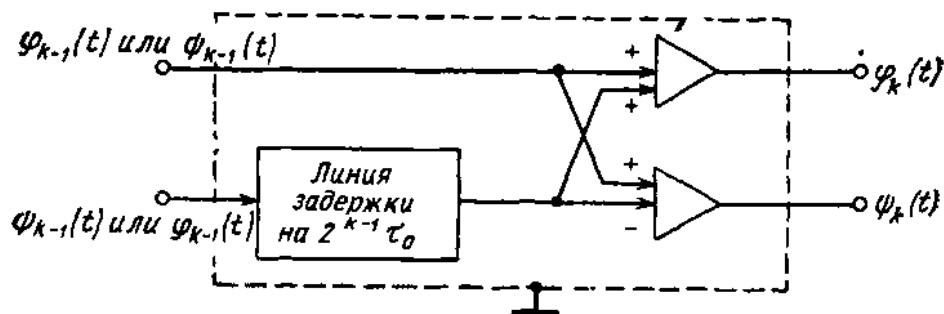


Рис. 6.63. Устройство k -го звена оптимального фильтра для видоизмененного псевдослучайного сигнала

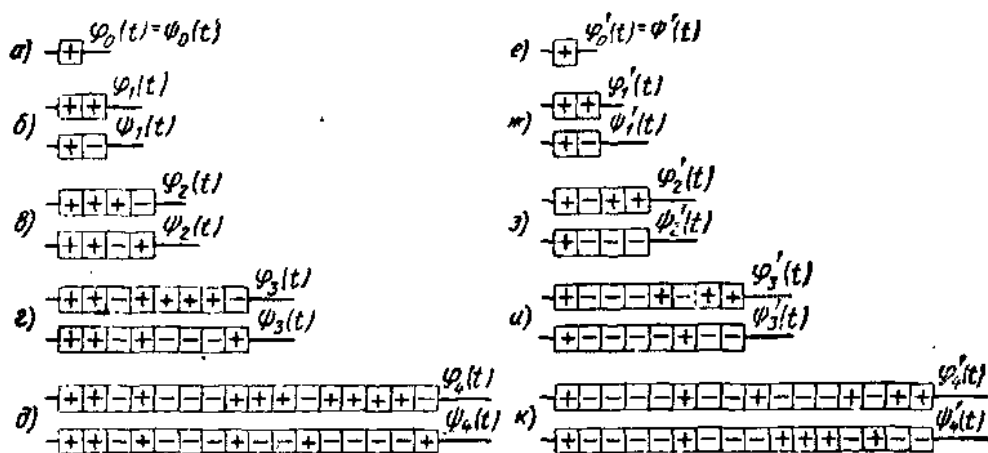


Рис. 6.64. Пояснение фильтрации и формирования сигнала

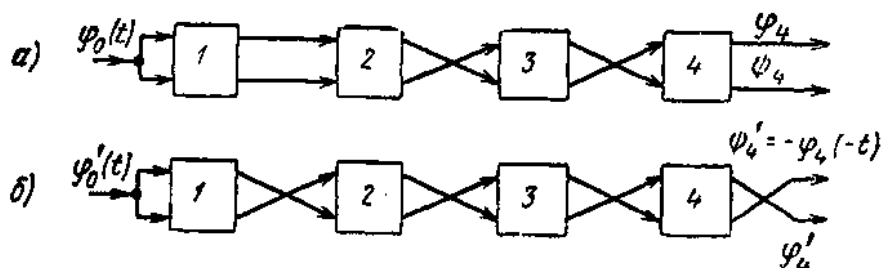


Рис. 6.65. Схемы соединения четырех звеньев в режимах фильтрации (а) и формирования сигнала (б)

рис. 6.64, г. Схема соединения звеньев, соответствующая рассмотренным преобразованиям импульсов (рис. 6.64, а, б, в, г, д), показана на рис. 6.65, а.

Оказывается, что одни и те же звенья можно поочередно использовать для формирования зондирующего сигнала и фильтрации принятого. Для перехода от одного режима работы к другому достаточно произвести дополнительные инверсии съема и соединения первого звена со вторым. Работа системы звеньев после такой инверсии иллюстрируется на рис. 6.64, е, ж, з, и, к. Легко убедиться в попарной зеркальности функции $\varphi_4(t)$ и $\psi_4(t)$, а также $\varphi_4(t)$ и $-\psi_4(t)$, что подтверждает возможность использования одних и тех же звеньев при передаче и приеме.

Отличаясь, таким образом, простотой формирования и обработки, рассматриваемый сигнал имеет, однако, меньшую хаотичность, чем манипулированный M -последовательностью. Поэтому остатки тела неопределенности распределяются в этом случае заметно менее равномерно. Их максимальные выбросы больше, чем для импульсных сигналов, модулированных M -последовательностями, хотя и для таких сигналов эти остатки велики при малом n .

Меньший уровень остатков ($1/n$) при малых n , но только на оси τ (при $F = 0$), имеют импульсные сигналы вида рис. 3.36, а. Подобные сигналы известны до $n = 13$ (см. таблицу).

n	Сигнал	Автокорреляционная функция
3	++-	1; 0; 3
4	+++ -	1; 0; 1; 4
4	++-+	1; 0; 1; 4
5	++++ - +	1; 0; 1; 0; 5
7	++++ - - + -	1; 0; 1; 0; 1; 0; 7
11	++++ - - - + - - + -	1; 0; 1; 0; 1; 0; 1; 0; 1; 0; 11
13	++++ + - - + + - + - +	1; 0; 1; 0; 1; 0; 1; 0; 1; 0; 1; 0; 13

Синтезируя фазо-манипулированные сигналы, надо иметь в виду следующее обстоятельство. Отличие фазо-манипулированных сигналов от частотно-манипулированных и частотно-модулированных стирается, когда дискретный закон изменения фазы первых приближается к более плавному закону изменения последних.

Пусть, например, фазо-манипулированное колебание содержит $n = \nu^2$ элементов в виде ν групп ($k = 1, \dots, \nu$) по ν элементов ($\mu = 1, \dots, \nu$). Начальная фаза элемента колебания $\varphi_{k\mu}$ пропорциональна номеру элемента $\varphi_{k\mu} = a_k \mu$, сам же коэффициент пропорциональности $a_k = Ak$ пропорционален номеру группы (где, например, $A = 2\pi/\nu$).

Это значит, что в каждой из v групп фаза меняется линейно от элемента к элементу, а скорости изменения фаз в различных группах разные. При этом в целом имитируется частотно-манипулированный радиопульс, эквивалентный линейно модулированному по частоте. Соответствующее сходство имеется и в телах неопределенности.

Д. ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ИХ ОГИБАЮЩЕЙ

Учитывая эффект Допплера, во многих случаях можно не принимать во внимание деформацию комплексной огибающей из-за движения целей, флюктуаций вторичного излучения и т. д. (см. § 6.2). Имеется, однако, ряд случаев, когда такая деформация должна приниматься во внимание. Так, при обработке результатов многократных измерений следует учесть, что в результате движения цели меняется время запаздывания от зондирования к зондированию, а огибающая сигнала может растягиваться. Подобный анализ уже проводился в гл. 4, но он не учитывал возможности непосредственного измерения скорости цели по одному когерентному радиопульсу и влияния этой скорости на отсчет дальности. Поэтому необходим дополнительный анализ потенциальной точности измерений и возможного подхода к отысканию оптимальных оценок при использовании когерентных сигналов большой длительности. Такой анализ необходим и при однократном измерении, если прогнозируется дальность до цели в некоторый момент времени после облучения ее зондирующим импульсом. Без дополнительного рассмотрения этих вопросов сравнение между собой сигналов различной формы нельзя считать достаточно полным.

Искажения закона модуляции могут иметь место также за счет быстрых флюктуаций вторичного излучения цели. Влияние этого фактора также учитывается ниже.

Наконец, учитываются искажения сигналов за счет эффектов, связанных с особенностями распространения радиоволн в диспергирующих средах.

§ 6.17. Многократные измерения и обобщенные диаграммы неопределенности

Для упрощения анализа в отличие от гл. 4 будем рассматривать лишь детерминированное движение цели, а неизвестную радиальную скорость $v_r = v$ — считать постоянной.

Пусть требуется найти дальность r до цели в момент времени t и скорость v , если зондирующие импульсы облучали цель в мо-

менты времени $t - \vartheta_i (i = 1, 2, \dots)$ и по ним определены текущие оценки времени запаздывания $t_{zi}^* = t_{\text{отсч}}$ и доплеровской частоты $F_{di}^* = F_{\text{отсч}}$ со случайными ошибками τ_i, F_i :

$$\begin{aligned} t_{zi}^* &= \frac{2}{c} (r - v\vartheta_i) - \tau_i = \left(t_z - \frac{\vartheta_i}{f_0} F_d \right) - \tau_i, \\ F_{di}^* &= \frac{2f_0}{c} v - F_i = F_d - F_i. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь c — скорость света, f_0 — несущая частота, $F_d = 2f_0 v/c$ — истинное значение доплеровской частоты, а $t_z = 2r/c$ — время запаздывания, соответствующее истинной дальности в момент времени t .

Алгоритм обработки и потенциальные точности могут быть найдены из анализа послеопытной плотности вероятности

$$\begin{aligned} p(t_z, F_d | t_{z1}^*, F_{d1}^*; t_{z2}^*, F_{d2}^*; \dots) = \\ = Cp(t_z, F_d) p(t_{z1}^*, F_{d1}^*; t_{z2}^*, F_{d2}^*; \dots | t_z, F_d), \end{aligned} \quad (2)$$

где C — постоянная. Поскольку различным зондированиям соответствуют независимые между собой пары ошибок τ_i, F_i , второй сомножитель в правой части выражения (2) можно представить в виде произведения сомножителей. В силу (1) и [(11), § 6.3] каждый из них будет иметь вид

$$p(t_{zi}^*, F_{di}^* | t_z, F_d) = C_1 \exp \left[q_i^2 \rho \left(t_z - \frac{\vartheta_i}{f_0} F_d - t_{zi}^*, F_d - F_{di}^* \right) \right].$$

Поэтому логарифм послеопытной плотности вероятности (2) определяется выражением

$$\begin{aligned} \ln p(t_z, F_d | t_{z1}^*, F_{d1}^*; \dots) &= \ln p(t_z, F_d) + \\ + \sum_i q_i^2 \rho \left(t_z - \frac{\vartheta_i}{f_0} F_d - t_{zi}^*, F_d - F_{di}^* \right) &+ \text{const.} \end{aligned} \quad (3)$$

Анализ выражения (3) начнем с простейшего случая *однократного* измерения, когда по одному отраженному когерентному сигналу большой длительности измеряется радиальная скорость и прогнозируется дальность спустя некоторое время ϑ после облучения цели. Если при этом доопытные данные несущественны, то в формуле (3) надо учесть только одно переменное слагаемое, т. е.

$$\ln p(t_z, F_d | t_{z1}^*, F_{d1}^*) = q_1^2 \rho \left(t_z - \frac{\vartheta}{f_0} F_d - t_{z1}^*, F_d - F_{d1}^* \right) + \text{const.} \quad (4)$$

Максимум послеопытной плотности вероятности (4) достигается при оценках

$$t_3^* = t_{31}^* + \frac{\vartheta}{f_0} F_d^*,$$

$$F_d^* = F_{d1}^*,$$
(5)

т. е. оценка доплеровской частоты производится в данном случае по результату единственного ее измерения, а в прогнозируемую оценку дальности вводится очевидная скоростная поправка. Эта поправка тем больше, чем больше величина ϑ .

Чтобы найти закон распределения ошибок τ , F такого измерения, достаточно подставить в (4) $t_3 = t_3^* + \tau$, $F_d = F_d^* + F$. Используя (5), получим

$$\ln p(t_3^* + \tau, F_d^* + F | t_{31}^*, F_{d1}^*) = q_1^2 \rho\left(\tau - \frac{\vartheta}{f_0} F, F\right) + \text{const.} \quad (6)$$

Выражение

$$\rho_\vartheta(\tau, F) = \rho\left(\tau - \frac{\vartheta}{f_0} F, F\right) \quad (7)$$

играет, таким образом, роль *функции неопределенности*, определяющей точность совместного измерения скорости и прогнозированной дальности.

Функция $\rho_\vartheta(\tau, F)$ является *обобщением* функции $\rho(\tau, F)$, которая получается из $\rho_\vartheta(\tau, F)$ при $\vartheta = 0$. Ей соответствуют *обобщенные тела и диаграммы неопределенности*.

Из рис. 6.66, а видно, что прогнозирование ведет к *скосу* диаграммы неопределенности $\rho_\vartheta(\tau, F)$, а именно в направлении вращения часовой стрелки при $\vartheta > 0$. Этот скос обусловлен прогнозированием дальности с ошибкой $\Delta r = \vartheta \Delta v$, которая возникает вследствие ошибки Δv измерения скорости. Ранее скошенная диаграмма для линейно частотно-модулированного импульса может *частично или полностью выпрямиться* (рис. 6.66, б), или даже получить скос, обратный первоначальному. Выпрямление диаграммы при нарастающем законе частотной модуляции происходит, если прогнозируется значение дальности для момента времени, сдвинутого относительно момента облучения на время $\vartheta_0 = \tau_m f_0 / \Delta f$. Как было показано в § 6.6, измеряемое запаздывание для этого момента времени определяется без скоростной ошибки.

Аналогичный анализ можно провести для случая *многократных* измерений, описываемых выражением (3). Полагая ошибки измерения малыми, тело неопределенности вблизи его вершины представим в виде степенного ряда, сохранив лишь члены второго порядка малости:

$$\rho(\tau, F) \approx 1 - \frac{1}{2} (A_0 \tau^2 + 2B_0 \tau F + C_0 F^2),$$

где

$$A_0 = \rho''_{\tau\tau}(0, 0); \quad B_0 = \rho''_{\tau F}(0, 0); \quad C_0 = \rho''_{FF}(0, 0).$$

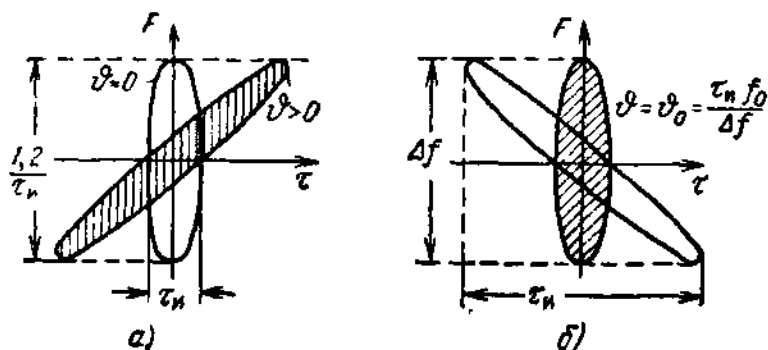


Рис. 6.66. Пояснение скоса диаграммы неопределенности прогнозируемых оценок для немодулированного (а) и частотно-модулированного (б) импульсов

Тогда при отсутствии доопытной информации и одинаковых значениях q_i параметров обнаружения логарифм послеопытной плотности вероятности (3) с точностью до постоянной можно представить в виде

$$-\frac{q^2}{2} \left[A_0 \sum_i \left(t_3 - \frac{\vartheta_i}{f_0} F_d - t_{3i}^* \right)^2 + 2B_0 \sum_i \left(t_3 - \frac{\vartheta_i}{f_0} F_d - t_{3i}^* \right) (F_d - F_{di}^*) + C_0 \sum_i (F_d - F_{di}^*)^2 \right]. \quad (8)$$

Оптимальные оценки t_3^* и F_d^* можно найти из условия максимума выражений (3) или (8). Приравняв нулю частные производные выражения (8) по t_3 и F_d при $t_3 = t_3^*$ и $F_d = F_d^*$, придем к системе двух линейных уравнений:

$$\begin{aligned} A_0 t_3^* + \left(B_0 - \frac{A_0 \bar{\vartheta}}{f_0} \right) F_d^* &= A_0 \bar{t}_3^* + B_0 \bar{F}_d^*, \\ \left(B_0 - \frac{A_0 \bar{\vartheta}}{f_0} \right) t_3^* + \left(\frac{A_0 \bar{\vartheta}^2}{f_0^2} - 2 \frac{B_0 \bar{\vartheta}}{f_0} + C_0 \right) F_d^* &= \\ &= B_0 \bar{t}_3^* + C_0 \bar{F}_d^* - \frac{1}{f_0} (A_0 \bar{t}_3^* \bar{\vartheta} + B_0 \bar{F}_d^* \bar{\vartheta}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\bar{x} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x_i$ — среднее значение ($x = t_3^*, F_d^*, \vartheta, \vartheta^2, t_3^* \vartheta, F_d^* \vartheta$); M — число импульсов.

Решая систему уравнений (9), можно найти оценки t_3^* и F_d^* , определяемые для произвольного момента времени t сразу по всем M принятым импульсам. Если ограничиться оценками лишь в момент зондирования последним импульсом, то правило (9) можно привести к форме *последовательной обработки* (§4.7, 4.9).

Закон распределения ошибок находим, полагая в (8) $t_3 = t_3^* + \tau$, $F_d = F_d^* + F$ и $q_i = q = \text{const}$. Используя (9), можно получить

$$\ln p(t_3^* + \tau, F_d^* + F | t_{31}^*, F_{d1}^*; t_{32}^*, F_{d2}^*; \dots) = \\ = Mq^2 \rho_\Sigma(\tau, F) + \text{const.} \quad (10)$$

Здесь

$$\rho_\Sigma(\tau, F) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \rho_{\vartheta_i}(\tau, F), \quad (11)$$

— обобщенная функция неопределенности многократных измерений, представляющая собой при $q_i = q = \text{const}$ среднее арифметическое обобщенных функций неопределенности измерений по отдельным импульсам, прогнозирующим дальность в один и тот же момент времени t . Как отмечалось, таким моментом может быть момент облучения цели последним зондирующим импульсом пачки.

Возможное положение отдельных обобщенных диаграмм неопределенности *двух* импульсов *без внутримпульсной модуляции* фазы и примерное положение результирующей диаграммы показано на рис. 6.67, а. Этот рисунок качественно характеризует реализуемость точного одновременного измерения прогнозированной дальности и скорости в соответствии с алгоритмом определения оптимальных оценок (9). Аналогичное построение для двух ЛЧМ радиоимпульсов в случае $\vartheta_1 = 2\vartheta_0$, где $\vartheta_0 = f_0 \tau_n / \Pi_n$, приведено на рис. 6.67, б. Из рисунка следует, что при использовании *двух и более частотно-модулированных радиоимпульсов* влиянием скоростной ошибки измерения дальности во многих практически важных случаях можно пренебречь. Когда цель движется равноускоренно, минимально потребное число частотно-модулированных импульсов составляет *три*, а не два. По трем импуль-

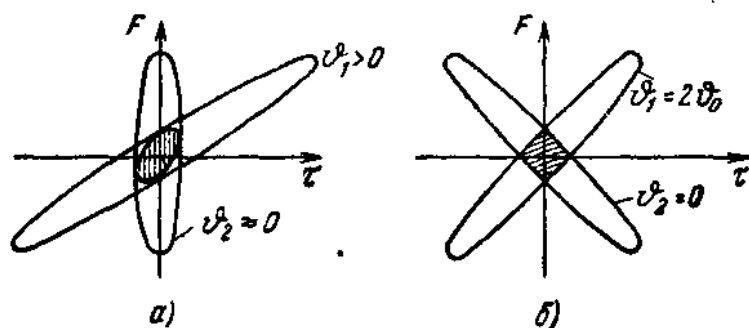


Рис. 6.67. Пояснение структуры диаграммы неопределенности при оценке дальности и скорости по двум радиоимпульсам

а — немодулированным; б — частотно-модулированным по линейному закону с полосой $\Pi_n \approx \Delta f$

сам можно определить в этом случае не только прогнозируемую дальность и скорость, но и ускорение.

При использовании длинных немодулированных когерентных радиоимпульсов, так же как и фазо-манипулированных по псевдослучайным кодам, минимальное число импульсов для определения дальности и скорости равно *единице*, а для определения дальности, скорости и ускорения — *двум*.

При малой длительности и большой частотной девиации *дальность* в момент облучения цели может быть достаточно точно определена и по *одному* линейно-частотно-модулированному радиоимпульсу, поскольку скорости целей ограничены. Так, скоростная ошибка в этом случае

$$\Delta r = \frac{c \Delta t_{3 \text{ макс}}}{2} = \frac{f_0}{\Delta f} v \tau_{\text{и}},$$

и, например, при $v < 1000 \text{ м/сек}$, $f_0 < 3 \cdot 10^3 \text{ МГц}$, $\Delta f > 3 \text{ МГц}$ и $\tau_{\text{и}} < 10 \text{ мксек}$ она не превышает 10 м .

И так, в случае длинных когерентных импульсов необходимо учитывать как скоростные ошибки, так и возможность их снижения за счет многократных измерений.

Если измерение ведется по импульсам, распределенным на интервале, существенно большем $\Phi_0 = f_0 \tau_{\text{и}} / \Pi_{\text{и}}$, то вид сигнала (немодулированный, частотно-модулированный, фазо-манипулированный, шумоподобный) мало влияет на потенциальную точность измерений дальности, скорости (и ускорения); она определяется полосой частот и энергией сигнала. Это связано с тем, что в этом случае скорость (ускорение) более точно измеряется по разности отсчетов времени запаздывания, чем по доплеровскому смещению частоты.

При измерении по импульсам, распределенным на интервале, существенно меньшем Φ_0 , преимущества имеют псевдослучайные сигналы, позволяющие измерять дальность и скорость по одному импульсу.

В общем случае задача сравнения сигналов различной формы должна решаться с учетом назначения и специфики работы радиолокационного устройства, т. е. необходимо учитывать такие факторы, как степень сложности генерирования и обработки радиолокационных сигналов при обнаружении и сопровождении цели (целей), требуемые точности и разрешающие способности, устойчивость сигнала к различного рода искажениям в передающем и приемном трактах и на трассе распространения радиоволн. По совокупности противоречивых требований на различных этапах работы радиолокатора могут использоваться различные сигналы.

§ 6.18. Оптимальная обработка радиосигнала, искаженного модулирующей помехой (случай быстрых флюктуаций)

При анализе влияния модулирующих помех на качественные показатели обнаружения и измерения [§ 3.21, § 4.10] имелась в виду обработка принимаемых колебаний, оптимальная лишь для неискаженных сигналов или сигналов с очень медленным изменением модулирующей помехи в течение их длительности. Возможно, однако, оптимизация обработки и при наличии *модуляционных искажений, обусловленных быстрыми флюктуациями*. Применение когерентного накопления при этом ограничено, поэтому *наряду с когерентным должно использоваться некогерентное накопление*, что пояснялось и ранее на частных примерах.

Оптимальное соотношение когерентного и некогерентного накопления можно выявить из статистического синтеза устройств оптимальной обработки при наличии модулирующей и аддитивной помех.

Входящий в [5], § 2.10] практически стационарный комплексный модулирующий множитель $B(t)$ представим на интервале времени T , равном длительности сигнала, в виде ряда Фурье:

$$B(t) = \sum_i b_i e^{j(2\pi f_i t + \beta_i)},$$

где $f_i = i/T (i = 0, \pm 1, \dots)$; b_i, β_i — случайные слабо зависимые релеевские амплитудные множители и начальные фазы. Если флюктуации быстрые и их общая полоса $\Pi_{\text{фл}} \gg 1/T$, число членов ряда оказывается достаточно большим. Ожидаемый сигнал с несущей частотой f_0 и с комплексной амплитудой $X(t)$ при наличии флюктуаций будет

$$\begin{aligned} x(t) &= \operatorname{Re} [B(t) X(t) e^{j2\pi f_0 t}] = \\ &= \sum_i b_i \operatorname{Re} \{X(t) e^{j[2\pi(f_0 + f_i)t + \beta_i]}\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Средняя мощность этого сигнала определяется выражением

$$P_{\text{ср}} = \frac{1}{T} \int_0^T \overline{x^2(t)} dt = \sum_i \overline{b_i^2} \frac{1}{2T} \int_0^T |X(t)|^2 dt = \sum_i P_{\text{ср}i}. \quad (2)$$

Выражение (2) характеризует распределение мощности сигнала как по дискретным частотам флюктуаций (при описании их дискретным спектром), так и распределение по интервалам частот $\delta f = 1/T$ (при описании сплошным спектром). Отношение средней мощности сигнала $P_{\text{ср}i}$, приходящейся на интервал $\delta f_i = 1/T$, к величине этого интервала назовем *спектральной плотностью распределения мощности сигнала по спектру флюктуаций*:

$$N_{\text{фл}}(f_i) = \frac{P_{\text{ср}}}{\delta f_i} = \frac{1}{2} \overline{b_i^2} \int_0^T |X(t)|^2 dt. \quad (3)$$

В частности, при $f_i = 0$ значение

$$N_{\text{фл}}(0) = \frac{1}{2} \overline{b_0^2} \int_0^T |X(t)|^2 dt. \quad (4)$$

Вводя относительную спектральную плотность $S(f_i)$ как отношение спектральных плотностей (3) и (4) и обозначая $\overline{b_0^2} = C^2$, получим

$$S(f_i) = \frac{N_{\text{фл}}(f_i)}{N_{\text{фл}}(0)} = \frac{\overline{b_i^2}}{C^2}, \quad (5)$$

откуда

$$\overline{b_i^2} = C^2 S(f_i), \quad b_i = C \sqrt{S(f_i)} B_i, \quad (6)$$

где B_i — нормированный случайный релеевский множитель, для которого $\overline{B_i^2} = 1$. В силу (1) и (6)

$$x(t) = \sum_i B_i \operatorname{Re} [X_i(t) e^{j(2\pi f_0 t + \beta_i)}], \quad (7)$$

где

$$X_i(t) = C \sqrt{S(f_i)} X(t) e^{j2\pi f_i t}. \quad (8)$$

В ряде случаев, например, если мощность ожидаемого сигнала $\frac{1}{2T} |X(t)|^2$ представляет собой медленно меняющуюся функцию времени, колебания $X_i(t)$ и $X_k(t)$ при $i \neq k$ можно считать ортогональными, т. е.

$$\int_0^T X_i(t) X_k^*(t) dt \approx \text{const} \int_0^T e^{j2\pi \frac{i-k}{T} t} dt = 0 \quad (i \neq k).$$

Тогда между выражениями (7) и [(1), § 3.17] проведем естественную аналогию. В обоих случаях имеем разложение по ортогональным функциям, в случае (7) ортогональность обусловлена частотным разносом. Не повторяя вновь вывода § 3.17, а используя конечное выражение [(3), § 3.17], получим

$$\ln l = \sum_i \frac{1}{N_0} \frac{Z_i^2}{\mathcal{E}_i + N_0} + \text{const}. \quad (9)$$

Входящая в (9) энергия $\mathcal{E}_i$ колебания $X_i(t)$ в соответствии с (4), (5), (8) при этом будет

$$\mathfrak{Z}_i = \frac{1}{2} \int_0^T |X_i(t)|^2 dt = S(f_i) N_{\text{фл}}(0). \quad (10)$$

В свою очередь, квадрат модульного значения корреляционного интеграла Z_i^2 определяется выражением

$$\begin{aligned} Z_i^2 &= \left| \frac{1}{2} \int_0^T Y(t) X_i^*(t) dt \right|^2 = \\ &= \frac{1}{4} C^2 S(f_i) \left| \int_0^T Y(t) X^*(t) e^{-j2\pi f_i t} dt \right|^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Соотношения (9)—(11) позволяют обосновать несколько разновидностей одноцелевых и многоцелевых схем оптимальной обработки принимаемых колебаний при наличии быстрых флуктуаций.

В соответствии с (9), (11) на первой из схем (рис. 6.68) предусмотрен набор параллельных фильтровых каналов, рассчитанных на прием неискаженных сигналов $X_i(t)$ с одинаковой неслучайной модуляцией $X(t)$, но смещенными несущими частотами $f_0 + i/T$. Выходы каналов подаются на квадратичные детекторы и затем на схему весового суммирования, построенную с учетом неравномерного распределения мощности сигнала по спектру флуктуаций. Если флуктуации обусловлены неодинаковой радиальной скоростью отдельных блестящих точек цели, то отражения от разных точек обрабатываются в различных каналах схемы и суммируются некогерентно.

Переход к последующим схемам возможен после математических преобразований исходной суммы (9). Предварительно преобразуем выражение для i -го слагаемого суммы (9) с учетом (10), (11). Ис-

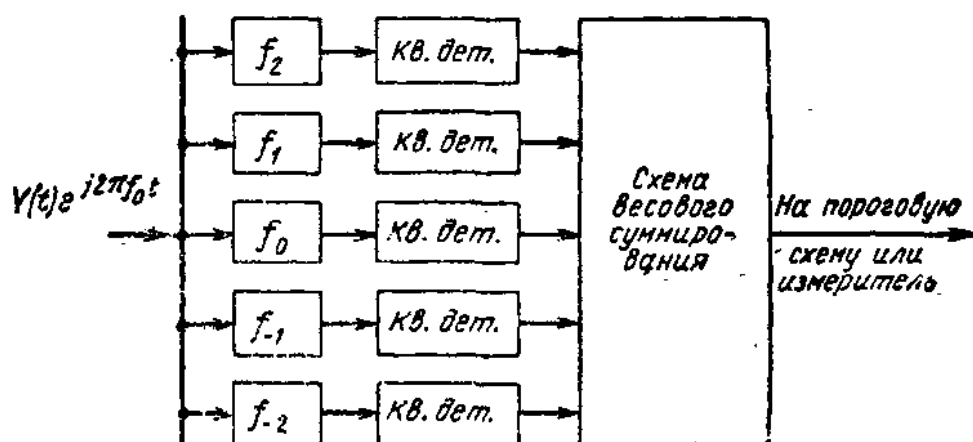


Рис. 6.68. Схема оптимальной обработки быстрофлуктуирующего сигнала с параллельными фильтровыми каналами

пользуя замену квадрата модуля комплексного числа произведением сопряженных чисел, а произведения интегралов — двойным интегралом, получим:

$$\frac{1}{N_0} \frac{Z_i^2}{\partial_i + N_0} = \frac{A}{T} \frac{S(f_i)}{1 + hS(f_i)} \int_0^T \int_0^T Y(t) Y^*(s) X^*(t) X(s) e^{-j2\pi f_i(t-s)} dt ds, \quad (12)$$

где

$$h = \frac{N_{\text{фл}}(0)}{N_0}, \quad (13)$$

$$A = \frac{C^2 T}{4N_0^2}. \quad (14)$$

Вводя вспомогательную функцию

$$\Phi(t-s) = \frac{1}{T} \sum_i \frac{S(f_i)}{1 + hS(f_i)} e^{-j2\pi f_i(t-s)}, \quad (15)$$

представим сумму (9) со слагаемыми (12) в виде двойного интеграла, тогда

$$\ln l = A \int_0^T \int_0^T Y(t) Y^*(s) X^*(t) X(s) \Phi(t-s) dt ds. \quad (16)$$

Для случая быстрых флуктуаций $1/T \ll \Pi_{\text{фл}}$ функция $S(f)$ мало меняется на протяжении интервала $1/T = \delta f$ и в (15) возможен предельный переход от суммы к интегралу, т. е.

$$\Phi(t-s) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(f)}{1 + hS(f)} e^{-j2\pi f(t-s)} df. \quad (17)$$

Замечая, что любое число a можно записать в виде $a = (\sqrt{a})^2$, и используя определение и спектральное представление дельта-функции, получим:

$$\begin{aligned} \frac{S(f)}{1 + hS(f)} &= \sqrt{\frac{S(f)}{1 + hS(f)}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{S(v)}{1 + hS(v)}} \delta(v-f) dv = \\ &= \sqrt{\frac{S(f)}{1 + hS(f)}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{S(v)}{1 + hS(v)}} e^{-j2\pi \lambda(v-f)} d\lambda dv. \end{aligned}$$

После подобной замены выражение (17) сводится к тройному интегралу, который, в свою очередь, можно представить в виде интеграла свертки:

$$\Phi(t-s) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(\lambda-t) \eta^*(\lambda-s) d\lambda, \quad (18)$$

где

$$\eta(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{S(f)}{1+hS(f)}} e^{j2\pi f\tau} df. \quad (19)$$

Подставляя (18) в (16), получим

$$\ln l = A \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_0^T Y(t) X^*(t) \eta(\lambda-t) dt \right|^2 d\lambda. \quad (20)$$

Полученная формула (20) позволяет прийти к новой схеме (рис. 6.69) — к *одноцелевой корреляционно-фильтровой схеме обработки*. В смесителе этой схемы перемножаются два колебания: принимаемое $Y(t) e^{j2\pi f_0 t}$ и гетеродинное $X^*(t) e^{-j2\pi f_{\Gamma} t}$, соответствующее ожидаемому закону модуляции в отсутствие флюктуаций. Снимаемые со смесителя колебания $Y(t) X^*(t) e^{j2\pi f_{\text{пр}} t}$ промежуточной частоты $f_{\text{пр}} = f_0 - f_{\Gamma}$ поступают на интегрирующий фильтр. Импульсная характеристика этого фильтра согласно (20) с точностью до задержки в фильтре подбирается равной $\eta(t) e^{j2\pi f_{\text{пр}} t}$. Для области частот $f > 0$ это соответствует частотной характеристике вида

$$K(f) = \sqrt{\frac{S(f-f_{\text{пр}})}{1+hS(f-f_{\text{пр}})}}.$$

Время когерентного интегрирования этого фильтра значительно меньше T , при малых h оно порядка $1/P_{\text{фл}}$. Таким образом, оптимальное когерентное накопление удастся проводить лишь в течение части общей длительности сигнала, тем меньшей, чем больше произведение $P_{\text{фл}} T$. Поэтому операции оптимальной обработки предусматривают далее квадратичное детектирование и некогерентное накопление после детектора за время, соответствующее полной длительности принимаемого сигнала.

Схема рис. 6.69 представляет особенно большой интерес как

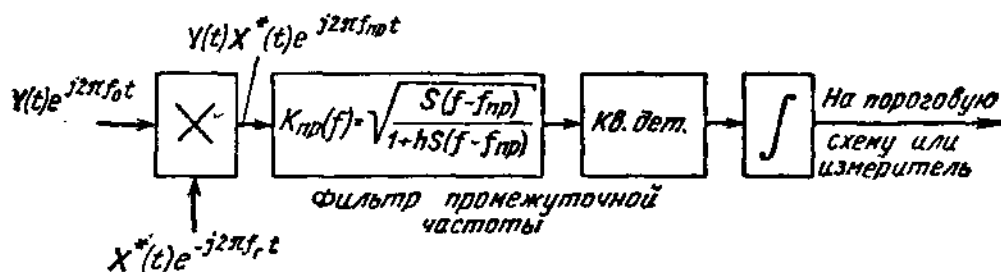


Рис. 6.69. Одноцелевая корреляционно-фильтровая схема оптимальной обработки быстрофлюктуирующего сигнала

составная часть *устройств автосопровождения* (по дальности, скорости, угловой координате и т. д.). Ранее пояснялось (см. § 6.15), что для автосопровождения по дальности достаточно использовать две одинаковые схемы корреляционной обработки (в данном случае такого вида, как на рис. 6.69), на смесители которых следует подать опорные колебания, сдвинутые на время $\pm \tau_0/2$ относительно принимаемых полезных сигналов. Здесь τ_0 — величина порядка элемента разрешения по времени запаздывания. Особенностью обработки при наличии флуктуаций является *сочетание когерентного и некогерентного интегрирования*.

Схема рис. 6.69 упрощается, а ее возможности расширяются, если принимаемый сигнал не имеет частотной или фазовой модуляции. Учет одной амплитудной модуляции сигнала при формировании гетеродинного напряжения теряет смысл, так как время когерентного интегрирования в фильтре, примерно равное $1/P_{\text{фл}}$, много меньше длительности сигнала. Тогда в качестве гетеродинного можно использовать простое монохроматическое колебание, и схема сводится к схеме обычного супергетеродинного приемника. Полоса пропускания видеоусилителя этого приемника, примерно равная $1/T$, должна быть согласована с длительностью сигнала T , она заметно меньше полосы пропускания усилителя промежуточной частоты, примерно равной $P_{\text{фл}}$. При монохроматическом гетеродинном напряжении эта схема способна оптимально обрабатывать сигналы, приходящие с различных дальностей. Допплеровские расстройки принимаемых сигналов могут быть учтены за счет многоканальной схемы обработки по промежуточной частоте (см. § 6.8).

Выполняемые операции особенно наглядны, если $X(t) = \text{const} = 1$, а спектр флуктуаций прямоугольный. Тогда фильтр промежуточной частоты должен представлять собой полосовой фильтр, отсекающий внеполосные шумы и пропускающий без искажения сигнал $Y(t)$. Амплитуда $|Y(t)|$ возводится в квадрат и интегрируется за длительность сигнала, т. е. оптимальная обработка сводится к операции

$$\ln l = A \int_0^T |Y(\lambda)|^2 d\lambda. \quad (21)$$

Поскольку рассматриваемое быстрофлуктуирующее колебание ничем не отличается от отрезка шума в полосе P , мы здесь попутно получили важное для материала гл. 8 *правило оптимального обнаружения колебания в виде отрезка шумовой реализации*, принимаемого на фоне аддитивного стационарного шумового процесса. Это правило сводится к *фильтрации* колебания с помощью полосового усилителя, к *квадратичному детектированию* и *некогерентному накоплению* за время длительности сигнала. Для принятия решения найденная величина сравнивается с порогом.

Выведенная выше формула (20) позволяет также оценить необходимые изменения в схемах *многоцелевой фильтровой обработки*, которые следует провести при учете быстрых флуктуаций вторичного излучения цели. Сигнал считаем частотно- или фазо-модулированным (или -манипулированным). С определенной степенью приближения заменим интегрирование по λ в выражении (20) суммированием. Тогда справедливы пропорциональные зависимости

$$\ln l \equiv \sum_m \left| \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) X^*(t) \eta(\lambda_m - t) dt \right|^2$$

или

$$\ln l \equiv \sum_m \left| \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) \underline{U}_m^*(t) dt \right|^2, \quad (22)$$

где

$$\underline{U}_m(t) = X(t) \eta^*(\lambda_m - t). \quad (23)$$

Из материала гл. 3 следует, что операции (22), (23) могут быть сведены к *сочетанию фильтровой обработки, квадратичного детектирования и суммирования*. В соответствии с множителем $\eta^*(\lambda_m - t)$ в (23) импульсные характеристики фильтров ($m = 1, 2, \dots$) должны иметь длительность, существенно меньшую длительности сигнала. Уменьшение длительности импульсной характеристики сокращает время когерентного накопления; это восполняется некогерентным накоплением. Вариант обработки (22), (23) представлен на рис. 6.70. Обработка осуществляется известной схемой в виде линии задержки с отводами, в которые включены элементы весовой передачи напряжения. При отсутствии флуктуаций выводы всех этих элементов были бы поданы на общий сумматор. С учетом флуктуаций отводы объединяются групповыми сумматорами (на схеме не показаны), на выходе каждого группового сумматора ставятся показанные на схеме квадратичные детекторы, затем происходит объединение выходов групп на входе общего сумматора схемы. Все это реализует оптимальное сочетание когерентного и некогерентного накопления при фильтровой обработке.

Изменение алгоритмов обработки с учетом модулирующих помех меняет структуру тел и диаграмм неопределенности. Алгоритм оптимальной обработки определяется теперь выражением вида (16), а не [(4), § 6.2]. В остальном применимы изложенные в § 6.2 соображения. Так, можно ввести в рассмотрение расстройку приходящего сигнала на τ , F по отношению к ожидаемому и при этом выходной эффект обработки оценить без учета влияния аддитивной шумовой помехи. С точностью до множителя этот выходной эффект можно далее представить в виде функции неопределенности с учетом модулирующей помехи

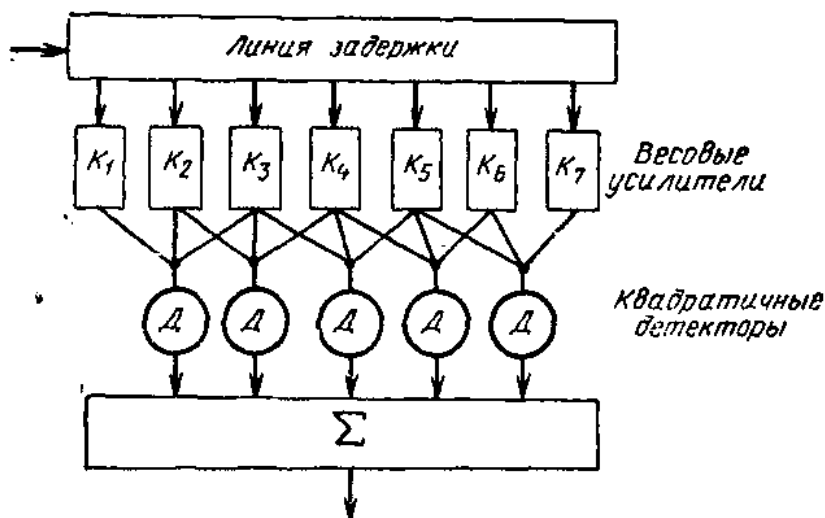


Рис. 6.70. Многоцелевая схема фильтрового типа для оптимальной обработки быстрофлюктуирующего сигнала с частотной или фазовой модуляцией (манипуляцией)

$$\psi_m(\tau, F) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(f)}{1 + hS(f)} \psi^2(\tau, F + f) df, \quad (24)$$

где $\psi(\tau, F)$ — двумерная автокорреляционная функция без учета модулирующей помехи.

При дельтаобразном спектре флюктуаций функция неопределенности $\psi_m^2(\tau, F) = \psi^2(\tau, F)$. В противном случае пик тела, а значит, и диаграмма неопределенности, размывается.

Последнее утверждение и соответствующая ему формула (24) отражают эффект ухудшения разрешающей способности по скорости за счет флюктуаций вторичного излучения цели. В некоторых случаях возможно и ухудшение разрешающей способности по дальности, в частности для ЛЧМ сигнала большой длительности, имеющего неопределенность дальность — скорость.

§ 6.19. Влияние условий распространения на когерентные сигналы, имеющие широкую полосу частот или большую длительность

В процессе распространения может изменяться фазовая структура сигнала и его огибающая. Если выходной эффект схемы оптимальной обработки в отсутствие влияния среды можно было охарактеризовать двумерной автокорреляционной функцией $\psi(\tau, F)$ [(7), § 6.3], то с учетом влияния среды могут потребоваться взаимные корреляционные функции более сложного вида, например

$$\begin{aligned} \psi(\tau, F, \beta_{cp1}, \beta_{cp2}, \dots) = \\ = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(s, \beta_{cp1}, \beta_{cp2}, \dots) U^*(s + \tau) e^{-j2\pi F s} ds \right|, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\beta_{cp1}, \beta_{cp2}, \dots$ — некоторые обобщенные параметры среды. Если не представляется возможным измерить и учесть эти параметры, а их влияние достаточно велико, то величина пика сигнала заметно уменьшается. В качестве примера на рис. 6.71 показано искажение диаграммы неопределенности колокольного радиоимпульса с постоянной мгновенной частотой и полосой частот $\Pi_{\text{н}}$, вызванное влиянием ионизированной среды. Причиной искажения является изменение формы сигнала за счет дисперсии в среде, не учитываемое при обработке в приемном устройстве. На рис. 6.71 в качестве обобщенного выбран параметр среды $\Pi_{\text{ср}}$, определяемый приведенной ниже формулой (4).

Дисперсионные искажения приводят к ухудшению разрешающей способности, точности определения координат и к уменьшению отношения сигнал/помеха. Рассмотрим эти искажения подробнее.

Зададимся частотной характеристикой среды $K_{\text{ср}}(f)$ с учетом двукратного прохождения сигнала через нее и спектральной плотностью сигнала после линейной обработки $g(f) = g_0(f)K_{\text{опт}}(f)$, где $g_0(f)$ — спектральная плотность в отсутствие влияния среды.

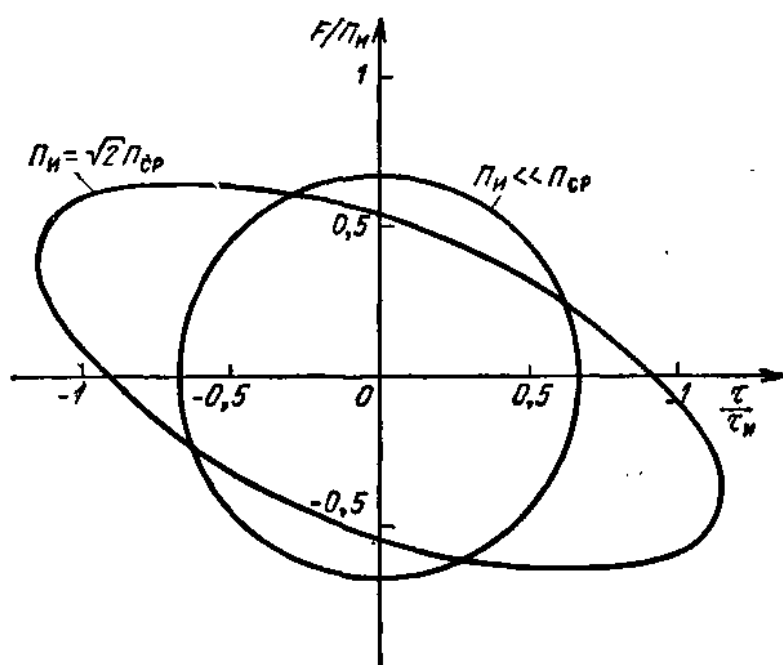


Рис. 6.71. Искажение диаграммы неопределенности колокольного радиоимпульса с постоянной мгновенной частотой, вызванное влиянием ионизированной среды

Тогда принятое колебание

$$u_{\text{пр}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(f) K_{\text{ср}}(f) e^{j2\pi ft} df. \quad (2)$$

Из возможных видов искажений (амплитудно-частотных $|K_{\text{ср}}(f)| \neq \text{const}$ и фазо-частотных $\arg K_{\text{ср}}(f) = -2\psi_{\text{п}}(f)$ — нелинейная функция) наиболее существенное значение для УКВ имеют фазо-частотные, вызываемые нелинейностью фазо-частотной характеристики среды [(5), приложение 8]

$$2\psi_{\text{п}}(f) = 4\pi \frac{f}{c} \int_0^{r_{\text{п}}} n dr, \quad (3)$$

где величина коэффициента преломления n определяется соотношением [(4), § 5.8]. Нелинейность фазо-частотной характеристики приводит к непостоянству времени группового запаздывания отдельных групп частот:

$$t_{\text{гр}} = \frac{1}{\pi} \frac{d\psi_{\text{п}}(f)}{df}.$$

Поскольку для тропосферы характеристика (3) обычно линейна (на волнах длиннее единиц сантиметров), анализ искажений представляет интерес только для ионосферы. Для диапазона УКВ эти искажения определяются выражением

$$t_{\text{гр}} \approx \frac{2r}{c} + \frac{80,8 N_{\text{инт}}}{cf^2},$$

где $N_{\text{инт}} = \int_0^{r_{\text{п}}} N_{\text{э}} dr$ — интегральная электронная концентрация, в свою очередь $N_{\text{э}}$ — концентрация электронов в отдельных точках трассы (см. § 5.8).

На рис. 6.72 показана зависимость группового запаздывания в ионосфере от частоты f . Именно этой зависимостью вызван скос диаграммы неопределенности, изображенной на рис. 6.71. Физически это означает, что импульс на выходе схемы обработки становится частотно-модулированным. В окрестности несущей $f_0 \gg f_{\text{пл}}$, где $f_{\text{пл}}(гц) = 9 \sqrt{N_{\text{э}}(м^{-3})}$ — собственная частота плазменных колебаний, обычно справедлива линейная аппроксимация графика рис. 6.72.

Это значит, что в пределах некоторой полосы частот $\Pi_{\text{и}}$ изменение группового запаздывания $\Delta t_{\text{гр}}$ приближенно определяется выражением

$$\Delta t_{\text{гр}} \approx \frac{162 N_{\text{инт}} \Pi_{\text{и}}}{cf_0^3}.$$

Искажения сигнала можно считать в ряде случаев допустимыми, если $\Delta t_{гр}$ не превышает длительности сжатого импульса $1/P_{н}$. Отсюда допустимая ширина спектра сигналов $P = P_{ср}$, распространяющихся в ионизированной среде без больших фазовых искажений, определяется соотношением

$$P_{ср} \approx 1,9 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{f_0^3}{2N_{инт}}}. \quad (4)$$

Здесь $P_{ср}$ и f_0 выражены в гц, а $N_{инт}$ — в электрон/м².

На графике рис. 6.73 приведены результаты численной оценки $P_{ср}$ в зависимости от f_0 и $N_{инт}$. Если цель находится за ионосферой, то удвоенное значение $N_{инт}$ в зависимости от состояния ионосферы и угла места цели лежит в пределах $10^{17} \div 10^{19}$ (при искусственной ионизации значения $N_{инт}$ могут существенно увеличиваться). График показывает, что без специального учета фазовых искажений в ионосфере можно использовать ограниченную полосу частот $P_{ср}$, тем меньшую, чем выше степень ионизации и ниже несущая частота (например, для интегральной концентрации

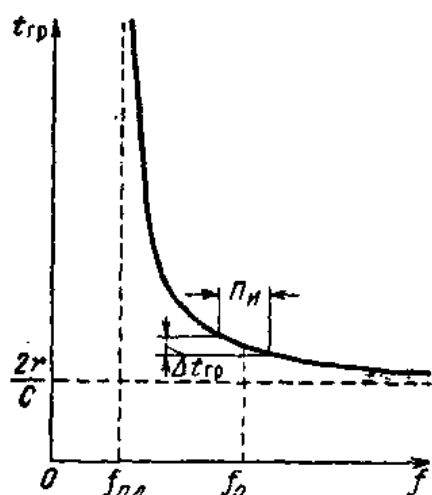


Рис. 6.72. Зависимость группового запаздывания от частоты f в ионизированной среде

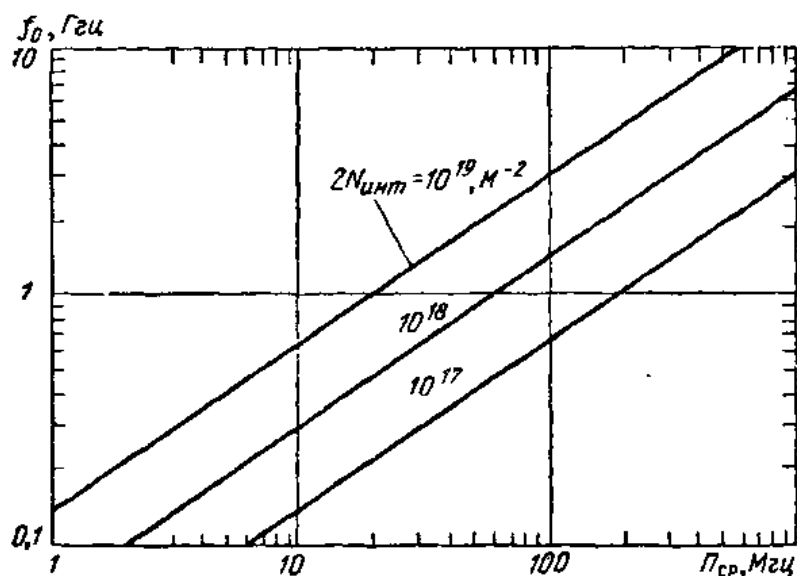


Рис. 6.73. Ширина спектра $P_{ср}$ колебаний, распространяющихся в ионосфере без больших дисперсионных искажений, в зависимости от несущей частоты f_0 для различных значений интегральной концентрации $N_{инт}$

$2N_{\text{инт}} \approx 10^{18}$ электрон/ м^2 и несущей частоты $f_0 = 1000$ МГц — не более 60 МГц).

Еще одним эффектом, существенным для сигналов большой длительности, является появление ошибки измерения радиальной скорости цели v_r , если не вводится поправка на реальные параметры среды.

Ошибка измерения v_r может наблюдаться как при ее определении по доплеровской частоте, так и по изменению времени группового запаздывания.

Поправка $\Delta F_{\text{д}}$ доплеровской частоты $F_{\text{д}}$ по сравнению с величиной $F_{\text{д0}} = f_0 \frac{2v_r}{c}$ находится путем дифференцирования фазового запаздывания $2\psi_{\text{ц}}[r_{\text{ц}}(t), \varepsilon_{\text{ц}}(t), \beta_{\text{ц}}(t), t]$ по времени.

Замечая, что $\frac{d}{dt} = \mathbf{v} \text{grad} + \frac{\partial}{\partial t}$, получим

$$F_{\text{д}} = F_{\text{д0}} + \Delta F_{\text{д}} = \frac{1}{\pi} \frac{d\psi_{\text{ц}}}{dt} = \frac{1}{\pi} \left(\mathbf{v} \text{grad} \psi_{\text{ц}} + \frac{\partial \psi_{\text{ц}}}{\partial t} \right).$$

Используя [(12), приложение 8] и пренебрегая малыми высшего порядка, найдем

$$\Delta F_{\text{д}} = 2 \frac{f}{c} \left[\frac{\alpha_{\text{ц}}}{2} v_r + (v_l - v_r) + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{r_{\text{ц}}} \alpha dr \right],$$

где v_r — радиальная составляющая вектора скорости $\mathbf{v}$ цели; v_l — его проекция на луч; $\alpha = 2(n - 1)$ — отклонение показателя преломления среды n от единицы; $\alpha_{\text{ц}} = 2(n_{\text{ц}} - 1)$ — значение α в районе цели.

Найденная поправка вызывается тремя причинами:

1. Отличием фазовой скорости распространения в районе цели от скорости света в вакууме (отличием коэффициента преломления $n_{\text{ц}}$ от единицы).

2. Непрямолинейностью распространения, приводящей к конечной разности:

$$v_l - v_r = v_{\varepsilon} \Delta \varepsilon_{\text{ц}} + v_{\beta} \Delta \beta_{\text{ц}}.$$

Здесь $\Delta \varepsilon_{\text{ц}}$ и $\Delta \beta_{\text{ц}}$ — отклонения луча в районе цели от прямой «радиолокатор — цель»; v_{ε} и v_{β} — составляющие скорости $\mathbf{v}$, нормальные к лучу.

3. Возможной нестационарностью показателя преломления среды $n \approx 1 + \frac{\alpha}{2}$.

Если поправка $\Delta F_{\text{д}}$ не учитывается, допускается ошибка измерения радиальной скорости

$$\Delta v_r = v_r \frac{\alpha_n}{2} + (v_l - v_r) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{r_n} a dr. \quad (5)$$

Аналогичная ошибка возможна, когда радиальная скорость определяется по изменению группового запаздывания. Величину ее можно найти путем дифференцирования по времени выражений [(1'), (1''), § 5.21]. По абсолютному значению эта ошибка совпадает с (5). По знаку она совпадает в тропосфере и противоположна в ионосфере.

Численно при скорости цели $v = 6$ км/сек ошибка Δv_r в тропосфере не превышает 10 м/сек. Ее величина при $\lambda = 1$ м в обычной ионосфере также не превышает 10 м/сек, с уменьшением длины волны λ ошибка уменьшается пропорционально λ^2 . При наличии искусственной ионизации величина ошибки существенно увеличивается.

Е. МЕТОДЫ ИСКУССТВЕННОГО СИНТЕЗИРОВАНИЯ РАСКРЫВА АНТЕНН И ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ

§ 6.20. Использование когерентных сигналов большой длительности в РЛС с синтезированным раскрывом антенны

Каждому приходилось наблюдать изменение тона гудка пронесшегося поезда. Этот факт показывает, что частота Допплера в определенных случаях может служить мерой углового положения излучающего объекта и использоваться для измерения угловой координаты и разрешения по углу. Последнее затруднено при отсутствии данных о скорости движения и расстоянии до излучающего объекта. Благоприятные условия, однако, имеют место в случае бокового обзора земной поверхности с летательного аппарата, строго выдерживающего курс, высоту и скорость.

В отличие от радиолокаторов кругового обзора, радиолокаторы бокового обзора имеют несканирующие, невращающиеся, вытянутые вдоль линии пути синфазные антенны. Обзор земной поверхности производится при этом за счет перемещения летательного аппарата. Результаты обзора поперечных (линии пути) полосок поверхности записываются на фотоленте. Скорость протяжки ленты согласуется с перемещением летательного аппарата.

Разрешающая способность в поперечном направлении зависит от полосы зондирующих сигналов и угла места объектов в поперечной плоскости. Поскольку непосредственно под летательным аппаратом она оказывается низ-

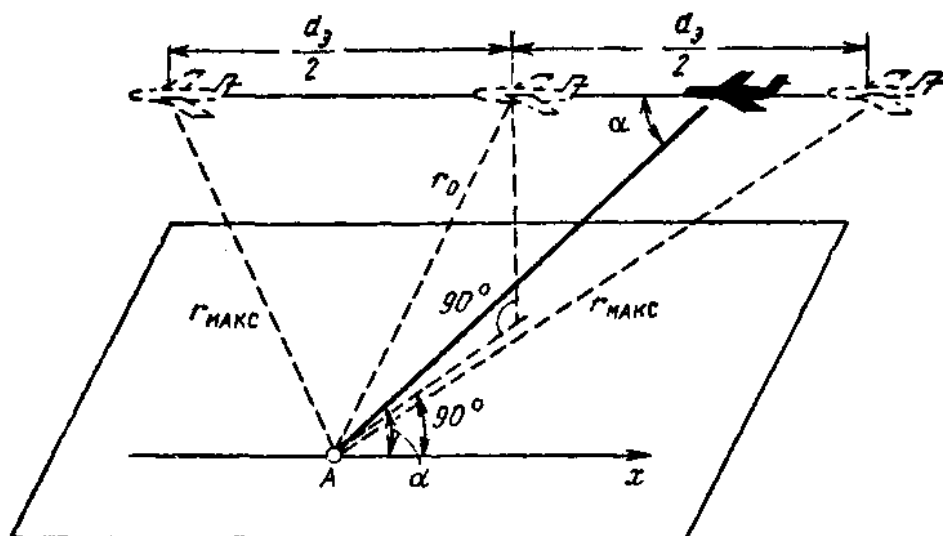


Рис. 6.74. Пояснение модуляции частоты и фазы принимаемых колебаний в РЛС с синтезированным раскрывом антенны

кой, обычно просматриваются две полосы земной поверхности, боковые по отношению к линии пути.

Разрешающая способность вдоль линии пути различна при некогерентной и когерентной обработке. В первом случае она определяется шириной диаграммы направленности, соответствующей раскрыву размещенной на летательном аппарате антенны. При когерентной обработке она может быть существенно увеличена соответственно синтезированному раскрыву, определяемому величиной перемещения летательного аппарата за время обработки. Дополнительная информация связана с использованием частоты Доплера как меры углового положения.

Поясним сказанное рис. 6.74. Пусть вдоль прямой x , параллельной линии пути летательного аппарата, лежащей в полосе бокового обзора, расположены первичные излучатели A непрерывных монохроматических колебаний частоты f_0 . В каждый момент времени излучаемые ими колебания можно различать по доплеровской частоте $F_d = \frac{v_r}{c} f_0 \cos \alpha$. Если прием осуществляется длительное время, наблюдается модуляция частоты принимаемых колебаний. Закон модуляции можно установить, оценивая изменение во времени расстояния от приемника до точки A

$$r = \sqrt{r_0^2 + v^2 (t_A - t)^2} \approx r_0 + \frac{v^2}{2r_0} (t_A - t)^2, \quad (1)$$

где t_A — момент времени, когда приемник находится на кратчайшем расстоянии r_0 от точки A и $|v(t_A - t)| \ll r_0$. Квадратичному изменению времени запаздывания r/c , а значит, и самой фазы принимаемых колебаний соответствует линейное изменение мгновенной частоты

$$f = f_0 \left(1 - \frac{1}{c} \frac{dr}{dt} \right) = f_0 + \frac{v^2}{r_0 \lambda} (t_A - t). \quad (2)$$

Таким образом, принимаемый сигнал оказывается частотно-модулированным, причем скорость изменения частоты

$$\frac{df}{dt} = - \frac{v^2}{r_0 \lambda}. \quad (3)$$

Пусть обработка принимаемого колебания производится в оптимальном фильтре, согласованном с ожидаемым частотно-модулированным колебанием. Такой метод обработки не является основным, но удобен для первоначального рассмотрения.

Принимая длительность импульсной характеристики фильтра равной τ_c , девиацию частоты обрабатываемого сигнала определим из соотношения

$$\Delta f = \left| \frac{df}{dt} \right| \tau_c = \frac{v^2}{r_0 \lambda} \tau_c. \quad (4)$$

В результате обработки на выходе оптимального фильтра в момент времени $t_A + t_0$ (t_0 — постоянная задержка в фильтре) будет наблюдаться пик сжатого импульса сигнала, принятого от излучателя A . Длительность сжатого импульса составит

$$\tau_{сж} \approx \frac{1}{\Delta f} = \frac{r_0 \lambda}{v^2 \tau_c}. \quad (5)$$

Аналогично, сжатый импульс можно получить и для сигнала, приходящего от любой другой точки A' . Временной интервал между этими импульсами будет $t_A - t_{A'} = \Delta x/v$, где v — скорость движения цели. Минимально разрешаемый временной интервал определяется длительностью сжатого импульса, откуда интервал разрешения вдоль оси x

$$\Delta x = \tau_{сж} v = \frac{r_0 \lambda}{v \tau_c}. \quad (6)$$

Отношение $\Delta x/r_0 = \theta_c$ можно рассматривать как меру синтезированного углового разрешения

$$\theta_c = \lambda/v\tau_c = \lambda/d_s,$$

где $d_s = v\tau_c$ — размер эквивалентного синтезированного раскрыва, образованного в результате перемещения точки приема за длительность когерентного накопления τ_c .

Максимально возможное время интегрирования $\tau_{с макс} = \theta_0 r_0/v$ ограничивается возможностью одновременного одноканального приема сигналов от различных точек на оси Ax за

счет конечной ширины $\theta_0 = \lambda/d_0$ диаграммы направленности самой антенны летательного аппарата с раскрывом d_0

$$\tau_c \leq \tau_{c \text{ макс}} = \frac{\lambda}{d_0} \frac{r_0}{v}. \quad (7)$$

Тогда интервал разрешения вдоль оси x и эквивалентный раскрыв антенны ограничиваются неравенствами:

$$\Delta x = \frac{r_0 \lambda}{v \tau_c} \geq d_0, \quad (8)$$

$$d_0 = v \tau_c \leq \frac{\lambda r_0}{d_0}. \quad (9)$$

Подобное же повышение угловой разрешающей способности возможно не только при непрерывном излучении, но и при излучении пачек импульсов длительностью τ_c . Оптимальная когерентная обработка в этом случае несколько усложняется. Для однозначного учета доплеровских частот необходимо выполнить условие

$$\Delta f = \frac{v^2}{r_0 \lambda} \tau_c \leq \frac{1}{T}, \quad (10)$$

где T — период повторения импульсов, откуда в силу (7)

$$d_0 \geq vT, \quad (11)$$

так что в соответствии с (9)

$$d_0 \leq \frac{\lambda r_0}{vT}, \quad (12)$$

а

$$\Delta x \geq d_0 \geq vT. \quad (13)$$

Из приведенных соотношений следует, что радиолокационные станции с синтезированными антеннами, в том числе импульсные, могут обеспечить *весьма высокие угловые разрешающие способности*. Например, пусть $v = 300$ м/сек, $T = 10^{-2}$ сек, $\lambda = 3$ см, $r_0 = 60$ км, тогда $\Delta x \geq d_0 \geq 3$ м, $d_0 \leq 600$ м, $\tau_c \leq 2$ сек.

Приведенные данные свидетельствуют о больших возможностях систем с искусственным раскрывом. Тем не менее, при реализации таких систем встречаются определенные трудности и ограничения.

Нестабильности курса, высоты и скорости полета, а также нестабильности системы обработки несколько ограничивают потенциальные возможности подобных РЛС.

Следует иметь в виду, что РЛС с синтезированной апертурой обеспечивают правильное воспроизведение объектов на местности, когда последние *неподвижны*. Доплеровская поправка частоты, связанная с движением объекта, приводит, как известно, к вре-

менному смещению сжатого импульса на выходе оптимального фильтра. Поэтому движущийся по шоссе автомобиль может ошибочно наблюдаться вне шоссе.

Принципы синтеза раскрыва антенны могут быть в отдельных случаях использованы и для решения отдельных задач наземной радиолокации. За счет длительного когерентного накопления можно, например, получить дополнительное угловое разрешение группы летательных аппаратов (или даже элементов одного летательного аппарата) в направлении, поперечном линии визирования (хотя не исключены ошибки за счет взаимного перемещения объектов в группе). Синтез раскрыва может быть использован также при радиолокации планет и других космических объектов.

Фильтровая обработка, рассмотренная выше для пояснения синтеза апертуры, встречает определенные практические трудности при своем осуществлении. Эти трудности связаны с тем, что информация о фазе колебаний для ряда разрешаемых участков дальности должна сохраняться за время порядка секунды. Такое длительное хранение информации осуществимо при использовании долговременной памяти, цифровой или аналоговой. Одним из способов преодоления возникающих затруднений является запись информации на фотопленке и последующая обработка ее оптическими методами.

Для записи информации можно использовать, например, фотографирование разверток дальности экрана индикатора с яркостной отметкой на фотопленку, движущуюся перпендикулярно направлению развертывания. Чтобы иметь информацию не только об амплитуде, но и фазе, управляющее напряжение на электронно-лучевую трубку должно подаваться с фазового детектора (коррелятора), на который в качестве опорного подается стабильное напряжение промежуточной частоты. Для получения карты местности в координатах дальность — путь экспонированная и проявленная фотопленка может быть подвергнута специальной оптической корреляционной обработке.

§ 6.21. Принципы обработки когерентных сигналов с помощью оптических корреляторов и оптимальных фильтров

На рис. 6.75 показана простейшая схема оптической корреляционной обработки. На этой схеме плоская монохроматическая световая волна облучает проявленную фотопленку, расположенную в плоскости $1-1$ параллельно фронту световой волны. Прошедшие через фотопленку световые колебания собираются цилиндрической линзой L в ее фокальной плоскости $2-2$.

Представленная на рисунке простейшая схема позволяет выявить основную закономерность оптической обработки. Выберем

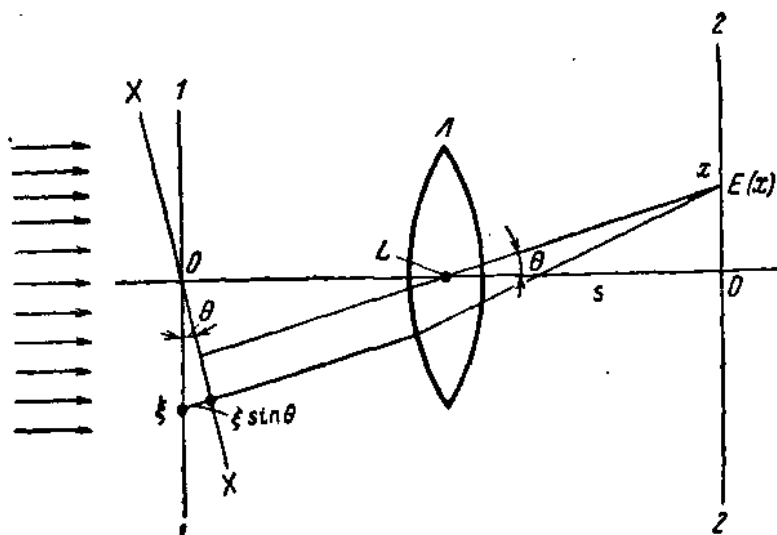


Рис. 6.75. Пояснение принципа оптической корреляционной обработки

точку x на пересечении плоскости 2—2 с плоскостью чертежа в пределах рабочей зоны линзы. Как известно из геометрической оптики, в такую точку сфокусируется плоская волна с фронтом $X-X$, перпендикулярным прямой, лежащей в плоскости чертежа и проходящей через точку x и оптическую ось OL линзы. Это значит, что длина оптического пути от всех точек плоскости $X-X$ до точки x одинакова, что позволяет принять эту плоскость за отсчетную при анализе наложения воздействий элементарных гюйгенсовских излучателей, расположенных в плоскости 1—1 (после фотопленки).

От элементарного излучателя в точке ξ плоскости 1—1 световая волна проходит до отсчетной плоскости путь $\xi \sin \theta$, что приводит к запаздыванию по фазе на $(2\pi / \lambda_0) \xi \sin \theta$. Поэтому в точке x воздействие элементарного излучателя в пределах от ξ до $\xi + d\xi$ пропорционально

$$dE_2(x) = E_1(\xi) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda_0} \xi \sin \theta} d\xi.$$

При малых значениях угла θ значение

$$\sin \theta \approx \theta \approx \frac{x}{s},$$

где s —фокусное расстояние.

Тогда, интегрируя по плоскости 1—1, получим

$$E(x) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\xi) e^{-j \frac{2\pi x}{\lambda_0 s} \xi} d\xi \right|. \quad (1)$$

Распределение амплитуд $E(x)$, таким образом, выражается модулем комплексного интеграла Фурье от поля световой волны на выходе пленки.

Преобразование (1) не является единственным, которое можно выполнить с помощью линзы. Совокупность возможных преобразований существенно расширяется, если перед облучаемой пленкой поставлена специальная маска, обеспечивающая в зависимости от ξ коэффициент пропускания света $A(\xi)$ и фазовый сдвиг $B(\xi)$. Тогда

$$E(x) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi) E_1(\xi) e^{-i \left[B(\xi) + \frac{2\pi x}{\lambda_0 s} \xi \right]} d\xi \right|. \quad (2)$$

Заметим, что характер интегрального преобразования (2) не изменится, если фазовый сдвиг $B(\xi)$ будет введен не с помощью маски, а каким-либо иным путем, например путем замены облучения пленки плоской волной — облучением ее цилиндрической волной. Точно так же маска не обязательно должна примыкать к пленке, а может быть поставлена на пути облучающего света, будучи разделенной с фотопленкой промежуточными линзами. Наличие в выражении (2) двух произвольно подбираемых функций и произвольно подбираемого параметра x позволяет обеспечить выполнение разнообразных вычислений, необходимых при когерентной обработке записанных на пленку сигналов.

В самом деле, величину $E_1(\xi)$ можно считать аналогом принимаемых колебаний $Y(t)$, записанных в данном случае на фотопленку. Комплексная амплитуда $A(\xi)e^{-iB(\xi)}$, заложенная в структуре маски и системе оптической обработки, является аналогом комплексно-сопряженного ожидаемого сигнала. Наконец, комплексный множитель $e^{-i \frac{2\pi x}{\lambda_0 s} \xi}$ можно считать аналогом множителя доплеровской частоты $e^{-i\Omega_d t}$. Если, например, выбрать функцию $A(\xi)$ в виде прямоугольного видеопульса, а функцию $B(\xi)$ — в виде принимающей два значения 0 и π кодированной последовательности, соответствующей закону фазовой манипуляции, то распределение по x будет соответствовать значениям корреляционных интегралов при фазовой манипуляции для различных доплеровских частот.

Если обработка сводится к вычислению корреляционного интеграла, не включающего доплеровского множителя, то в плоскости 2—2 можно расположить непрозрачный экран с узкой щелью, соответствующей $x=0$. За экраном может быть расположена экспонируемая фотопленка, на которую снимается результат оптической корреляционной обработки. Тогда обеспечивается вычисление корреляционного интеграла

$$..(0) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi) E(\xi) e^{-jB(\xi)} d\xi \right|. \quad (3)$$

Такое вычисление решает, например, задачу когерентной обработки принимаемых колебаний при боковом обзоре.

Как указывалось в § 6.20, выходное напряжение приемника РЛС бокового обзора может быть записано на фотопленку, так что строки поперек фотопленки соответствуют различным разверткам дальности. Пусть такая фотопленка протягивается в плоскости 1—1 вдоль оси ξ , ось дальности перпендикулярна плоскости чертежа, а в плоскости 2—2 за щелью синхронно протягивается светочувствительная фотопленка. Для каждого элемента дальности производится обработка (3). Эта обработка будет оптимальной, если обеспечен необходимый выбор маски. В частности на каждой дальности за счет выбора $A(\xi)$ должно быть свое оптимальное время интегрирования. Для всех дальностей функции $B(\xi)$ должны быть квадратичными $B(\xi) = b\xi^2$, с тем, чтобы учесть квадратичный закон изменения расстояния до разрешаемого элемента. При этом коэффициент b должен являться функцией расстояния (быть обратно пропорциональным расстоянию). На экспонируемой фотопленке записывается карта местности в неискаженной форме: поперек пленки дается запись по дальности, а вдоль пленки — в направлении пути.

В настоящее время технику когерентной оптической обработки, позволяющую перейти от искаженных к неискаженным фотографическим изображениям, называют голографией. Поэтому описанный выше метод обработки информации РЛС бокового обзора можно называть *голографическим*. Известным недостатком голографических методов обработки, не очень существенным, однако, при картографировании, является необходимость затраты времени на химическую обработку фотопленки после записи сигнала (проявление, фиксирование). Этот недостаток устраняется за счет применения новых ускоренных видов обработки, перехода от химической к термопластической записи и т. д.

Наряду с этим развиваются методы оптической обработки *без использования промежуточной записи сигнала*. Поясним возможность создания оптического *ультразвукового* оптимального фильтра для сжатия частотно-модулированных радиоимпульсов рис. 6.76, на котором показана прозрачная ультразвуковая линия задержки. Пусть колебания сигнала промежуточной частоты возбуждают в этой линии гармоническую ультразвуковую волну. Ее можно рассматривать как последовательность перемещающихся сгущений и разрежений вещества линии, которая в каждый момент времени по отношению к проходящему через линию свету представляет собой дифракционную решетку. Дифракционные максимумы из-

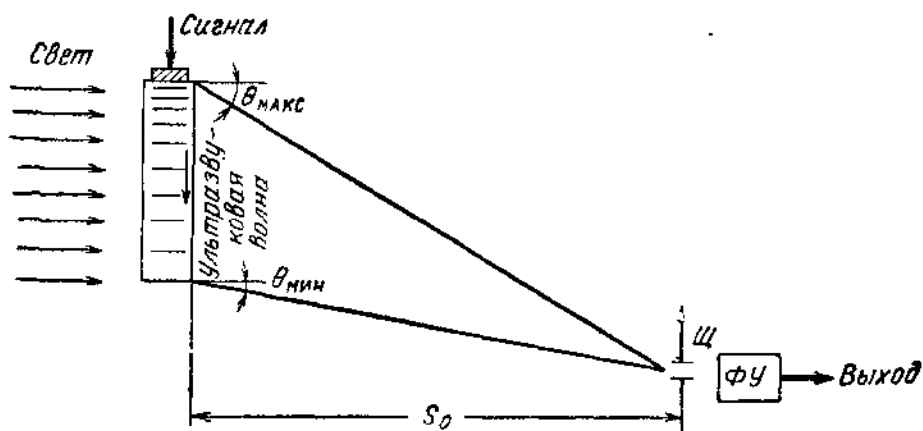


Рис. 6.76. Пояснение принципа оптической фильтровой обработки

лучения образуются в направлениях θ_n , для которых разность хода световых колебаний на выходе двух соседних сгущений или разрежений вещества $\lambda_y \sin \theta_n$ равна целому числу световых волн, т. е.

$$\theta_n = \arcsin \frac{n\lambda_0}{\lambda_y} \quad (n = 0, \pm 1, \dots),$$

где λ_y — длина волны ультразвуковых колебаний; λ_0 — длина световой волны. Для $n = 1$ при $\lambda_0 \ll \lambda_y$ дифракционный максимум имеет место в направлении

$$\theta_1 \approx \frac{\lambda_0}{\lambda_y} \approx \frac{\lambda_0}{v_y} f,$$

где v_y — скорость распространения и f — частота ультразвуковых колебаний.

При частотной модуляции колебаний, проходящих через линию, образуется дифракционная решетка с переменным шагом. Различным участкам линии в один и тот же момент времени будут соответствовать разные углы θ_1 от $\theta_{1\text{макс}} = (\lambda_0/v_y)f_{\text{макс}}$ до $\theta_{1\text{мин}} = (\lambda_0/v_y)f_{\text{мин}}$. При этом предполагается, что время задержки в линии равно длительности воздействующего на нее частотно-модулированного радиоимпульса, а момент наблюдения — концу воздействия, когда весь импульс заполняет линию. Как видно из рисунка, в указанный момент времени, даже без использования какой-либо фокусирующей линзы, имеет место фокусировка света в плоскости, лежащей на расстоянии s_0 от линии в направлении падающей волны. Величина s_0 определяется из соотношения

$$s_0 \approx \frac{v_y \tau_{\text{и}}}{\theta_{\text{макс}} - \theta_{\text{мин}}} \approx \frac{v_y \tau_{\text{и}}}{\lambda_0 \Delta f}, \quad (4)$$

где $\Delta f = f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}$ — частотная девиация. Сфокусированный свет, пройдя через щель $\mathcal{W}$ в непрозрачном экране, попадает на фотоумножитель $\Phi\mathcal{U}$, вызывая импульсы тока в выходной цепи фотоумножителя и напряжение на его нагрузке. Импульс напряжения на выходе фотоумножителя при соблюдении необходимых условий не отличается от импульса напряжения на выходе квадратичного детектора, включенного после обычного оптимального фильтра сжатия для частотно-модулированного радиоимпульса.

Если на вход оптического оптимального фильтра последовательно воздействуют неперекрывающиеся или частично перекрывающиеся частотно-модулированные радиоимпульсы, на выходе фотоумножителя можно последовательно наблюдать отдельные сжатые импульсы.

Поскольку величина s_0 , определяемая формулой (4), обычно очень велика, перед фотоумножителем ставится фокусирующая линза с фокусным расстоянием s_1 . Тогда фокусировка обеспечивается на расстоянии s_0 . Величина s_0 определяется по формуле геометрической оптики

$$\frac{1}{s_0'} = \frac{1}{s_0} + \frac{1}{s_1}.$$

ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ПОМЕХ АКТИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ ПОМЕХ

§ 7.1. Основные виды помех активной радиолокации

Как в радиовещании, радиосвязи и телевидении, в радиолокации может существенно сказываться влияние различного рода помех. Роль этих помех в активной радиолокации может оказаться еще большей, чем в других отраслях радиотехники, поскольку обычно имеет место существенное ослабление сигнала на пути распространения до цели и обратно. Кроме того, в радиолокации значительно более важную роль играют некоторые специфические виды помех, с которыми гораздо реже приходится считаться, например, в радиосвязи. Такими помехами являются, в частности, *пассивные помехи*, вызываемые переотражениями от мешающих объектов. Наряду с ними в ряде случаев существенно сказываются *активные помехи*, вызываемые различного рода источниками излучения.

По своему происхождению помехи могут быть *естественными*, *взаимными* и *искусственными*.

Естественными являются помехи природного происхождения. Например, естественные пассивные помехи образуются путем переотражений от холмов, гор, облаков и т. д. Естественные активные помехи (см. § 5.8) создаются излучениями Солнца и других внеземных источников. Активные помехи, вызываемые влиянием излучений различных радиоэлектронных средств друг на друга, называют *взаимными* помехами. Наряду с взаимными активными помехами иногда наблюдаются также взаимные пассивные помехи, когда в гористой местности помеха радиолокатору создается за счет переотражения колебаний, излучаемых другим радиолокатором.

Искусственные активные и пассивные помехи ставились радиолокаторам военного назначения во время боевых действий в ходе Второй мировой войны, войн в Корее, на Ближнем Востоке и во Вьетнаме. Согласно опубликованным данным о военной доктрине США создание помех является одной из форм радиоэлектронной войны. Под радиоэлектронной войной в США понимают целенаправленную подготовку и проведение военных действий, учитыва-

ющие широкое использование радиоэлектроники в военной технике противника.

По характеру воздействия помехи делятся на *маскирующие* и *имитирующие*. *Маскирующие* помехи создают фон, на котором трудно выделить сигнал, прикрываемый помехой; наряду с этим они обычно подавляют сигнал в нелинейных элементах приемника. *Имитирующие* помехи создают эффект ложных целей, затрудняя получение информации об истинных целях. Каждая из трех указанных выше разновидностей помех — естественная, взаимная и искусственная помеха — может быть в свою очередь *маскирующей* или *имитирующей*.

Рассмотрение помех и принципов защиты от них целесообразно начать с маскирующих помех. Будут рассмотрены маскирующие активные и пассивные помехи (естественные, взаимные и искусственные) и возможные принципы защиты от них. Затем подобное рассмотрение кратко проводится для имитирующих помех. По внутриприемным (§ 3.5) и модулирующим (§ 2.10, 2.13, 3.21, 4.10, 6.18) помехам материал дополняться не будет.

А. АКТИВНЫЕ МАСКИРУЮЩИЕ ПОМЕХИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ НИХ

§ 7.2. Естественные и взаимные маскирующие активные помехи и принципы защиты от них

Как уже отмечалось, к естественным маскирующим активным помехам можно отнести помехи дискретных источников (Солнца, Луны, радиозвезд и т. д.), которые создают шумы наряду с распределенными в атмосфере и космосе источниками излучений (см. § 5.8). Практически влияние на работу радиолокационных станций СВЧ диапазона могут оказывать Солнце и в меньшей степени Луна. Плотность потока мощности Солнца (см. рис. 5.32, б) на длине волны 10 см оказывается порядка $(10^{-20} — 10^{-18}) \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, где большее число соответствует повышенной солнечной активности. Эта плотность превышает плотность излучения абсолютно черного тела при температуре 6000° К в 10—1000 раз. На длине волны 1 м плотность потока мощности будет $(10^{-23} — 10^{-17}) \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

В последнее время очень важную роль начинают играть взаимные помехи. По мере стремительного увеличения числа используемых радиоэлектронных средств резко возрастает опасность их взаимных влияний. Чтобы устранить эти влияния, практикуется плановое распределение рабочих частот между различными радиоэлектронными средствами как на основе международных соглашений, так и на основе внутренних регламентаций в пределах каждой страны, каждой отрасли народного хозяйства и военного дела. Тем не менее, при отсутствии должных мер защиты

от взаимных помех наблюдается взаимное влияние радиоэлектронных средств даже с различными рабочими частотами. Последнее имеет место при наличии *внеполосных* и *побочных излучений* радиоэлектронных средств.

Внеполосными называются излучения в окрестности номинальной рабочей частоты, выходящие за пределы отведенной полосы частот. К *побочным* относятся излучения на гармониках, субгармониках, а также комбинационных частотах (в случае использования возбuditеля с преобразованием частоты). Наряду с внеполосными и побочными излучениями причиной взаимных помех являются *побочные каналы приема* в супергетеродинных приемных устройствах. Известно, что при воздействии на смеситель приходящих колебаний частоты f и колебаний гетеродина частоты f_{Γ} , на выходе смесителя образуются колебания ряда комбинационных частот $|nf \pm mf_{\Gamma}|$. Если какая-либо из этих частот совпадает с промежуточной, на которую настроены последующие каскады приемника, она усиливается и образуется побочный канал приема. В реальных условиях, когда $f_{\Gamma} \gg f_{\text{пр}}$, побочные каналы приема образуются на частотах входных колебаний $f_{mn} = \frac{1}{n} (mf_{\Gamma} \pm f_{\text{пр}})$. Характеристики направленности приемных и передающих антенн для внеполосных излучений, побочных излучений и каналов приема обычно отличаются от характеристик направленности для основных каналов излучения и приема, в первую очередь, значительно большим уровнем боковых лепестков.

Во многих случаях может создаться достаточно сложная обстановка. Действительно, в одном и том же районе передатчики радиоэлектронных средств создают основные, внеполосные и побочные излучения, а приемные устройства этих средств наряду с основными имеют побочные каналы приема. Если основной или побочный канал приема случайно совпадает с основным или побочным каналом излучения и интенсивность излучаемого колебания достаточно велика, может иметь место взаимная помеха, в частности маскирующая.

Так, например, частотно-модулированные и амплитудно-модулированные непрерывные колебания линий связи могут создавать маскирующую помеху импульсным радиолокационным приемникам. Узкополосным доплеровским приемникам маскирующую помеху могут создавать не только линии связи, но даже радиосредства, излучающие импульсы, так как последние растягиваются в узкополосных контурах.

Совокупность мер, направленных на исключение взаимных помех, обеспечивает *электромагнитную совместимость*. Наряду с правильным распределением частот и другими организационными мероприятиями электромагнитная совместимость достигается за счет фильтрации побочных излучений в передающих устройствах, гетеродинных колебаний в приемных трактах, за счет правиль-

ного использования условий распространения, особенностей местности, выбора режимов работы радиоэлектронных средств.

Сказанное здесь относительно взаимных маскирующих помех во многом относится и к взаимным имитирующим помехам, которые рассматриваются далее в § 7.19—7.21.

§ 7.3. Искусственные маскирующие активные помехи, особенности их воздействия и способы создания

В качестве искусственных маскирующих активных помех может быть использовано излучение шумовых колебаний. Шумовые колебания могут преднамеренно создаваться как генераторами с независимым возбуждением, так и генераторами с самовозбуждением, что более экономично, например специальными магнетронами, работающими в шумящем режиме.

При достаточно большом динамическом диапазоне приемника шумовые колебания создают эффект, аналогичный резкому увеличению внутреннего шума, что затрудняет обнаружение и измерение параметров радиолокационного сигнала при больших дальностях до цели. Очень мощные искусственные активные помехи, как и взаимные, могут действовать в принципе и по побочным каналам приема.

Если динамический диапазон приемника недостаточен и имеет место амплитудное ограничение (особенно в последних каскадах УПЧ, после сужения полосы пропускания), отношение сигнал-помеха после ограничителя еще более ухудшается. Это поясняется на рис. 7.1, где показано прохождение через ограничитель немодулированной синусоидальной помехи вместе с импульсом

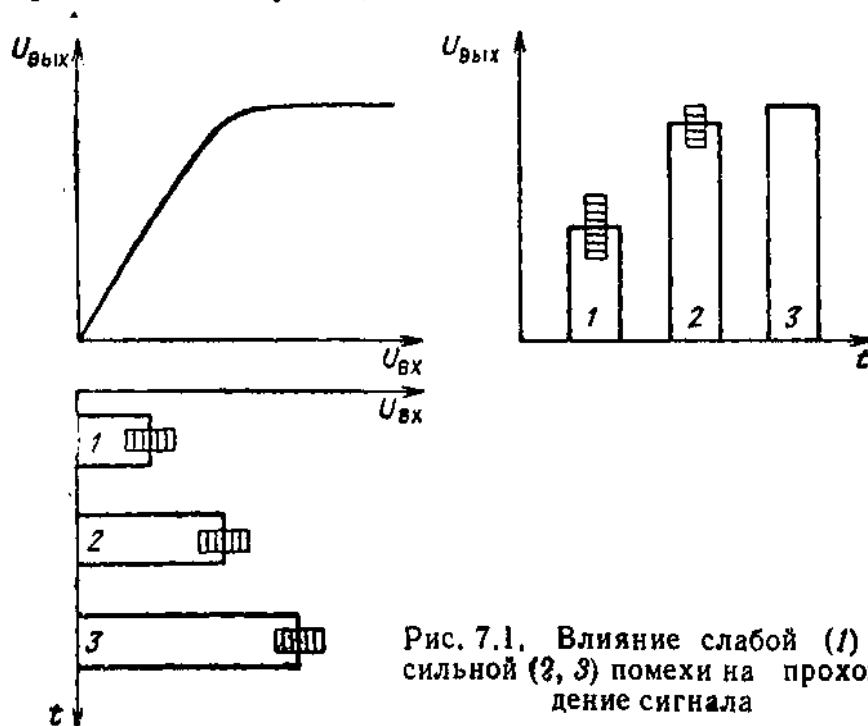


Рис. 7.1. Влияние слабой (1) и сильной (2, 3) помехи на прохождение сигнала

сигнала. Видно, что по мере увеличения интенсивности помехи может произойти полное подавление сигнала. Аналогичный эффект имеет место и в случае воздействия шумовой помехи при недостаточном динамическом диапазоне приемника. Поэтому воздействие маскирующей помехи при малом динамическом диапазоне приемника особенно опасно. Но даже и при очень большом динамическом диапазоне приемника воздействие помехи, эквивалентное увеличению внутреннего шума, может значительно ухудшить или полностью сорвать радиолокационное обнаружение или сопровождение.

Для упрощения аппаратуры создания помех наряду с генерацией шума используют генерацию колебаний, модулированных шумом по амплитуде или частоте. Так, например, модулированное по частоте колебание

$$u(t) = U \cos \left[\omega_0 t + \int_0^t \Delta \omega(t) dt \right], \quad (1)$$

где $\Delta \omega(t)$ — случайная модулирующая функция, будет представлять собой частотно-модулированную шумом помеху, если изменение частоты $\Delta \omega(t)$ происходит в соответствии с некоторым шумовым колебанием.

К числу электронных приборов, позволяющих сравнительно просто осуществить частотную модуляцию, относятся лампы обратной волны. Подавая на лампу обратной волны через виде усилитель шумовое колебание от генератора шума (например, на тиратроне в магнитном поле), можно получить частотно-модулированное колебание вида (1). Современные лампы обратной волны допускают частотную девиацию, начиная от единиц до сотен мегагерц, что позволяет создавать помехи в сравнительно широком и узком спектре частот, называемые соответственно *заградительными* и *прицельными*.

С принципиальной точки зрения модулированная шумом помеха не полностью эквивалентна внутреннему шуму приемника, особенно, если она генерируется в широкой полосе частот. У шума с равномерным спектром практически не коррелированы мгновенные значения напряжения через интервал порядка $1/\Delta f$, где Δf — полоса частот. Между тем, для модулированной шумом помехи некоррелированными будут значения, разделенные интервалом $1/\Delta F_{\text{мод}}$, где $\Delta F_{\text{мод}}$ — ширина спектра модулирующих колебаний. Тем не менее, при воздействии на приемник с полосой, меньшей $\Delta E_{\text{мод}}$ и девиации частоты, помеха, модулированная по частоте шумом, создает практически такой же эффект, как и шумовая помеха. В этом случае за время переходного процесса в узкополосном приемнике накладывается ряд независимых воздействий, соответствующих попаданию мгновенной частоты в полосу пропускания приемника. Статистика суммы налагающихся мгновенных значений

в каждый момент времени приближается при этом к гауссовой, закон распределения амплитуды становится релеевским, корреляционные связи оказываются такими же, как и для шума, прошедшего через узкополосную колебательную систему.

Как шумовые, так и модулируемые шумом передатчики помех могут дополнительно перестраиваться (скользить по частоте). Получаемая при этом помеха называется *скользящей*.

Скользящая помеха является явно нестационарным случайным процессом. Однако даже и нескользящая помеха в реальных условиях воздействия также неполностью сводится к стационарному процессу. Так, например, характеристика направленности обзорного радиолокатора модулирует не только сигнал, но и помеху.

Однако в ряде случаев нестационарность помехи не имеет решающего значения. Именно для таких случаев ниже будет приведен анализ условий обнаружения на фоне активных маскирующих помех.

§ 7.4. Уравнение радиолокации, дальность действия и зоны видимости РЛС при воздействии маскирующих стационарных активных помех

При достаточном динамическом диапазоне приемника условие обнаружения цели в маскирующих стационарных активных помехах типа белого шума имеет вид

$$\mathcal{E}_{\text{пр}} \geq \nu (N_0 + N_{\text{п вх}}), \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_{\text{пр}}$ — энергия принимаемого сигнала на входе приемника РЛС; ν — коэффициент различимости при заданных показателях обнаружения или измерения; $N_0 = kT\Delta f$ — спектральная плотность внутреннего шума приемника; $N_{\text{п вх}}$ — спектральная плотность маскирующей помехи на входе приемника.

Если на вход приемника воздействуют колебания от нескольких постановщиков активных помех ($i = 1, 2, 3, \dots, m$), то

$$N_{\text{п вх}} = \sum_{i=1}^m \frac{1}{4\pi} \frac{P_{\text{п}i} G_{\text{п}i} A_i'}{r_{\text{п}i}^2 \Delta f_{\text{п}i}} \gamma_i \alpha_i. \quad (2)$$

Здесь: $P_{\text{п}i}$, $\Delta f_{\text{п}i}$ — мощность шума и ширина его энергетического спектра; $G_{\text{п}i}$ — значение коэффициента усиления антенны в направлении на РЛС для i -го постановщика помех; A_i' — эффективная площадь приемной антенны в направлении на i -й постановщик помех; $r_{\text{п}i}$ — расстояние от РЛС до i -го постановщика; γ_i — коэффициент, учитывающий различие поляризации помехи, приходящей от i -го постановщика помех, и поляризации, оптимальной для приемной антенны (принимает значения от 1 до 0); α_i — коэффициент, учитывающий возможное ухудшение качества помехи от i -го постановщика за счет использования модуляции шумом (для

шумовой помехи $\alpha = 1$). Входящая в выражение (1) величина $\mathcal{E}_{\text{шр}}$ определяется из [(3), § 5.4].

Если предельную дальность действия радиолокатора в помехах, как и ранее, обозначить $r_{\text{макс}}$, то, заменяя неравенство (1) равенством, приходим к уравнению радиолокации в присутствии помех

$$\frac{\mathcal{E}G\sigma A}{(4\pi r_{\text{макс}}^2)^2} - v \left(N_0 + \sum_{i=1}^m \frac{1}{4\pi} \frac{P_{\text{п}i} G_{\text{п}i} A'_i}{r_{\text{п}i}^2 \Delta f_{\text{п}i}} \gamma_i \alpha_i \right). \quad (3)$$

Иногда это уравнение называют уравнением *противорадиолокации*.

Используя уравнение противорадиолокации, различают следующие режимы прикрытия сигнала от цели помехой: *самоприкрытие*, *внешнее* и *коллективное* прикрытие.

Самоприкрытием можно назвать случай, когда цель прикрывается передатчиком помех, размещенным на ее борту. *Внешним прикрытием* можно назвать случай, когда нешумящая цель прикрывается постановщиками помех, *коллективным* — когда помехи ставятся и с борта цели и с других постановщиков.

Замечая, что в случае самоприкрытия $m = 1$, $r_{\text{п}1} = r_{\text{макс}}$, $A'_1 = A$, и обозначая отношение максимальной дальности действия при наличии и отсутствии помех $\frac{r_{\text{макс}}}{r_{\text{омакс}}} = y$, выражение (3) сводим к биквадратному уравнению

$$y^4 + y^2/a^2 = 1. \quad (4)$$

Здесь a есть отношение дальности действия в помехах $r'_{\text{макс}}$ к дальности без помех при условии, что дальность в помехах определяется в пренебрежении внутренним шумом приемника. Для этого последнего случая из уравнения (3) получаем:

$$r'_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}G\sigma\Delta f_{\text{п}}}{4\pi P_{\text{п}} G_{\text{п}} v\gamma\alpha}}. \quad (5)$$

Решение биквадратного уравнения (4) дается выражением

$$y = \sqrt{\frac{1}{2} [\sqrt{1/a^4 + 4} - 1/a^2]}$$

и графиком рис. 7.2, который позволяет найти поправку к решению (5), полученному в пренебрежении внутренним шумом. Однако в большинстве случаев поправка не вызывается необходимостью, так как $a \ll 1$, $y = a$ и $r_{\text{макс}} = r'_{\text{макс}}$.

Для режима внешнего прикрытия характерно отличие значений A'_i (β , ϵ) от значения A . Наиболее заметно это в том случае, когда антенна отвернута от постановщика помех и помеха действует по боковым лепесткам диаграммы

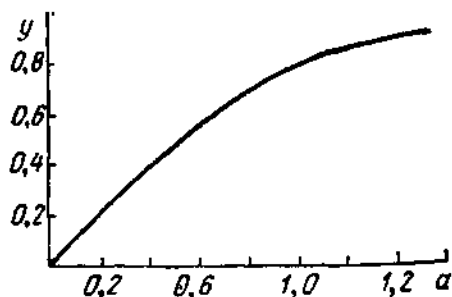


Рис. 7.2. К расчету дальности действия при самоприкрытии по точной формуле

направленности. Если антенна совершает обзор, например, по азимуту, то $A(\beta, \epsilon) = A_{\text{макс}} F^2(\beta - \beta_0, \epsilon)$, где β_0 — направление оси диаграммы направленности. Пусть цель находится на азимуте β_0 , а источник помехи на азимуте β_i , тогда соответствующие значения эффективной площади антенны будут $A = A_{\text{макс}} F^2(0, \epsilon)$ и $A_i = A_{\text{макс}} F^2(\beta_i - \beta_0, \epsilon)$. Подставляя эти выражения в (3) для каждого

азимута, можно определить дальность действия, а значит, и установить *зону видимости* для данного угла ϵ .

Примерный вид зоны видимости в случае двух постановщиков помех показан на рис. 7.3. Наблюдается сокращение дальности действия по сравнению со случаем отсутствия помех, даже когда помеха действует по боковым лепесткам диаграммы направленности. Наибольшее сокращение дальности действия имеет место в направлении на постановщик помех. В окрестностях направления на постановщик помех могут создаваться *секторы эффективного подавления*. Степень уменьшения дальности в каждом случае так же, как и ширина сектора подавления, зависит от параметров радиолокатора.

Если аналогичным образом исследовать зависимость дальности от ϵ , то можно убедиться, что не только уменьшается дальность действия, но и снижается потолок обнаружения и поднимается нижняя кромка зоны видимости.

Приведенное рассмотрение касалось РЛС с достаточно большим динамическим диапазоном приемного тракта, например с

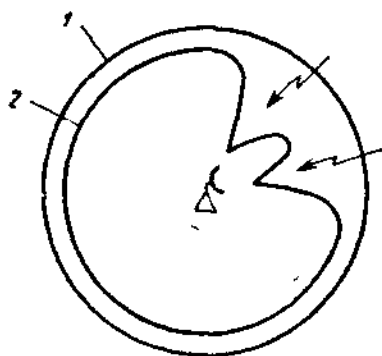


Рис. 7.3. Зоны видимости РЛС в отсутствие (1) и при воздействии помех с двух направлений (2)

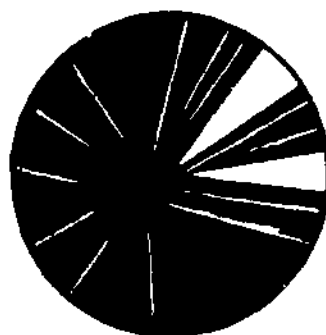


Рис. 7.4. Вид экрана индикатора кругового обзора при воздействии помех с двух направлений

автоматической регулировкой усиления по уровню помехи. Если это не соблюдается, то наряду с потерей возможности обнаруживать цель на больших дальностях будет теряться возможность обнаружения цели и на малых дальностях, поскольку уровень помехи может превышать уровень ограничения в тракте приемника. Для случая, изображенного на рис. 7.3, при отсутствии автоматической регулировки усиления и недостаточном динамическом диапазоне приемника на индикаторе будет наблюдаться картина, показанная на рис. 7.4.

§ 7.5. Возможные принципы защиты от маскирующих активных помех

Меры защиты от маскирующих активных помех могут быть достаточно эффективными только в том случае, если не происходит подавления сигнала за счет недостаточного динамического диапазона приемника. При этом может быть принят ряд мер, связанных, например, с использованием частотной, пространственной, поляризационной селекции и т. д.

Как видно из выражений (1) и (3), увеличению дальности действия в помехах будут содействовать все меры, увеличивающие левую и уменьшающие правую часть этих выражений. Так, например, увеличение энергии зондирующего сигнала позволяет увеличить дальность действия в помехах пропорционально $\sqrt[4]{\bar{\mathcal{E}}}$ в режиме внешнего прикрытия и $\sqrt{\bar{\mathcal{E}}}$ — в режиме самоприкрытия. Увеличение коэффициента усиления передающей антенны в направлении на цель позволяет увеличить дальность действия в помехах также пропорционально $\sqrt[4]{\bar{G}}$ в режиме внешнего прикрытия и $\sqrt{\bar{G}}$ в режиме самоприкрытия.

Уменьшение поляризационного коэффициента γ в отдельных случаях может снизить воздействие помехи по сравнению с воздействием сигнала. Уменьшение коэффициента различимости ν также способствует решению этой задачи. В целом, дальность действия в режиме самоприкрытия оказывается обратно пропорциональной $\sqrt{\gamma}$ и $\sqrt{\nu}$. Наконец, уменьшение относительного уровня боковых лепестков диаграммы направленности A'/A (или даже образование провалов в главном лепестке в направлении на источники помех) позволяет увеличить дальность действия в режиме внешнего прикрытия пропорционально $\sqrt[4]{A'/A}$.

Перейдем к несколько более подробному рассмотрению перечисленных выше возможностей. Увеличение энергии зондирующего сигнала может осуществляться путем повышения мощности и увеличения длительности сигнала. Энергия зондирующего сигнала

будет рационально использоваться при приеме только в случае приближения обработки принимаемых колебаний к оптимальной (в противном случае возрастает величина γ в правой части равенства).

Увеличение коэффициента усиления антенны в направлении на цель, создавая концентрацию полезной энергии, может в то же время замедлить обзор пространства, если такая концентрация будет в равной мере обеспечиваться для всех направлений. Как уже указывалось в § 5.5, в настоящее время развиваются методы управляемого обзора с последовательным анализом, когда время, в течение которого антенна направлена на цель, зависит от условий обнаружения и, в частности, от помеховой обстановки. Особенно широкие возможности для использования программного автоматически управляемого обзора открываются при применении передающих антенн с электронным управлением луча в виде фазированных решеток. В § 5.5 приводились опубликованные в литературе данные моделирования, согласно которым выигрыш при использовании последовательного анализа в случае неодинакового воздействия помех с разных направлений особенно велик (5—22 дБ).

Известно, что приемная антенна обычно настроена на какую-то определенную *поляризацию* принимаемого сигнала: линейную, круговую, либо в общем случае эллиптическую. Возможны антенны с регулируемой поляризацией. Если поляризацию антенны установить соответствующей поляризации помехи, эффект воздействия помехи будет наибольшим. Так, например, для вертикальной поляризации помехи воздействие будет наибольшим, если прием ведется на вертикальный вибратор; для круговой поляризации с вращением вектора поля по часовой стрелке эффект воздействия будет наибольшим, если антенна рассчитана на этот же вид поляризации. Зная это обстоятельство, антенну можно тем или иным способом перестроить на ортогональную поляризацию, т. е. для приведенных примеров — на горизонтальную, либо на круговую поляризацию, но с вращением против часовой стрелки. Для эллиптически поляризованной волны ортогональным является также эллиптически поляризованное колебание, но со сдвинутым на 90° положением эллипса поляризации. Во всех указанных случаях можно добиться существенного ослабления помехи. Будет или не будет иметь место при этом соответственно ослабление полезного сигнала, зависит от поляризации колебаний сигнала. Если поляризация колебаний полезного сигнала точно совпадает с поляризацией колебаний помехи, одновременно с помехой и в той же мере будет ослаблен сигнал. Поскольку (даже при нерегулируемой на излучение поляризации) поляризация сигналов, отраженных от реальных целей, случайная, в общем случае не совпадающая с поляризацией помехи, имеются принципиальные возможности ослабить помеху больше чем сигнал.

Для повышения помехозащищенности целесообразно *уменьшать коэффициент различимости γ* в [(1), § 7.4]. Уменьшение коэффициента γ достигается за счет приближения приема к оптимальному: Если помеха является стационарной шумовой помехой типа белого шума, то уменьшение γ достигается уже рассмотренной оптимизацией приема для таких помех. При фильтровом приеме это, в частности, означает использование оптимальной частотной характеристики, т. е. оптимальной *частотной селекции*. Частотная селекция тем более эффективна, чем шире спектр помехи по сравнению со спектром сигнала, т. е. если помеха является *заградительной* по частоте. В этом случае спектральная плотность мощности помехи при заданной мощности передатчика помех снижается обратно пропорционально полосе частот помехи. *Прицельные* помехи (с меньшей полосой частот), как правило, более эффективны, но их труднее реализовать. Создание прицельных помех в наибольшей мере затрудняется в случае быстрой перестройки частоты радиолокатора, при многочастотном или широкополосном зондирующем сигнале и т. д. Если полоса частот помехи значительно уже ширины спектра принимаемого сигнала, то результирующий шум нельзя считать белым. В этом случае оптимальной является частотная характеристика с подавлением в полосе частот помехи или, иначе говоря, целесообразно использование различного рода настраиваемых *режсекторных* фильтров для колебаний помехи, что приводит к существенному уменьшению коэффициента различимости γ (см. § 7.8).

Снижение уровня боковых лепестков диаграммы направленности может заметно ослабить влияние помех и представляет собой самостоятельную задачу, особенно важную в случае внешнего прикрытия. Из теории антенн известно, что снижение уровня боковых лепестков может быть достигнуто за счет увеличения размеров антенны, рационального распределения поля в раскрыве, повышения точности изготовления, снижения влияния переотражений от близлежащих объектов. *Повышение избирательности антенны можно отнести к категории улучшения пространственной селекции* принимаемых колебаний.

Для улучшения пространственной селекции сигнала на фоне помех, приходящих с отдельных направлений, могут быть также в принципе использованы описанные в литературе методы *некогерентной и когерентной компенсации помеховых колебаний*. Для этого наряду с основной могут быть задействованы дополнительные антенны (в антенне типа фазированная решетка — отдельные элементы этой решетки). Возможности компенсации помех были сформулированы советским ученым Н. Д. Папалекси еще несколько десятилетий тому назад [9].

Если сигнал, принимаемый дополнительной антенной, компенсирует сигнал, принимаемый по боковым лепесткам основной антенны, после детектора, следует говорить о *некогерентной компен-*

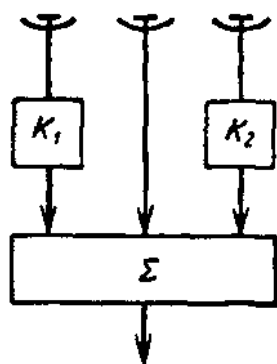


Рис. 7.5. Система с двумя дополнительными приемными каналами для образования провалов в результирующей диаграмме направленности

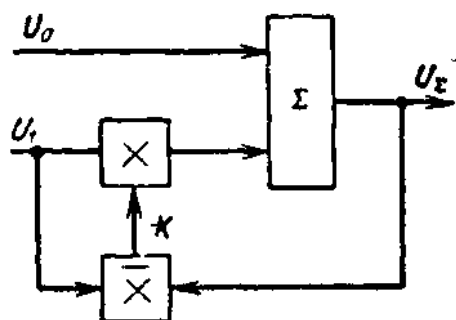


Рис. 7.6. Схема с корреляционной обратной связью

сации. Если такая компенсация производится на высокой (промежуточной) частоте, ее можно называть *когерентной*.

На рис. 7.5 схематически показана система, включающая основную и две дополнительные антенны. Каждой антенне соответствует свой канал приема. Колебания, прошедшие через соответствующие каналы приема, подаются на сумматор. При этом по крайней мере в двух дополнительных каналах по амплитуде и фазе регулируются комплексные коэффициенты передачи K_1 и K_2 . Если комплексные характеристики направленности каналов имеют вид $F_0(\theta)$, $F_1(\theta)$, $F_2(\theta)$, то суммарную комплексную характеристику направленности можно представить в виде

$$F_{\Sigma}(\theta) = F_0(\theta) + K_1 F_1(\theta) + K_2 F_2(\theta). \quad (1)$$

Тогда для угловых координат источников помех θ_1 и θ_2 можно добиться образования провалов в результирующей характеристике направленности для этих направлений. Необходимые для этого значения K_1 и K_2 определяются из системы уравнений

$$\begin{aligned} F_0(\theta_1) + K_1 F_1(\theta_1) + K_2 F_2(\theta_1) &= 0, \\ F_0(\theta_2) + K_1 F_1(\theta_2) + K_2 F_2(\theta_2) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Провалы в характеристике направленности, образуемые за счет когерентной компенсации помех, создают дополнительный резерв пространственной селекции помех, воздействующих как по главному, так и по боковым лепесткам характеристики направленности. Особенно широкий простор для применения компенсационных методов открывается при использовании приемных антенн в виде фазированных решеток.

Подбор коэффициентов в многоканальных схемах, подобных схеме на рис. 7.5, можно осуществить, используя принцип корреляционной обратной связи.

На рис. 7.6 показана схема с двумя входами, на которые поступают напряжения одной и той же частоты с комплексными амплитудами $U_0(t)$ и $U_1(t)$ (например, от основной и дополнительной антенн). На сумматоре образуется напряжение

$$U_{\Sigma}(t) = U_0(t) - K U_1(t). \quad (3)$$

Имеется цепь обратной связи с выхода сумматора на управляемый элемент — умножитель в цепи подачи первого напряжения. В эту цепь включено устройство вычисления оценки корреляционного момента $\overline{U_{\Sigma} U_1^*}$. Последний с точностью до постоянной χ используется в качестве управляющего множителя K , подаваемого на управляемый элемент. Из двух уравнений: $K = \chi \overline{U_{\Sigma} U_1^*}$ и (3), можно найти

$$K = \frac{\chi \overline{U_0 U_1^*}}{1 + \chi \overline{|U_1|^2}}, \quad (4)$$

$$U_{\Sigma} = U_0 - \frac{\chi \overline{U_0 U_1^*}}{1 + \chi \overline{|U_1|^2}} U_1. \quad (5)$$

Легко видеть, что при $\chi \rightarrow \infty$ и достаточной корреляции U_0 и U_1 (например, при $U_1 = C U_0$, где $C = \text{const}$) происходит полная компенсация, т. е. U_{Σ} обращается в нуль. Умножение комплексных амплитуд, как известно, может быть осуществлено, например, путем преобразования частоты, усреднение — за счет интегрирования в узкополосном фильтре (§ 3.16). Те же операции могут быть произведены путем аналоговой квадратурной обработки (§ 3.8) или перехода на цифровую технику.

Эффект компенсации помехи обеспечивается, если корреляционной обратной связью охвачен и каждый из входов схемы. Чтобы напряжение U_0 поступило при этом на выход сумматора в отсутствие коррелированной помехи, когда управляющее напряжение $-K_0$ обращается в нуль, на него налагается весовое напряжение α . Исходные уравнения тогда принимают вид:

$$U_{\Sigma} = (-K_0 + \alpha, U_0 - K U_1, \quad (6)$$

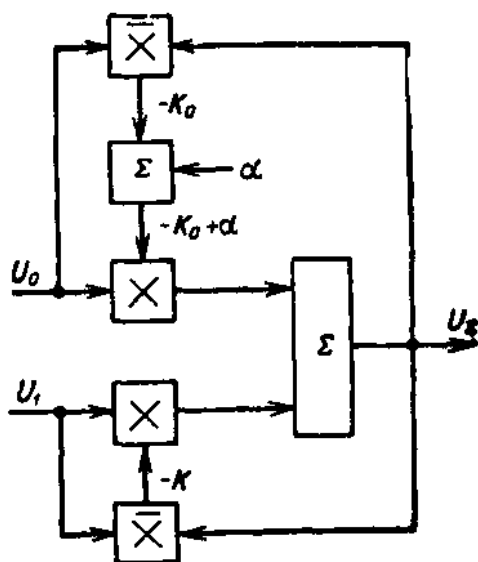


Рис. 7.7. Схема компенсации с корреляционной обратной связью на обоих входах

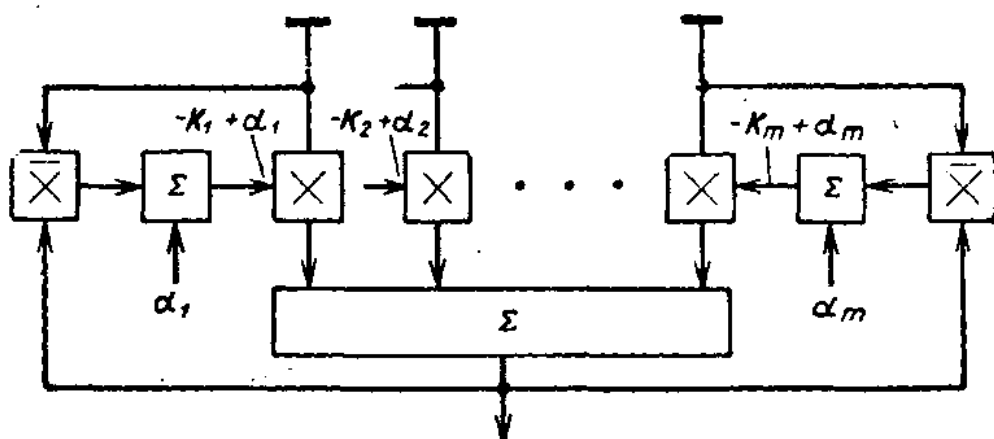


Рис. 7.8. Многоканальная схема компенсации помех с использованием корреляционной обратной связи

$$K_0 = \chi \overline{U_\Sigma U_0^*}, \quad (7)$$

$$K = \chi \overline{U_\Sigma U_1^*}. \quad (8)$$

Подставляя (6) в (7) и (8), легко получить систему уравнений:

$$K_0 (1 + \chi \overline{|U_0|^2}) + K \chi \overline{U_1 U_0^*} = \alpha \chi \overline{|U_0|^2}, \quad (9)$$

$$K_0 \chi \overline{U_0 U_1^*} + K (1 + \chi \overline{|U_1|^2}) = \alpha \chi \overline{|U_1|^2}.$$

При $\chi \rightarrow \infty$, $\alpha = \alpha_0 = \text{const} \neq 0$ и полной корреляции напряжений U_0 и U_1 , когда $U_1 = C U_0$, из (6) и (9) получим, что $U_\Sigma \rightarrow 0$, т. е. данная схема, как и предыдущая, может осуществлять компенсацию помех.

Наряду с компенсацией помехи обе схемы могут осуществлять и компенсацию сигнала, если длительность последнего достаточна для перестройки схемы. В случае же весьма короткого сигнала и первая, и вторая схемы будут настроены только на компенсацию помехи. Легко видеть, что в отсутствие помехи обе схемы дают значения управляющих множителей K и K_0 , равные нулю. Выходное напряжение второй схемы при этом $U_\Sigma = \alpha U_0$, т. е. в отсутствие помехи каждая из схем пропускает колебание, приходящее по основному каналу. При $\alpha = 1$ обе схемы идентичны. Легко понять, что если в схеме (рис. 7.7) $\alpha = \alpha_0$, а в ее нижней части к напряжению корреляционной обратной связи $-K$ добавится вес α_1 , то выходной эффект в отсутствие помех будет

$$U_\Sigma = \alpha_0 U_0 + \alpha_1 U_1.$$

На основании изложенного, не приводя более детальных выкладок, можно понять одну из возможных схем построения самонастраивающейся антенны типа фазированная решетка (рис. 7.8)

[152]. В каждом из элементов фазированной решетки используется корреляционная обратная связь. На схеме корреляционная обратная связь показана только для крайних (левого и правого) элементов. Слагаемые $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$ обеспечивают наилучший эффект приема сигнала в отсутствие помех (они аналогичны слагаемому α в схеме рис. 7.7). При наличии помех, приходящих не более чем с m направлений, возможно образование провалов в характеристике направленности в этих направлениях. Как показывает детальный анализ для дискретного случая (подобный приведенному в приложении 9 при сплошной антенне), образующаяся характеристика направленности оптимизируется с учетом помех, обеспечивая наивыгоднейшую пространственную селекцию.

Б. ПАССИВНЫЕ МАСКИРУЮЩИЕ ПОМЕХИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ НИХ

§ 7.6. Пассивные маскирующие помехи и способы их создания

Как уже указывалось выше, к естественным пассивным помехам относятся радиопомехи, создаваемые природными отражателями (местными предметами, водной поверхностью, гидрометеорами, северными сияниями и т. д.). Эти помехи могут существенно нарушать работу аэродромных радиолокаторов, обеспечивающих посадку самолетов, и радиолокаторов военного назначения, используемых для обнаружения целей, особенно на малых высотах.

Наибольшее распространение из искусственных маскирующих пассивных помех получили помехи, создаваемые *дипольными противорадиолокационными отражателями*. Как указывалось в § 2.5, они представляют собой пассивные полуволновые вибраторы, изготовленные из металлизированных бумажных лент, фольги или металлизированного стеклянного и капронового волокна. Длина узкополосных резонансных вибраторов выбирается примерно равной половине длины волны подавляемой РЛС. Ширина лент в зависимости от их длины может быть в пределах от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, а диаметр волокна — от десятков до сотен микрон при толщине металлического покрытия порядка единиц микрон.

Обычно дипольные отражатели собираются в *пачки* в таком количестве, чтобы каждая пачка по своим отражающим свойствам имитировала реальную цель ($\bar{\sigma}_n = \bar{\sigma}_ц$). Число отражателей в пачке n зависит от диапазона волн, в котором работает подавляемая РЛС, и может быть определено в соответствии с [(5) и (6), § 2.5]:

$$n = \bar{\sigma}_ц / 0,17\lambda^2.$$

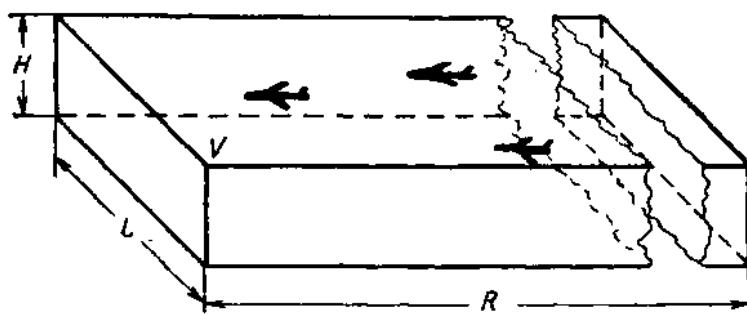


Рис. 7.9. Пояснение к расчету количества пачек в объеме V

Основной недостаток таких пачек — узкий диапазон перекрываемых частот (5—10% от резонансной). Полосу частот можно расширить, если пачки комплектовать из вибраторов различной длины или увеличивать длину и поперечные размеры диполей. Пачки могут помещаться между специальными лентами, которые наматываются на барабаны, расположенные в кассетах. Ими могут снаряжаться противорадиолокационные патроны. В последнее время появились сообщения о разработке за рубежом аппаратуры создания пассивных помех с нарезкой дипольных отражателей на борту самолета в зависимости от разведанного диапазона частот подавляемой РЛС.

Для маскировки воздушных целей дипольные отражатели сбрасываются в окружающее пространство при помощи автоматов и бомб (в заднюю полусферу) или выстреливаются при помощи пушек и ракет (в переднюю и заднюю полусферы). При этом могут создаваться как *сплошные* полосы (облака) пассивных отражателей, так и *разрывные*.

Облако отражателей характеризуется своей *плотностью*. Плотность пассивных отражателей, определяемая количеством пачек на единицу пути, при полете на или от РЛС находится по формуле

$$m_1 = \frac{z}{v_{\text{ц}} t_{\text{сбр}}}, \quad (1)$$

где z — число автоматов сбрасывания отражателей; $v_{\text{ц}}$ — скорость постановщика помех; $t_{\text{сбр}}$ — время между сбросом пачек диполей.

Зная плотность диполей, легко подсчитать количество пачек в одном импульсном объеме

$$m_{\Delta r} = m_1 \Delta r,$$

где Δr — разрешающая способность по дальности подавляемой РЛС.

Если пассивными помехами маскируется объем V пространства, в котором строй разнесенных по азимуту и углу места само-

летов проходит расстояние R (рис. 7.9), то количество пачек, сбрасываемых в этот объем, определяется выражением

$$m_{R, L, H} = m_{\Delta r} \frac{R}{\Delta r} \frac{L}{r\Delta\beta} \frac{H}{r\Delta\epsilon}, \quad (2)$$

где R, L, H — размеры маскируемого объема V ; $\Delta r, r\Delta\beta, r\Delta\epsilon$ — размеры импульсного объема РЛС на расстоянии r от станции.

Для маскировки целей необходимо, чтобы средняя эффективная поверхность диполей, занимающих импульсный объем РЛС, превышала среднюю эффективную поверхность целей, находящихся в этом объеме. Пренебрегая взаимной экранировкой дипольных отражателей, а также их деформацией и разрушением при сбрасывании, можно определить среднюю эффективную поверхность облака диполей, занимающих импульсный объем, по формуле

$$\overline{\sigma}_{пп} \approx 0,17\lambda^2 n m_{\Delta r} = \overline{\sigma}_n m_{\Delta r}.$$

Условие подавления РЛС, не защищенной от пассивных помех, можно записать в виде

$$\overline{\sigma}_{пп} > \overline{\sigma}_c / v, \quad (3)$$

а для защищенной РЛС

$$\overline{\sigma}_{пп} > \overline{\sigma}_c K_{пв} / v, \quad (4)$$

где $K_{пв}$ — коэффициент подпомеховой видимости аппаратуры защиты (§ 7.18), а v — коэффициент различимости.

§ 7.7. Основные отличия сигналов целей и маскирующих пассивных помех

Отраженные от целей сигналы и маскирующие пассивные помехи имеют определенные отличия, связанные с различиями целей и отражателей, создающих пассивную помеху. К числу этих различий можно отнести:

1. *Распределенный характер мешающих отражателей и близкий к сосредоточенному — блестящих элементов цели.* Поэтому, повышая разрешающую способность по координатам и сокращая при этом размеры разрешаемого объема (во всяком случае, до размеров, превышающих размеры самолета), можно добиться улучшения наблюдаемости сигнала на фоне пассивных помех.

2. *Отличия в поляризации* отраженных сигналов наблюдаются, если пассивная помеха создается, например, гидрометеорами (дождь, тучи), состоящими из мелких капель, имеющих форму шара. Если гидрометеоры облучаются колебаниями с круговой поляризацией, то они отражают колебания также с круговой поляризацией, но с обратным (если смотреть в направлении распространения волны) вращением плоскости поляризации. Если при-

емная антенна не воспринимает колебания с такой поляризацией, она тем не менее может принимать колебания от целей, обладающих несимметрией структуры (§ 2.15).

3. *Различия в скорости перемещения мешающих отражателей и цели.* Скорость перемещения наземных мешающих отражателей относительно наземной радиолокационной станции равна нулю, в то время как представляющие практический интерес цели перемещаются с достаточно большой скоростью.

Если пассивная помеха создается противорадиолокационными отражателями, то эти отражатели, будучи сброшены с самолета, быстро теряют первоначальную скорость, приобретая скорость, близкую к скорости ветра. Поскольку скорость ветра не постоянна по высоте, в соответствии с высотным перепадом (градиентом) этой скорости имеет место разброс скоростей противорадиолокационных отражателей.

Тем не менее, различия в радиальных скоростях целей и отражателей имеются и могут быть использованы для селекции по скорости. Селекцию по скорости (иначе по эффекту движения цели) называют *селекцией движущихся целей* (СДЦ).

В основе СДЦ лежит явление деформации структуры сигнала при отражении от движущейся цели (см. § 2.9). Это явление иллюстрируется на рис. 2.16 для простейшего одиночного радиоимпульса и на рис. 7.10 для последовательности коротких радиоимпульсов. На рис. 2.16, например, показан график движения цели и графики распространения начала и конца импульса. Можно убедиться, что при движении цели от радиолокатора происходит увеличение длительности всего импульса и периода высокочастотных колебаний в $\frac{c + v_r}{c - v_r} \approx (1 + \frac{2v_r}{c})$ раз (см. § 2.9). Для импульсной последовательности (рис. 7.10) происходит растяжение также и промежутка между двумя соседними импульсами в указанное число раз, так что этот промежуток получает приращение $\Delta T = \frac{2v_r}{c} T$. На рис. 7.11, а показано соответствующее изменение спектра для случая рис. 2.16, а на рис. 7.11, б — для случая рис. 7.10 (в предположении, что все радиоимпульсы этого рисунка представляют вырезку из одной синусоиды, а последовательность импульсов периодическая). В каждом из указанных случаев растяжению по оси времени в $\frac{c + v_r}{c - v_r}$ раз соответствует сжатие оси частот при движении цели также в $\frac{c + v_r}{c - v_r}$ раз. Если ширина спектра, как это показано на рис. 7.11, а, мала по сравнению с несущей, то деформация амплитудно-частотного спектра сводится к смещению его на некоторую доплеровскую частоту $F_d = \frac{2v_r}{\lambda}$. Подобный же эффект показан на рис. 7.11, б для гребенчатого спектра периодической последовательности радиоимпульсов. Численно из-

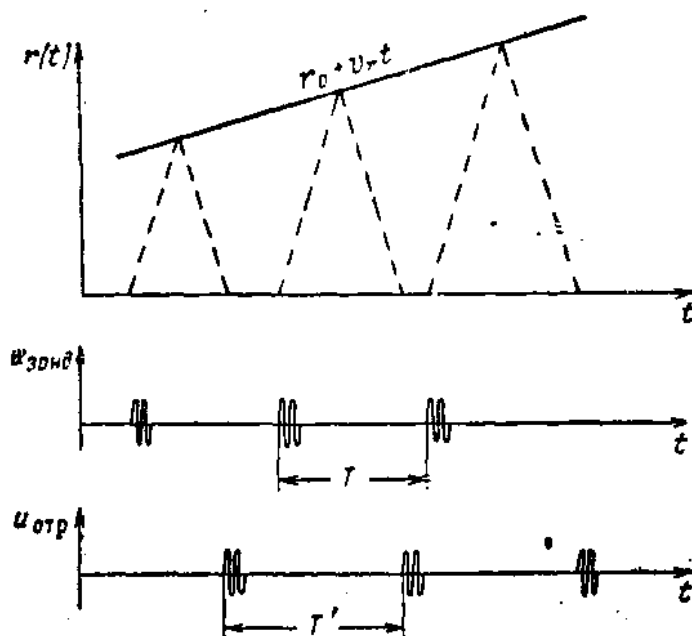


Рис. 7.10. Пояснение трансформации периодической последовательности радиопульсов, отраженных движущейся блестящей точкой

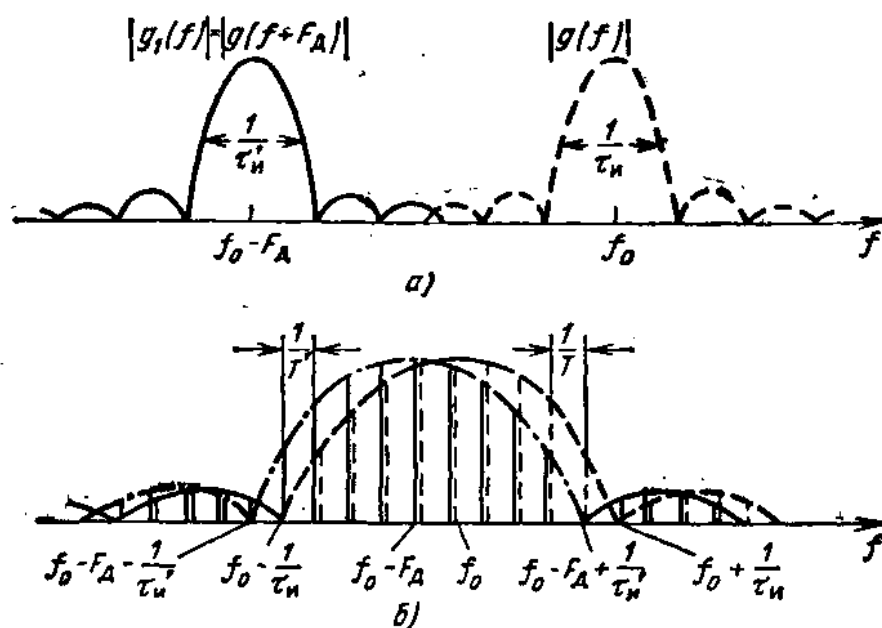


Рис. 7.11. Трансформация спектров одиночного радиопульса (а) и периодической последовательности радиопульсов (б)

менение промежутка между импульсами за счет скоростной деформации сигнала невелико. Например, для $T = 10^{-3}$ сек, $v_r = 150$ м/сек и $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек оно составляет 10^{-9} сек, т. е. величину одного порядка с периодом колебаний высокой частоты. Это значит, что деформацию сигнала можно заметить лишь по изменению фазы колебаний высокой частоты. Чтобы использовать эту возможность, предъявляются достаточно жесткие требования к фазовой структуре высокочастотных колебаний, иначе — к их когерентности.

Различают несколько видов обеспечения когерентности колебаний.

1. *Истинная внутренняя когерентность* достигается тем, что колебания создаются стабильным задающим генератором, после которого стоит усилитель мощности с устойчивой фазовой характеристикой.

2. *Эквивалентная внутренняя когерентность* достигается тем, что генератор с самовозбуждением вырабатывает последовательность импульсов постоянной несущей частоты со случайными начальными фазами. Начальная фаза каждого зондирующего импульса запоминается на время приема отраженных сигналов до следующего зондирования. Путем соответствующей обработки принимаемого колебания эта фаза исключается и принимаемые колебания оказываются практически такими же, как и в случае истинной когерентности.

3. *Внешняя когерентность* достигается тем, что информация о случайной начальной фазе зондирующего импульса извлекается из приходящих от пассивных отражателей колебаний.

Принципы технической реализации эквивалентной внутренней и внешней когерентности подробнее развиваются далее. Пока это не будет оговорено особо, будем полагать в дальнейшем, что имеет место истинная внутренняя когерентность.

Если вторичные излучатели, имеющие разные скорости, разрешаются по дальности и угловым координатам, то независимо от вида когерентности, задача селекции по скорости состоит в выявлении временных (фазовых) или спектральных различий для различных участков пространства. Например, для сигнала рис. 7.10 следует определить, имеется или отсутствует смещение спектра на доплеровскую частоту, соответствующую радиальной скорости цели $F_{\text{дд}}$.

Значительно сложнее задача селекции движущихся целей в том случае, когда цель и мешающие отражатели находятся в одном элементарном разрешаемом объеме. В этом случае необходимо улучшить условия обнаружения сигнала от цели на фоне пассивной помехи за счет имеющих место временных и спектральных отличий. Последнее достигается путем *режекции (подавления) колебаний помехи и накопления сигнала*.

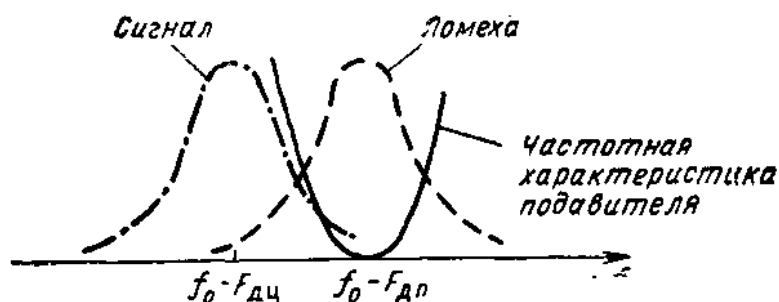


Рис. 7.12. Пояснение принципа режекции помехи

Принцип режекции колебаний помехи состоит в том, что обеспечиваются условия ее подавления, например, спектральные составляющие помехи вырезаются (рис. 7.12). Накопление сигнала состоит в том, что спектральные составляющие сигнала обрабатываются с целью наилучшего выделения сигнала на фоне шумов и пассивной помехи. Поскольку требования режекции и накопления могут оказаться противоречивыми, для уяснения их оптимального соотношения при селекции движущихся целей может быть использована *формула оптимальной фильтрации сигнала на фоне небелого шума*, которая излагается в следующем параграфе.

§ 7.8. Формула оптимальной фильтрации сигнала на фоне стационарного небелого шума и ее приложение

Как известно (см. § 3.5), стационарный случайный процесс с равномерной спектральной плотностью в неограниченном диапазоне частот носит наименование белого шума. Если такой шум проходит через линейную систему с ограниченной в полосе частот амплитудно-частотной характеристикой, то он может быть назван небелым шумом. Таким образом, небелый шум характеризуется неравномерным распределением спектральной плотности мощности по оси частот.

Такое же неравномерное распределение спектральной плотности мощности характерно и для пассивной помехи (в том числе с наложенным внутренним шумом). В самом деле, если пассивная помеха в некотором импульсном объеме образована отражателями, имеющими различные радиальные скорости v_{ri} (соответствующие доплеровским частотам $F_{дпi}$), то спектральная плотность мощности суммарной помехи будет определяться выражением вида

$$N(f) = \sum_i k_i G(f - F_{дпi}) + N_0, \quad (1)$$

где k_i — коэффициент пропорциональности, зависящий от числа отражателей в разрешаемом объеме, имеющих радиальную скорость v_{ri} ; $G(f)$ — спектральная плотность помехи для неподвижных отражателей с учетом обзора по угловой координате; N_0 — спектральная плотность белого шума.

При определенных условиях максимум спектральной плотности соответствует средней доплеровской частоте $F_{д\text{п ср}}$. Ширина же спектра зависит от степени разброса скоростей и ширины пика спектральной плотности зондирующего сигнала.

Поскольку число отражателей и распределение скоростей могут меняться от одного разрешаемого объема к другому, в случае последовательного обзора по дальности и азимуту пассивную помеху следует считать *нестационарной*.

Тем не менее, при изучении возможности селекции в пределах каждого разрешаемого объема нестационарность несущественна и помеху в первом приближении можно заменить стационарным небелым шумом, подобным тому, который получается при прохождении белого шума через фильтр [189].

Поэтому интересующая нас формула будет выведена для *стационарного небелого шума*. Прежде чем приступить к выводу формулы заметим, что небелый шум в отличие от белого называют *коррелированным* шумом. Это значит, что существуют такие конечные интервалы времени, что дискретные значения напряжения, соответствующие концам этих интервалов, будут коррелированы между собой.

Итак, выведем формулу оптимальной фильтрации сигнала на фоне небелого (коррелированного) стационарного шума.

Полагая, что спектральная плотность $N(f)$ нигде не обращается в нуль, примем, что шум со спектральной плотностью мощности $N(f)$ и сигнал со спектральной плотностью напряжения $g(f)$ пропущены через фильтр с частотной характеристикой $K_0(f)$ (рис. 7.13). Амплитудно-частотную характеристику этого предварительного фильтра выберем так, чтобы спектральная плотность мощности помехи на его выходе $N(f)|K_0(f)|^2$ не зависела от частоты

$$N(f) |K_0(f)|^2 = \text{const} = C,$$

или

$$|K_0(f)| = \sqrt{\frac{C}{N(f)}}. \quad (2)$$

Если все значения спектральной плотности $N(f)$ конечны, то предварительная фильтрация не приведет к потере каких-либо спектральных составляющих, т. е. любую составляющую спектра можно восстановить путем последующей фильтрации. Поскольку же шум на выходе предварительного фильтра стал белым, то оптимальное обнаружение осуществляется путем известной проце-

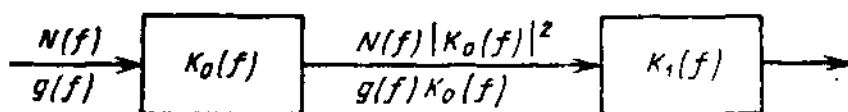


Рис. 7.13. Пояснение вывода формулы оптимальной фильтрации сигнала на фоне стационарного небелого шума

дуры фильтрации на фоне белого шума (см. гл. 3). Такой фильтрации должен быть подвергнут полезный сигнал с выхода предварительного фильтра, имеющий комплексный амплитудно-частотный спектр $g(f)K_0(f)$. Поэтому оптимальная частотная характеристика последующего фильтра с точностью до постоянного множителя выражается формулой

$$K_1(f) = K_{\text{опт}}(f) = [g(f)K_0(f)]^* e^{-j2\pi f t_0}. \quad (3)$$

Оптимальная характеристика для приема сигнала на фоне небелого шума в целом будет

$$K_{\text{опт}}(f) = K_0(f) K_{\text{опт}}(f) = |K_0(f)|^2 g^*(f) e^{-j2\pi f t_0}$$

или

$$K_{\text{опт}}(f) = C \frac{g^*(f)}{N(f)} e^{-j2\pi f t_0}. \quad (4)$$

Полученная формула оптимальной частотной характеристики для случая небелого шума является обобщением формулы для случая белого шума. Последнюю получаем из (4), полагая $N(f) = N_0 = \text{const}$.

Наряду с необходимостью накопления сигнала, описываемого известной формулой оптимальной фильтрации на фоне белого шума, формула (4) учитывает необходимость режекции, когда шум небелый. Это иллюстрируется на рис. 7.14, где показаны амплитудно-частотный спектр сигнала $|g(f)|$, спектральная плотность мощности небелого шума $N(f)$ и амплитудно-частотная характеристика оптимального фильтра $|K_{\text{опт}}(f)|$. Эта характеристика свидетельствует о необходимости подавления спектральных составляющих шума с наибольшей интенсивностью, хотя при этом одновременно подавляются и отдельные спектральные составляющие сигнала. Результирующую амплитудно-частотную характеристику $|K_{\text{опт}}(f)|$ (рис. 7.14, в) можно представить как произведение двух амплитудно-частотных характеристик, из которых одна $|K_1(f)| = |g(f) K_0(f)|$ обеспечивает оптимальную обработку сигнала на фоне белого шума, а другая $|K_0(f)|$ — режекцию (подавление) спектральных составляющих принимаемых колебаний, необходимую для оптимизации приема в условиях небелого шума.

На рис. 7.15 иллюстрируется применение полученных в данном параграфе формул к случаю оптимального приема когерентной

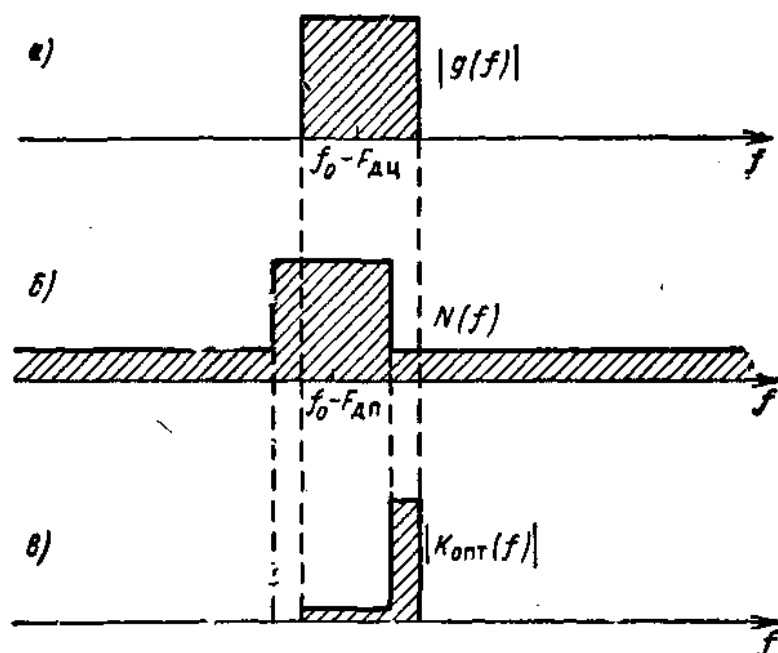


Рис. 7.14. Пояснение формулы оптимальной фильтрации:

а — амплитудно-частотный спектр сигнала; б — спектральная плотность мощности помехи; в — амплитудно-частотная характеристика оптимального фильтра

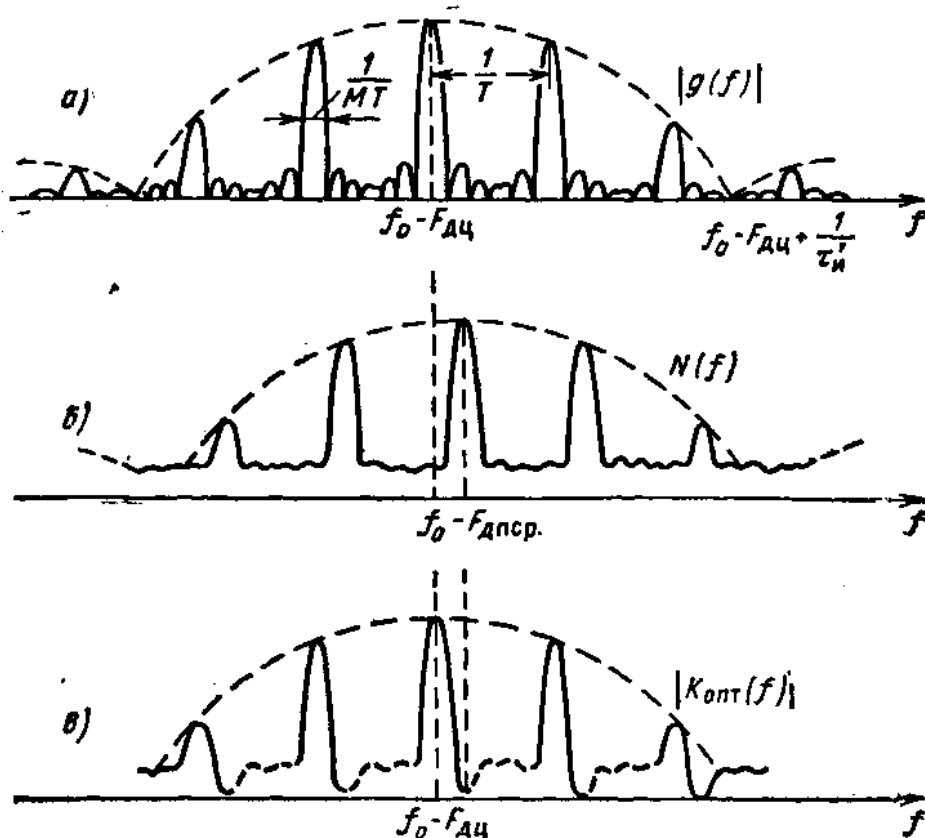


Рис. 7.15. Амплитудно-частотный спектр пачки радиопульсов, отраженных от движущейся цели (а), спектральная плотность мощности помехи (б), амплитудно-частотная характеристика оптимального фильтра (в)

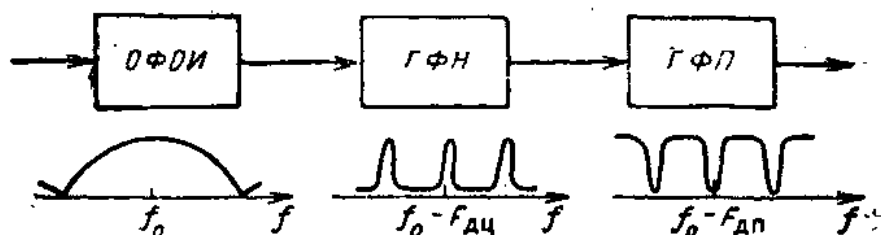


Рис. 7.16. Схема оптимальной фильтрации сигнала на фоне небелого шума:

ОФОИ — оптимальный фильтр одиночного импульса; ГФН — гребенчатый фильтр накопления; ГФП — гребенчатый фильтр подавления

пачки периодически следующих импульсов сигнала при наличии пассивной помехи и внутреннего шума. На рис. 7.15, а изображен амплитудно-частотный спектр сигнала $|g(f)|$, на рис. 7.15, б — спектральная плотность помехи $N(f)$. Представленная кривая $N(f)$ получена в результате сдвига кривой спектральной плотности зондирующего сигнала на среднюю доплеровскую частоту помехи $F_{дпср}$, наложения составляющих внутреннего шума N_0 , а также учета размытия гребенчатого спектра помехи за счет разброса скоростей отражателей. На рис. 7.15, в представлена амплитудно-частотная характеристика оптимального фильтра, соответствующая (4). Условия оптимальной обработки могут быть реализованы, если последовательно включены оптимальный фильтр для одиночного импульса пачки, гребенчатый фильтр накопления (например, в виде линии задержки — рециркулятора) и, наконец, гребенчатый фильтр подавления гребней спектра помехи (рис. 7.16). Соответствующие частотные характеристики показаны на том же рисунке.

Первые два фильтра (рис. 7.16) обеспечивают оптимальную обработку импульсов пачки на фоне белого шума, последний — режекцию помехи. При этом фильтр накопления настроен на скорость цели, а фильтр подавления — на скорость помехи.

Порядок включения фильтров ГФП и ГФН может быть изменен, так как произведение амплитудно-частотных характеристик при этом не меняется. С выхода фильтров напряжение подается на детектор.

На рис. 7.17 показана видоизмененная схема обработки, в которой когерентный накопитель заменен по-



Рис. 7.17. Схема оптимальной обработки сигнала на фоне белого шума при неизвестной скорости цели

следетекторным (некогерентным). При использовании этой схемы не требуется настройка накопителя на скорость цели, достаточно настроить гребенчатый фильтр подавления на среднюю скорость помехи. Частотная характеристика додетекторных каскадов определяется в данном случае по формуле

$$K_{\text{онт}}(f) \equiv \frac{|g_{\text{и}}(f)|}{N(f)},$$

т. е. соответствует обнаружению *одиночных* радиоимпульсов некогерентной пачки на фоне небелого шума. Соответствующие теории гребенчатые фильтры подавления и накопления могут быть сравнительно просто реализованы на *промежуточной* частоте, что показывается в следующих параграфах. Оптимальная обработка сигнала на фоне пассивных помех может быть проведена и на *ви-деочастоте*, что явится предметом дальнейшего рассмотрения.

§ 7.9. Гребенчатые фильтры подавления

Если потребное число гребней велико, реализация фильтров с помощью контуров вызывает затруднение. Более простой оказывается реализация необходимых частотных характеристик с помощью *линий задержки*.

На рис. 7.18, а показана простейшая схема такого фильтра, состоящая из линии задержки (здесь на промежуточной частоте) и обобщенного сумматора — схемы образования разности незадержанного и задержанного напряжений. Эта схема соответствует линейным операциям обработки

$$u_{\text{вых}}(t) = u_{\text{вх}}(t) - u_{\text{вх}}(t - T) \quad (1)$$

и поэтому представляет собой линейный фильтр.

Частотная характеристика этого фильтра может быть найдена из соотношения

$$K(f) = \frac{u_{\text{вых}}(t)}{u_{\text{вх}}(t)} \Big|_{u_{\text{вх}}(t) = e^{j2\pi ft}} = 1 - e^{-j2\pi fT} = 2je^{-j\pi fT} \sin \pi fT.$$

Амплитудно-частотная характеристика

$$|K(f)| = 2|\sin \pi fT| \quad (2)$$

изображена на рис. 7.19, а. Она обращается в нуль для частот $f_k = \frac{k}{T}$ и достигает максимума для частот $f_k + \frac{1}{2T}$.

Положение нулей этой характеристики изменяется при изменении периода посылки на некоторую величину ΔT . Поскольку практический интерес представляет участок гребенчатой характеристики в пределах полосы частот одиночного радиоимпульса, где величину $2\pi f(T + \Delta T) = 2\pi fT + \alpha$ можно считать по-

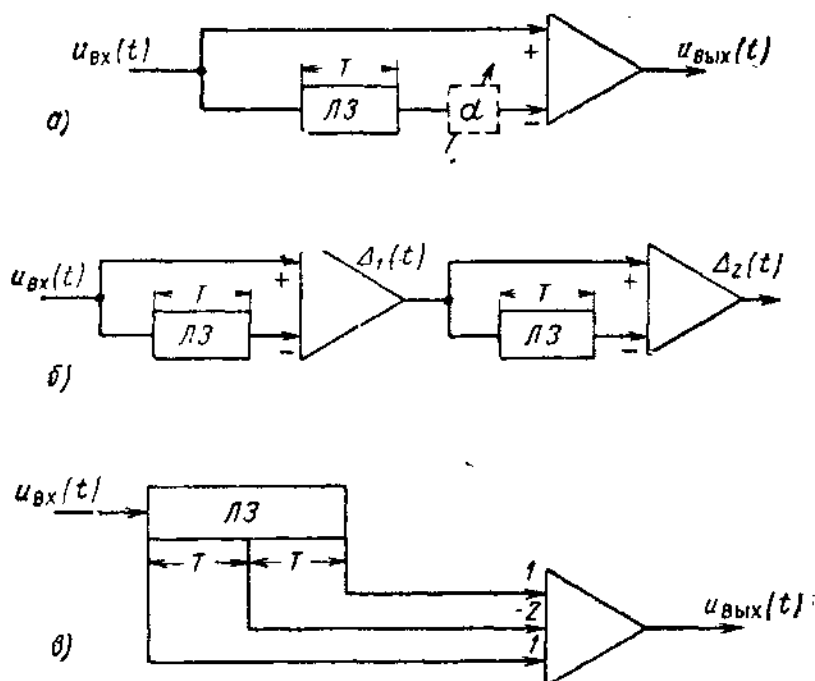


Рис. 7.18. Схема однократного (а) и двукратного (б и в) череспериодного вычитания — гребенчатые фильтры подавления

стоянной, то изменение положения нулей в нужной полосе частот (пунктир на рис. 7.19, а) можно обеспечить, включая последовательно с нерегулируемой линией задержки регулируемый фазовращатель.

Поясним работу гребенчатого фильтра подавления (рис. 7.18, а), полагая, что на него воздействуют различные последовательности радиоимпульсов (бесконечная периодическая последовательность; пачки периодически следующих радиоимпульсов, отраженные от точечной цели и от импульсного объема отражателей при наличии разброса скоростей). Пояснение может быть дано как на основе спектральной, так и на основе временной трактовки воздействия.

Бесконечная периодическая последовательность импульсов имеет линейчатый спектр. Меняя несущую частоту спектра либо смещая

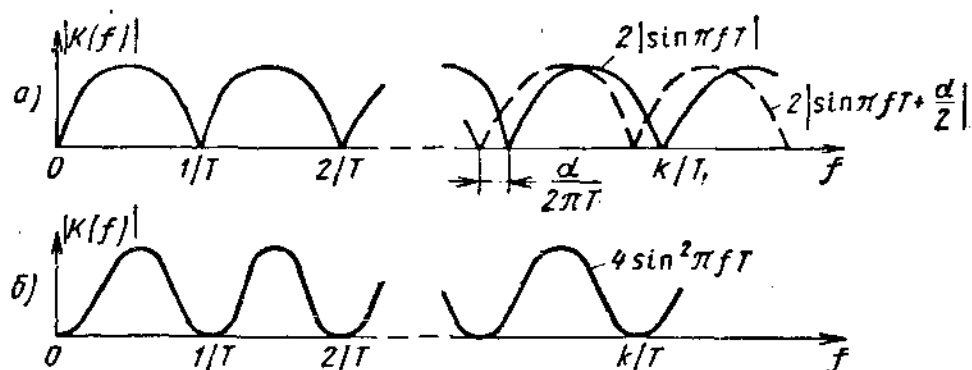


Рис. 7.19. Амплитудно-частотные характеристики схем однократного (а) и двукратного (б) череспериодного вычитания

по частоте области подавления, можно подвести спектральные линии под эти области и тем самым полностью подавить отражения от местных предметов, представляющие собой периодически следующие импульсы на несущей частоте f_0 . С временной точки зрения полное подавление периодически следующих импульсов объясняется их временной компенсацией на промежуточной частоте, поскольку задержанный на период импульс не отличается от незадержанного.

В случае пачки периодически следующих импульсов, образуемой при обзоре, разные импульсы пачки имеют неодинаковые амплитуды. Поэтому при использовании череспериодного вычитания (ЧПВ) нельзя добиться полной компенсации, особенно на краях пачки. Чем больше количество импульсов в пачке, тем качество компенсации лучше. Качество компенсации ухудшается при увеличении скорости обзора, когда уменьшается число импульсов в пачке.

Со спектральной точки зрения ухудшение качества компенсации объясняется расширением гребней спектра пачки. Ширина каждого гребня по уровню, близкому к 0,5, определяется величиной $1/MT$, где T — период повторения; M — число импульсов в пачке. Чем меньше количество импульсов в пачке, тем хуже качество подавления. Качество подавления ухудшается и в том случае, если ширина гребней помехи увеличивается за счет разброса скоростей отражателей (см. § 7.18).

Существенное ухудшение качества подавления в обоих случаях можно пояснить со спектральной точки зрения заостренной формой провалов амплитудно-частотной характеристики схемы однократного ЧПВ (рис. 7.19, а).

Для расширения областей подавления была предложена схема *двукратного вычитания*, которую можно представить последовательным соединением двух схем однократного ЧПВ (рис. 7.18, б). При этом первая схема однократного вычитания вырабатывает первую конечную (не бесконечно малую) разность

$$\Delta_1(t) = u_{\text{вх}}(t) - u_{\text{вх}}(t - T),$$

а вторая схема однократного вычитания вырабатывает вторую разность $\Delta_2(t) = \Delta_1(t) - \Delta_1(t - T)$ или

$$\Delta_2(t) = u_{\text{вх}}(t) - 2u_{\text{вх}}(t - T) + u_{\text{вх}}(t - 2T). \quad (3)$$

Тот же эффект дает и схема (рис. 7.18, в), построенная на основе линии задержки на время $2T$ с отводом, соответствующим задержке на время T , и схемы весового суммирования.

Амплитудно-частотную характеристику схемы двукратного вычитания можно получить, перемножая амплитудно-частотные характеристики (2) схем однократного череспериодного вычитания,

$$|K(f)| = 4 \sin^2 \pi f T, \quad (4)$$

т. е. амплитудно-частотная характеристика (рис. 7.19, б) в отличие от (рис. 7.19, а) оказывается не синусной, а *синус-квадратной*. Эта схема лучше компенсирует *расширенные* гребни спектра помехи, т. е. гребни спектра при уменьшенном числе импульсов в пачке или при разбросе скоростей отражателей.

Улучшение качества подавления в этих случаях можно пояснить и с временной точки зрения. Если при линейном нарастании амплитуды импульсов первая схема однократного вычитания даст постоянный уровень остатка, то вторая схема однократного вычитания этот остаток полностью скомпенсирует. Поэтому схема двукратного вычитания в меньшей степени реагирует на амплитудную модуляцию импульсов в пачке, обусловленную обзором по угловой координате или разбросом скоростей отражателей. Таким же образом можно убедиться, что схема двукратного вычитания в меньшей степени реагирует не только на амплитудную, но и на фазовую модуляцию (при малых изменениях фазы от импульса к импульсу).

Наряду с определенными достоинствами схема двукратного вычитания характеризуется следующими недостатками: увеличением объема аппаратуры и расширением области провалов частотной характеристики. Последнее может ухудшить условия обнаружения цели при некоторых ее скоростях.

Области провалов можно сузить, сохраняя при этом параболическую форму последних.

Для этого могут быть использованы обратные связи, например, с выхода схемы двукратного вычитания на ее вход, как это показано на рис. 7.20, соответствующем использованию отрицательной обратной связи.

Для расчета частотной характеристики $K_{рез}(f)$ этой схемы используем обычную методику, полагая

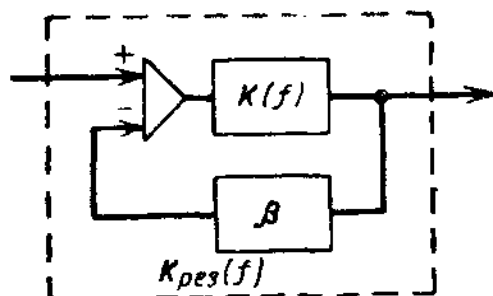


Рис. 7.20. Схема ЧПВ с отрицательной обратной связью

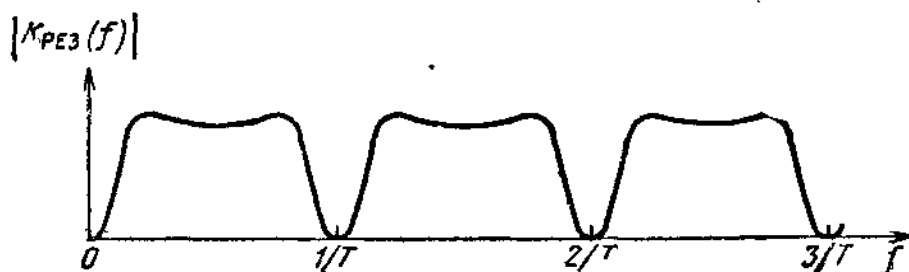


Рис. 7.21. Амплитудно-частотная характеристика схемы ЧПВ с отрицательной обратной связью

$$K_{\text{рез}}(f) = \frac{u_{\text{вых}}(t)}{u_{\text{вх}}(t)} \Big|_{u_{\text{вх}}(t) = e^{j2\pi ft}}$$

Учитывая последовательные циркуляции входного сигнала, получим

$$K_{\text{рез}}(f) = e^{-j2\pi ft} [K(f) e^{j2\pi ft} + (-\beta) K^2(f) e^{j2\pi ft} + (-\beta)^2 K^3(f) e^{j2\pi ft} + \dots]$$

Суммируя члены бесконечной геометрической прогрессии, найдем

$$K_{\text{рез}}(f) = \frac{K(f)}{1 + \beta K(f)} \quad (5)$$

При $K(f) = 1$ имеем $K_{\text{рез}}(f) = \frac{1}{1 + \beta}$. Вводя нормированную результирующую частотную характеристику $K_{\text{рез н}}(f)$, окончательно получим:

$$K_{\text{рез н}}(f) = \frac{(1 + \beta) K(f)}{1 + \beta K(f)} \quad (6)$$

Формула (6) справедлива не только в том случае, когда $|\beta K(f)| < 1$ и геометрическая прогрессия является убывающей, но и когда величина $|\beta| > 0$ достаточно велика. В этом можно убедиться, составляя баланс напряжений для установившегося режима гармонических колебаний:

$$u_{\text{вых}}(t) = K(f) [u_{\text{вх}}(t) - \beta u_{\text{вых}}(t)],$$

откуда

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{K(f)}{1 + \beta K(f)} u_{\text{вх}}(t),$$

что с учетом нормировки приводит к (6) без ограничения на величину β .

Если β достаточно велико, а частоты таковы, что $|\beta K(f)| \gg 1$, то $|K_{\text{рез н}}(f)| = 1$, т. е. результирующая частотная характеристика (рис. 7.21) имеет уплощенные вершины. Для тех же частот, для которых $|\beta K(f)| \ll 1$,

$$K_{\text{рез н}}(f) = (1 + \beta) K(f),$$

т. е. сохраняется параболический характер областей подавления, хотя ширина провалов сужается.

Наряду с использованием обратных связей по схеме (рис. 7.20), т. е. с выхода на вход, возможны и более сложные случаи, когда используются обратные связи от промежуточных точек схемы череспериодного вычитания. За счет этого возрастают возможности коррекции амплитудно-частотной характеристики.

§ 7.10. Гребенчатые фильтры накопления

Гребенчатые фильтры накопления могут быть построены на основе схемы рециркулятора, включающей линию задержки, поставленную в цепь обратной связи (рис. 7.22). В этой схеме выходное напряжение определяется по формуле

$$u_{\text{вых}}(t) = u_{\text{вх}}(t) + \beta u_{\text{вх}}(t - T) + \beta^2 u_{\text{вх}}(t - 2T) + \dots \quad (1)$$

Коэффициент обратной связи β считаем при этом комплексной величиной с модулем, меньшим единицы.

При воздействии на вход рециркулятора импульса на его выходе получается последовательность периодически следующих импульсов с убывающей амплитудой, причем убывание амплитуды тем меньше, чем ближе к единице величина $|\beta|$. Если на рециркулятор подать периодическую последовательность импульсов, например, с периодом, точно равным времени задержки, будет наблюдаться накопление импульсов.

Частотную характеристику рециркулятора найдем по обычной методике

$$K(f) = 1 + \beta e^{-j2\pi fT} + \beta^2 e^{-j4\pi fT} + \dots$$

Суммируя члены геометрической прогрессии, находим

$$K(f) = \frac{1}{1 - \beta e^{-j2\pi fT}}. \quad (2)$$

Переходя к нормированной амплитудно-частотной характеристике

$$|K_n(f)| = \frac{|K(f)|}{|K(f)|_{\text{макс}}},$$

получим

$$|K_n(f)| = \frac{1 - |\beta|}{\sqrt{1 + |\beta|^2 - 2|\beta| \cos[2\pi fT - \arg \beta]}}. \quad (3)$$

Амплитудно-частотная характеристика рециркулятора имеет гребенчатую структуру (рис. 7.23). Ее гребням соответствуют ча-

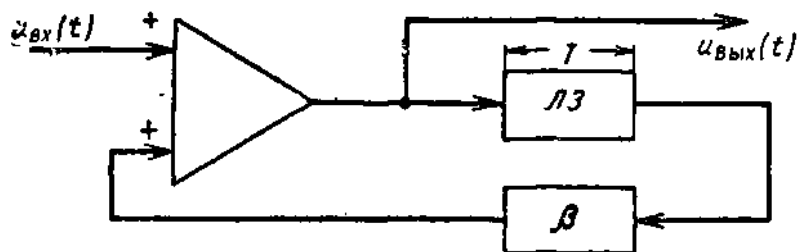


Рис. 7.22. Рециркулятор — гребенчатый фильтр накопления

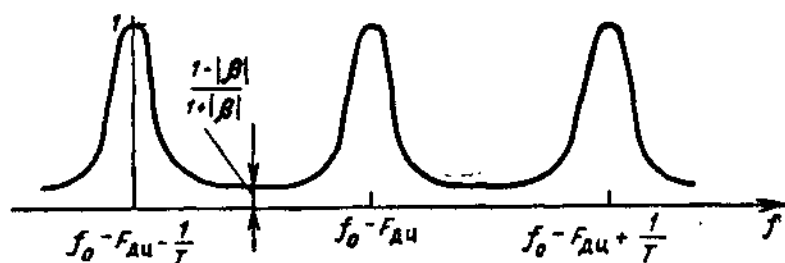


Рис. 7.23. Амплитудно-частотная характеристика рециркулятора

стоты $f_m = \frac{m}{T} + \frac{\arg \beta}{2\pi T}$. Амплитуды гребней нормированы к единице. Между гребнями располагаются провалы с уровнем $\frac{1 - |\beta|}{1 + |\beta|}$. Подбор необходимой ширины гребней и уровней провалов может быть осуществлен за счет выбора $|\beta|$. Чем $|\beta|$ ближе к единице, тем *уже* гребни амплитудно-частотной характеристики, что соответствует *увеличению памяти* рециркулятора. Для оптимизации фильтрации ширину гребней амплитудно-частотной характеристики согласуют с шириной гребней амплитудно-частотного спектра сигнала. Иначе, это означает *согласование длительности импульсной характеристики рециркулятора с длительностью пачки*.

Положение гребней амплитудно-частотной характеристики рециркулятора вдоль оси частот необходимо совместить с положением гребней амплитудно-частотного спектра сигнала. Последнее можно обеспечить как за счет частотного сдвига каждой из спектральных составляющих сигнала, так и за счет подбора аргумента β .

Рассматриваемая схема не может быть, вообще говоря, оптимальной для целей, имеющих разные скорости. При изменении скорости цели изменяется положение гребней спектра сигнала. Соответственно нужна новая настройка гребней амплитудно-частотной характеристики рециркулятора.

Задача одновременного обнаружения сигналов от целей с различными скоростями может быть решена путем параллельного соединения рециркуляторов, рассчитанных на разные скорости. Сложность такой схемы явилась препятствием распространению рециркуляторов.

В последнее время, однако, выяснилась *возможность обнаружения целей с различными скоростями при помощи рециркулятора с одной линией задержки*.

Поясним возможность такого обнаружения. Предположим, одиночный радиоимпульс поступает на оптимальный для него

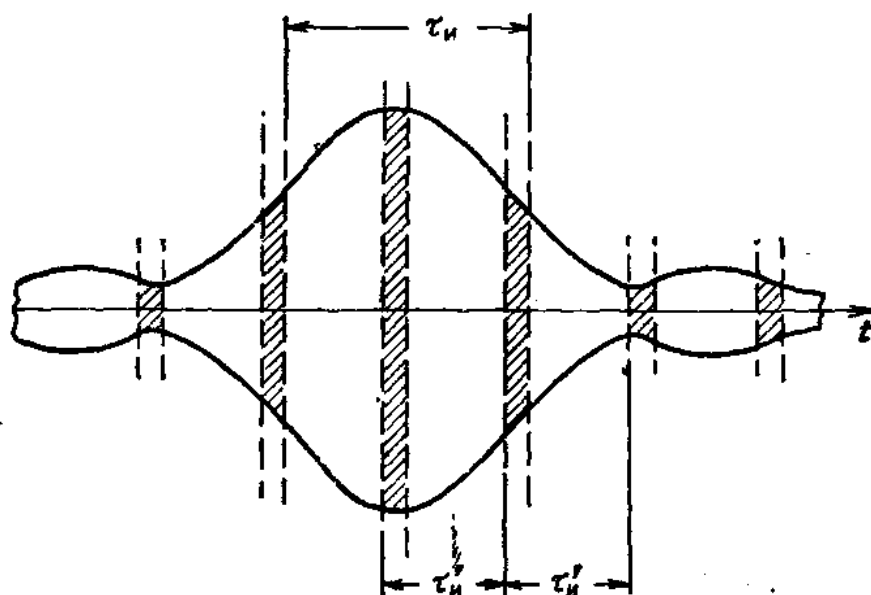


Рис. 7.24. К пояснению малости потерь при стробировании выходного напряжения оптимального фильтра

фильтр. Пусть выход этого фильтра периодически стробируется короткими импульсами с периодом τ_n , заметно меньшим длительности выброса сигнала на выходе оптимального фильтра (рис. 7.24). Стробирование не ухудшает отношения сигнал/помеха, поскольку вершина выходного импульса образовалась в результате когерентного накопления за время всей длительности входного и соответствует отношению сигнал/помеха, близкому к пиковому $\sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{N_0}}$. Поэтому короткие импульсы, полученные после

стробирования, могут нести информацию об амплитуде и фазе более широких вершин импульсов на выходе оптимального фильтра. Они могут быть затем обработаны в рециркуляторе, если линия задержки и остальные элементы рециркулятора обеспечивают необходимую широкополосность, а время задержки кратно величине τ_n . Для указанной последовательности стробирующих импульсов может быть установлено необходимое значение $\arg \beta$. Существенно, что схема рециркулятора значительную часть времени остается незагруженной и может производить обработку для других значений скорости, а значит, и $\arg \beta$.

На указанном принципе основана схема, приведенная на рис. 7.25. Она представляет собой рециркулятор, в цепь обратной связи которого включено звено, обеспечивающее необходимое значение $|\beta|$, и звено, обеспечивающее изменение во времени $\arg \beta$. Последнее достигается в схеме двойного преобразования частоты, содержащей гетеродины с частотами f_r и $f_r + \frac{1}{\tau_n}$. Если на вход

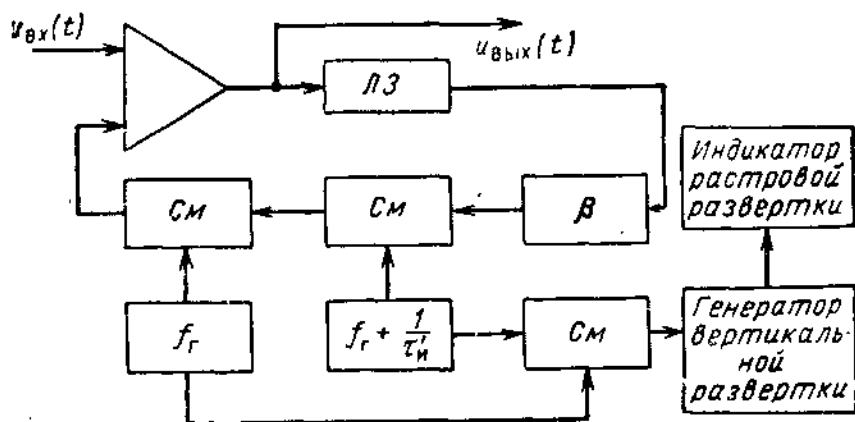


Рис. 7.25. Многоцелевой гребенчатый фильтр накопления

этой схемы поступает колебание $\cos 2\pi f_0 t$, то на выходе получается колебание вида

$$\cos 2\pi [f_0 + (f_r + \frac{1}{\tau_n}) - f_r] t = \cos [2\pi f_0 t + \arg \beta], \text{ где } \arg \beta = 2\pi t / \tau_n.$$

Последний через каждый интервал времени меняется на 2π , т. е. принимает повторяющиеся значения. Соответственно через интервалы τ_n следуют моменты максимального накопления для некоторой доплеровской частоты. Поэтому обработка (рис. 7.25) оказывается эквивалентной обработке в рециркуляторе со стробированием. На схеме рис. 7.25 показаны гетеродины, колебания их разностной частоты выделяются в смесителе и синхронизируют генератор вертикальной развертки растрового индикатора. Вертикальная развертка, синхронизованная с изменением $\arg \beta$, является разверткой скорости. На горизонтальные пластины индикатора подается обычная развертка дальности. Яркостная отметка на индикаторе покажет положение цели в координатах дальность — скорость.

Описанные выше рециркуляторы на линиях задержки обладают большим достоинством — возможностью одноканальной обработки как на различных элементах дальности, так и для различных скоростей движения цели. Это преимущество тем больше, чем сложнее схема для элемента дистанции.

Однако, как уже отмечалось, за последнее время намечаются пути значительного упрощения отдельных ячеек обработки за счет перехода к интегральным схемам. В этом случае вновь возрождается интерес к схемам корреляционно-фильтровой обработки типа рис. 3.46, когда принимаемые колебания стробируются импульсами для каждого участка дальности. При известной доплеровской частоте, как было показано на рис. 3.46, для накоп-

ления достаточно иметь только один контур. С учетом различия в доплеровских частотах потребуется число контуров порядка числа импульсов в пачке.

Такая схема должна производить *накопление* для каждого элемента дистанции. Продетектированное выходное напряжение контура с наибольшей амплитудой повторно стробируется после детектора. Состыкованные импульсы для различных элементов дистанции поступают на выход схемы.

Наряду с накоплением таким же образом может быть решена задача *режекции* по частоте. Переходя к подобным методам, рассчитывают на более высокое качество режекции, чем при использовании памяти в виде линий задержки, потенциалоскопов и т. д.

§ 7.11. Принцип когерентной оптимальной обработки на видеочастоте

В силу своей простоты широко используются схемы когерентной обработки на видеочастоте с череспериодным вычитанием. Покажем, что видеочастотная схема в *принципе* может быть выполнена оптимальной и осуществлять те же самые операции, что и схема (см. рис. 7.17) обработки на промежуточной частоте*.

На рис. 7.26 пунктиром выделена часть схемы на промежуточной частоте, которая будет переводиться на видеочастоту. Если импульсная характеристика схемы череспериодного вычитания в полосе частот сигнала описывается выражением

$$v(t) = V(t) \cos 2\pi f_0 t, \quad (1)$$

то частотную характеристику этого фильтра можно представить в виде

$$K_v(f) = \int_{-\infty}^{\infty} V(t) \cos 2\pi f_0 t e^{-j2\pi ft} dt. \quad (2)$$

Используя формулу Эйлера, интеграл (2) сводим к сумме интегралов

$$K_v(f) = \frac{1}{2} K_V(f + f_0) + \frac{1}{2} K_V(f - f_0), \quad (3)$$

где

$$K_V(f) = \int_{-\infty}^{\infty} V(t) e^{-j2\pi ft} dt.$$

* На видеочастоте возможно не только когерентное подавление, но и когерентное накопление. Схема оптимальной фильтрации на фоне небелого шума (см. рис. 7.16) также может быть реализована на видеочастоте.

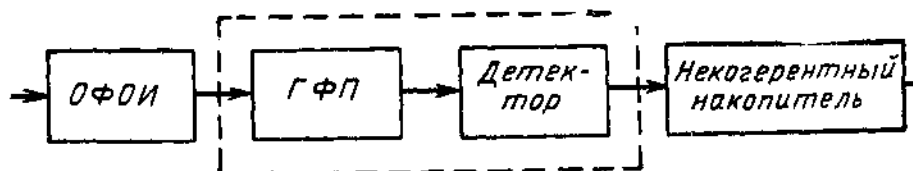


Рис. 7.26. Пояснение перехода от обработки на промежуточной к обработке на видеочастоте

Если на вход гребенчатого фильтра подавления поступают колебания $y(t)$, то на его выходе получим

$$\begin{aligned} w(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} y(s) v(t-s) ds = \\ &= W_1(t) \cos 2\pi f_0 t + W_2(t) \sin 2\pi f_0 t = \\ &= \sqrt{W_1^2(t) + W_2^2(t)} \cos [2\pi f_0 t - \Phi(t)], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} W_{1,2}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} y(s) V(t-s) \begin{matrix} \cos 2\pi f_0 s \\ \sin 2\pi f_0 s \end{matrix} ds, \\ \cos \Phi(t) &= \frac{W_1(t)}{\sqrt{W_1^2(t) + W_2^2(t)}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Огибающая этого напряжения, соответствующая выходному напряжению линейного детектора, будет

$$W(t) = \sqrt{W_1^2(t) + W_2^2(t)}.$$

Полученным соотношениям соответствует схема, представленная на рис. 7.27, б. В этой схеме напряжение с выхода оптимального фильтра одиночного импульса $y(t)$ поступает на два умножителя, на которые поданы квадратурные гармонические колебания на несущей частоте f_0 . После умножителей стоят гребенчатые фильтры подавления на видеочастоте с импульсными характеристиками $V(t)$ и частотными характеристиками $K_V(f)$ (рис. 7.27, в). На выходе этих фильтров получаются напряжения $W_1(t)$ и $W_2(t)$, определяемые формулой (5). После операции извлечения квадратного корня из суммы квадратов этих напряжений получается напряжение $W(t)$, такое же, как на выходе схемы обработки на промежуточной частоте.

На рис. 7.27, а показана частотная характеристика гребенчатого фильтра подавления промежуточной частоты. Последний вместе с детектором обеспечивает ту же обработку, что и квадратурная схема (рис. 7.27, б) при частотной характеристике фильтров видеочастоты, представленной на рис. 7.27, в. Операции умноже-

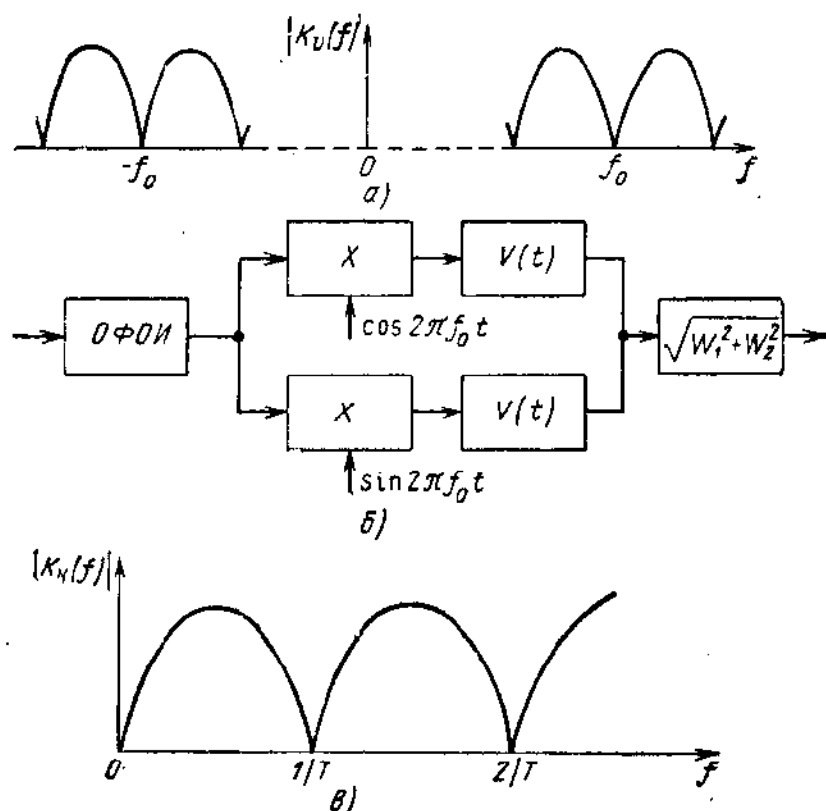


Рис. 7.27. Амплитудно-частотные характеристики гребенчатого фильтра подавления на промежуточной (а) и видеочастоте (б); схема оптимальной обработки на видеочастоте (б)

ния, которые предусматриваются схемой оптимальной обработки на видеочастоте, в каждом квадратурном канале приводят к образованию двух составляющих: двойной частоты $2f_0$ и видеочастоты, например,

$$\begin{aligned}
 & U(t) \cos [2\pi f_0 t - \varphi(t)] \cos 2\pi f_0 t = \\
 & = \frac{1}{2} U(t) \cos [4\pi f_0 t - \varphi(t)] + \frac{1}{2} U(t) \cos \varphi(t).
 \end{aligned}$$

На выходе каждой видеочастотной цепи действует только видеочастотная составляющая. Эта составляющая зависит не только от амплитуды поступающего на умножитель напряжения, но и от его фазы по отношению к опорному напряжению, т. е. каждый умножитель ведет себя как фазочувствительный детектор.

Подобный же результат может дать схема фазочувствительного детектирования, показанная на рис. 7.28, а, в соответственно в небалансном и балансном варианте, если амплитуда опорного напряжения, подаваемого на эту схему, $U_0 \gg U$. Например, для схемы (рис. 7.28, а) переменное напряжение, снимаемое с разделительного конденсатора, в соответствии с векторной диаграммой (рис. 7.28, б) составит

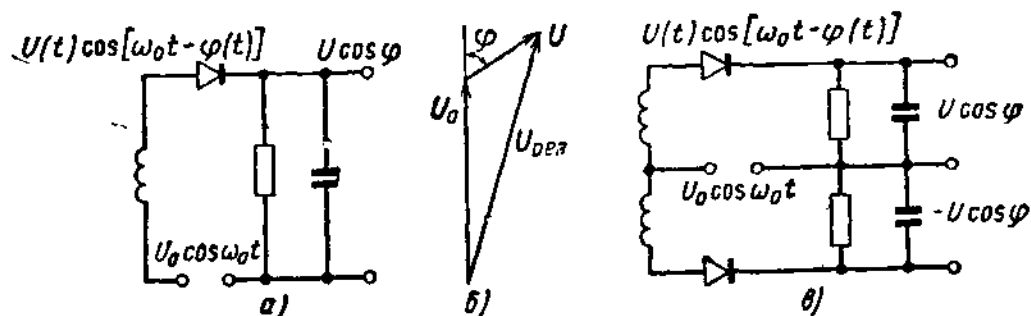


Рис. 7.28. Фазочувствительный детектор (а), векторная диаграмма напряжений (б) и балансный фазочувствительный детектор (в)

$$\Delta U_{\text{рез}} = U_{\text{рез}} - U_0 = U \cos \varphi,$$

где $U_{\text{рез}} = U_0 + U \cos \varphi$ при сделанном допущении $U_0 \gg U$.

В качестве гребенчатого фильтра подавления на видеочастоте (так же, как и на промежуточной) могут использоваться схемы череспериодного вычитания с элементами памяти на линиях задержки, потенциалоскопах и т. д. Устройства памяти должны хранить отраженный сигнал в течение одного или нескольких периодов следования импульсов, который для РЛС обнаружения составляет несколько миллисекунд. Такая величина задержки может быть получена, в частности, с помощью ультразвуковых линий задержки (УЗЛЗ). Поскольку скорость звука значительно меньше скорости света, сигнал задерживается на большое время при ограниченных размерах линий. Для преобразования электрических колебаний в механические (ультразвуковые) и обратно используют *прямой и обратный пьезоэлектрический эффект*, который имеет место для кристаллов кварца, титаната бария и т. п. Прямой пьезоэлектрический эффект состоит в том, что при наличии электрических зарядов на обкладках кристаллического конденсатора (преобразователя) происходит его сжатие или растяжение в зависимости от знака заряда. Наоборот, сжатие или растяжение кристалла ведет к появлению электрических зарядов (обратный пьезоэлектрический эффект). Поэтому, прикладывая переменное электрическое поле вдоль оси кристаллического конденсатора, можно вызвать механические колебания кристалла, передаваемые затем звукопроводу. В свою очередь, механические колебания звукопровода могут быть преобразованы в электрические колебания. В качестве звукопровода могут применяться: ртуть, вода, алюминиевомагниевоы сплавы, плавленый кварц, монокристаллы солей NaCl, KCl, BaF₂ и т. д. Для достижения необходимой задержки при ограниченных габаритах линии в ней используются многократные отражения. На рис. 7.29 представлен чертеж многогранной линии задержки. Подобного рода линии задержки с твердым звукопроводом в отличие, например, от ртутных имеют значительно меньшие вес и габариты, удобнее в эксплуатации. Ультразвуковые ли-

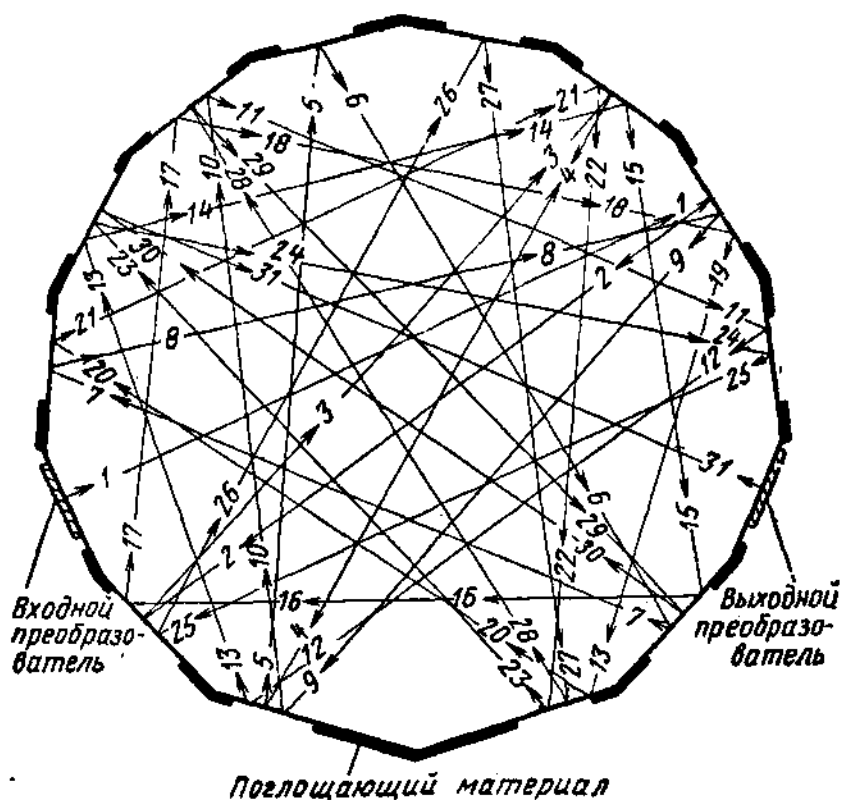


Рис. 7.29. Многогранная линия задержки

нии задержки могут обеспечить полосу пропускания до 50% (и более) от несущей частоты. Так, например, линии задержки на монокристаллах поваренной соли (NaCl) с преобразователями на кварце Y -среза (при резонансной частоте кварца 35 МГц) обеспечивают полосу пропускания 13—22 МГц. В настоящее время имеется принципиальная возможность повышать несущую частоту до сотен и даже тысяч мегагерц.

Ультразвуковые линии задержки могут использоваться в схемах череспериодного вычитания как на промежуточной, так и на видеочастоте. При работе на промежуточной частоте последняя выбирается равной резонансной частоте преобразователя электромагнитных колебаний в ультразвуковые. При работе на видеочастоте двуполярный видеоимпульс с выхода умножителя модулирует опорные колебания, соответствующие резонансной частоте преобразователя.

Наряду с линиями задержки широкое распространение получили *вычитающие потенциалоскопы*, которые одновременно выполняют функции памяти и вычитания.

Потенциалоскоп представляет собой электроннолучевую трубку (рис. 7.30), в которой электрические колебания записываются на некоторой диэлектрической мишени M в виде *потенциального рельефа*. Поверхность мишени должна обладать для этого свойством *вторичной эмиссии*. Это значит, что при попадании на нее электрона с большим уровнем энергии из мишени выбивается более

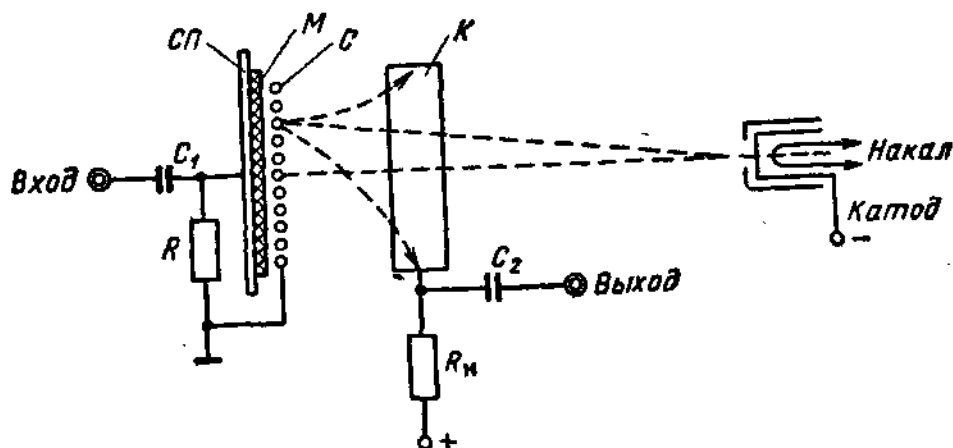


Рис. 7.30. Упрощенная схема вычитающего потенциоскопа

чем один электрон. Выбитые электроны улавливаются положительно заряженным коллектором K . Чем больше электронов попало на какой-то элемент мишени, тем больше из него их выбито и, следовательно, тем больше положительный заряд данного элемента мишени. Совокупность элементов мишени можно рассматривать как набор большого числа элементарных конденсаторов, обкладками которых служат передняя поверхность мишени и сигнальная пластина $СП$, примыкающая к ее задней поверхности.

Пусть электронный луч с меняющейся во времени интенсивностью разворачивается вдоль поверхности мишени, например, по спирали (устройство разворачивания на схеме опущено). Соответственно будет формироваться распределение образующихся при этом положительных зарядов на элементах поверхности мишени M . В силу малой электропроводности мишени электрические колебания записываются на диэлектрической мишени в виде потенциального рельефа, иначе, *запоминаются* на достаточно длительное время. Изменение интенсивности электронного луча обеспечивается изменением потенциала сигнальной пластины $СП$ относительно катода при подаче на вход сигнала.

Если записываемые колебания меняются от периода к периоду следования, происходит перезаряд элементарных конденсаторов. Ток перезаряда улавливается коллектором как ток вторичной эмиссии. Чтобы предотвратить его отвлечение на соседние участки мишени, установлена барьерная сетка C . Создаваемое при перезаряде падение напряжения на сопротивлении нагрузки R_n пропорционально разности записываемых напряжений сигналов в соседних периодах следования, т. е.

$$u_{\text{вых}}(t) \equiv u_{\text{вх}}(t) - u_{\text{вх}}(t - T).$$

В последнее время начинает проявляться интерес к *цифровой когерентной обработке сигналов*, которая может быть использована как при накоплении, так и при режекции.

В литературе описаны опыты по квантованию и записи на магнитную ленту амплитуд квадратурных составляющих сигнала в виде 8-разрядного кодового числа двоичной системы. При этом появляется возможность исследования спектров сигналов для каждого участка дистанции. Применение подобных методов для всей дистанции будет, очевидно, облегчено при использовании техники интегральных схем.

В принципе, для решения задач СДЦ может быть использована и рассмотренная в § 6.21 *оптическая обработка*.

§ 7.12. Простейший когерентно-импульсный радиолокатор с фазочувствительным детектором

На рис. 7.31 изображена схема простейшего когерентно-импульсного радиолокатора. Она содержит: задающий генератор $ЗГ$, усилитель мощности $УМ$, импульсный модулятор $ИМ$, передающую и приемную антенны, усилитель высокой (промежуточной) частоты $УВЧ$, фазочувствительный детектор $ФД$, на который в качестве опорного подается напряжение задающего генератора.

Представленный радиолокатор превращается в доплеровский, если из него изъять модулятор, и в обычный импульсный, если снять опорное напряжение с фазочувствительного детектора.

Обратим внимание на то, что опорное напряжение непрерывно подается на фазочувствительный детектор. Оно не может быть взято после импульсного модулятора, поскольку отраженные радиоимпульсы могут прийти в произвольный момент между двумя зондированиями.

На рис. 7.32, *а* изображена векторная диаграмма напряжений (опорного, принимаемого и результирующего) для момента воздействия отраженного импульса. Если отраженный сигнал отсутствует, результирующее напряжение равно опорному. На рис. 7.32, *б*, *в* показаны: высокочастотное результирующее напряжение (*б*) и результат его детектирования (*в*). Предполагается, что детектор содержит разделительный конденсатор, снимающий постоянную составляющую. На рис. 7.32, *а*, *б*, *в* все напряжения представлены при условии, что косинус угла сдвига фаз φ_0 между опорным и приходящим колебаниями постоянный и отрицательный.

Постоянство угла сдвига фаз соответствует неизменному расстоянию до цели и стабильной работе задающего генератора и импульсного модулятора. Знак косинуса сдвига фаз зависит от точного расстояния до цели, а

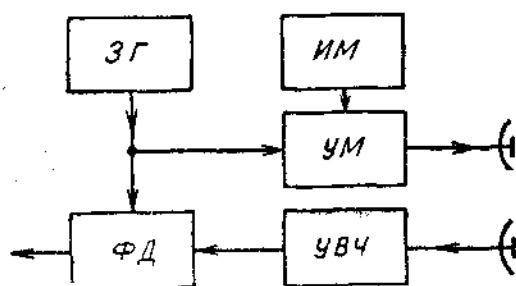


Рис. 7.31. Блок-схема когерентно-импульсного радиолокатора с истинной внутренней когерентностью

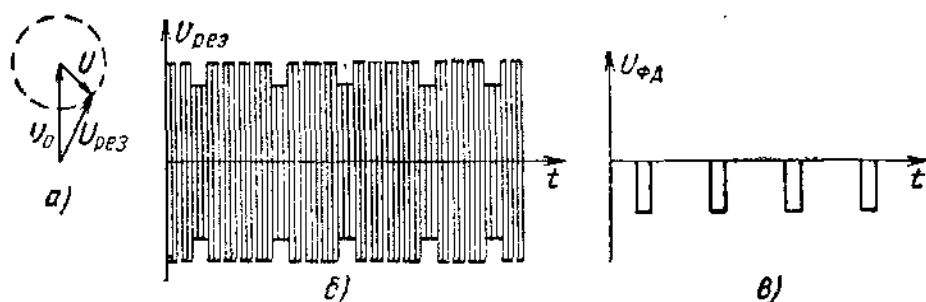


Рис. 7.32. Векторная диаграмма (а), результирующее напряжение (б) и напряжение на выходе фазочувствительного детектора (в) при $\cos \varphi_0 < 0$, $\varphi_T = 0$

сам косинус изменяет свой знак каждый раз, когда расстояние до цели изменяется на четверть длины волны (путь до цели и обратно при этом изменяется на полволны).

Если цель движется равномерно, то сдвиг фаз непрерывно меняется по формуле

$$\varphi(t) = \omega_0 t_3 = \omega_0 \frac{2}{c} r(t) = \omega_0 \frac{2}{c} (r_0 + v_r t) = \varphi_0 + \Omega_d t,$$

где $\Omega_d = \omega_0 \frac{2v_r}{c}$ — доплеровская частота, а φ_0 — сдвиг фаз при $t = 0$.

Изменение сдвига фаз за время длительности импульса выражается формулой

$$\varphi_\tau = \Omega_d \tau_n.$$

При зондировании пространства импульсами малой длительности оно невелико. Например, для $\tau_n = 1$ мксек, $v_r = 300$ м/сек, $\lambda = 0,1$ м величина φ_τ составляет 2° .

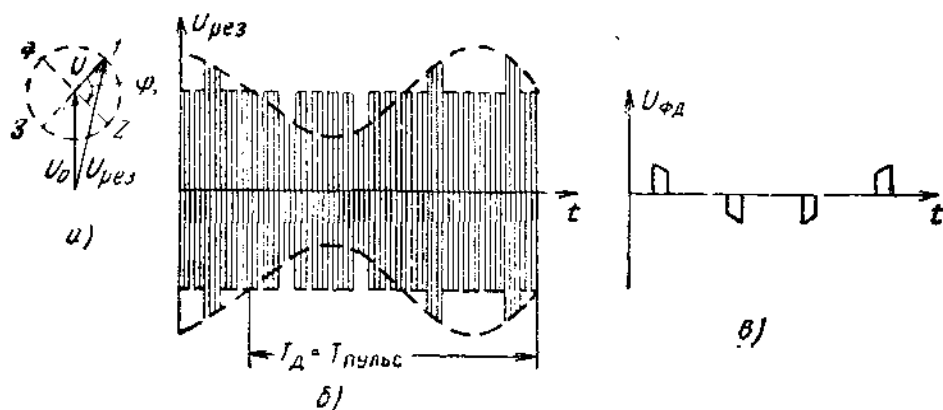


Рис. 7.33. Векторная диаграмма (а), результирующее напряжение (б) и напряжение на выходе фазочувствительного детектора (в) при $\varphi_T < \pi$

Изменение сдвига фаз за период посылки определяется формулой

$$\varphi_T = \Omega_d T$$

и обычно более значительно. Оно приводит к повороту вектора на векторной диаграмме, как это показано на рис. 7.33, а. Соответственно меняется и амплитуда напряжения на выходе фазочувствительного детектора (рис. 7.33, в). Представленный рисунок соответствует случаю, когда угол $\varphi_T < \pi$. При этом огибающая импульсов на выходе фазочувствительного детектора является синусоидальным колебанием доплеровской частоты. Иначе говоря, импульсы пульсируют с доплеровской частотой.

Несколько сложнее случай, когда $\varphi_T > \pi$. На рис. 7.34 изображен, например, случай, когда $\varphi_T = 2\pi - \Delta\varphi$, $0 < \Delta\varphi \leq \pi$. В этом случае проявляется своеобразный *стробоскопический эффект*. При импульсном воздействии сигнала на фазочувствительный детектор не удастся проследить непрерывного изменения фазы приходящего сигнала. Наблюдается *кажущееся* изменение сдвига фаз за период следования $\varphi_{T \text{ каж}} = -\Delta\varphi = \varphi_T - 2\pi$, т. е. кажется, что вектор повернулся в противоположную сторону на угол $\Delta\varphi$. Аналогично, если $\varphi_T = 2\pi + \Delta\varphi$, $0 < \Delta\varphi \leq \pi$, то наблюдается кажущееся изменение угла сдвига фаз $\varphi_{T \text{ каж}} = \Delta\varphi = \varphi_T - 2\pi$, т. е. кажется, что вектор повернулся на $\Delta\varphi$, а не на $\varphi_T = 2\pi + \Delta\varphi$.

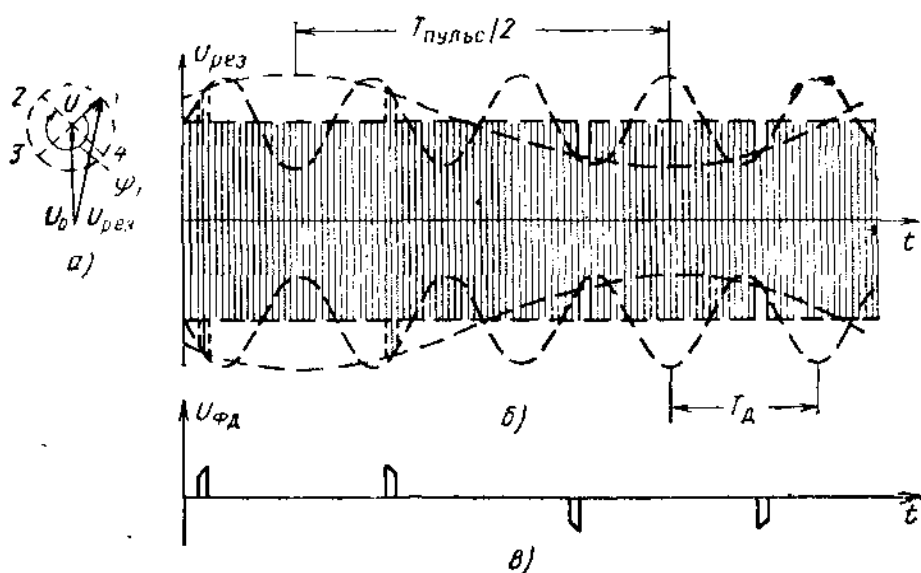


Рис. 7.34. Векторная диаграмма (а), результирующее напряжение (б) и напряжение на выходе фазочувствительного детектора (в) при $\varphi_T > \pi$

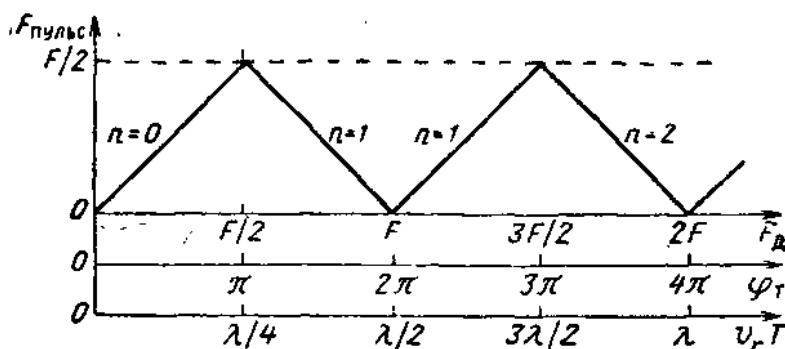


Рис. 7.35. Зависимость частоты пульсаций от доплеровской частоты, сдвига фаз за период посылки и пути, проходимого целью за период посылки

Изменение амплитуды от импульса к импульсу будет определяться величиной угла $\varphi_{T \text{ каж}}$. Может быть введен период пульсаций (см. рис. 7.34, б)

$$T_{\text{пульс}} = \frac{2\pi T}{|\varphi_{T \text{ каж}}|}$$

и обратная ему величина — частота пульсаций

$$\frac{1}{T_{\text{пульс}}} = F_{\text{пульс}} = F \frac{|\varphi_{T \text{ каж}}|}{2\pi}.$$

В общем случае

$$|\varphi_{T \text{ каж}}| = |\varphi_T - 2\pi n|,$$

где n — определяется из условия $|\varphi_T - 2\pi n| \leq \pi$. Тогда частота пульсаций

$$F_{\text{пульс}} = F \left| \frac{\varphi_T}{2\pi} - n \right| = |F_d - nF|, \quad (1)$$

причем условие для n приводится к виду $|F_d - nF| \leq F/2$.

Отсюда видно, что максимальная частота пульсаций не превышает половины частоты повторения импульсов $F/2$. График частоты пульсаций изображен на рис. 7.35 в функции доплеровской частоты F_d , соответствующего сдвига фаз за период посылки φ_T и пути $v_r T$, проходимого целью за период посылки.

Существует ряд значений радиальной составляющей скорости, при которых частота пульсаций обращается в нуль, т. е. пульсации исчезают. В этом случае изображения от движущейся и неподвижной цели на индикаторе с амплитудной отметкой не отличаются между собой. Эти скорости называются «слепыми» и соответствуют:

— значениям доплеровской частоты, кратным частоте повторения,

— значениям сдвига фаз $\varphi_T = 2\pi n$,

— значениям пути, проходимого целью за период посылки, равным целому числу полуволн.

«Слепые» скорости рассчитываются по формуле

$$v_{r\text{ сл}}^{(n)} = \frac{n\lambda}{2T}. \quad (2)$$

Если радиальная составляющая скорости цели отличается от «слепой», то движущуюся цель можно отличить от неподвижных по пульсациям импульса на экране индикатора с амплитудной отметкой (рис. 7.36), что может быть использовано для выделения целей на фоне отражений от неподвижных местных предметов.

Однако во многих случаях возникает необходимость «остановить» пульсации пассивных помех от движущихся с некоторой скоростью дипольных отражателей. Если в этом случае в качестве опорного на фазочувствительный детектор подавать неизменное по фазе напряжение задающего генератора, то вектор напряжения отраженного сигнала за каждый период посылки поворачивается по отношению к опорному на угол $\varphi_T = \Omega_{\text{дп}} T$. Соответственно изменяется результирующее напряжение, что и приводит к пульсациям напряжения помехи. Чтобы избежать пульсаций, достаточно изменять с постоянной скоростью фазу опорного напряжения так, чтобы это изменение фазы за время T по величине и по знаку соответствовало изменению фазы $\varphi_T = \Omega_{\text{дп}} T$ приходящих колебаний помехи.

Как известно, равномерное изменение фазы произвольного колебания во времени означает изменение частоты колебаний, в данном случае частоты колебаний задающего генератора на доплеровскую частоту помехи $\Omega_{\text{дп}}$. Малое изменение частоты может быть осуществлено схемами *двукратного преобразования частоты* с использованием высокостабильных (например, кварцованных) гетеродинов. Здесь колебания частоты f_0 преобразуются в колебания частоты $f_1 = f_0 - f_r$ (другие комбинационные частоты отфильтровываются за счет выбора достаточно большой частоты f_r). Колебания частоты f_1 преобразуются в колебания частоты $f_0' = f_1 + (f_r - F_d) = f_0 - F_d$. Соответствующая схема преобразования опорных колебаний до подачи на фазочувствительный детектор показана на рис. 7.37. Она позволяет путем изменения частоты одного из гетеродинов учесть скорость ветра, в связи с чем ручку изменения частоты гетеродина называют ручкой «компенсации скорости ветра». При повороте этой ручки создается такой же эффект, как если бы радиолокатор сам испытал «поддув», т. е. стал пере-

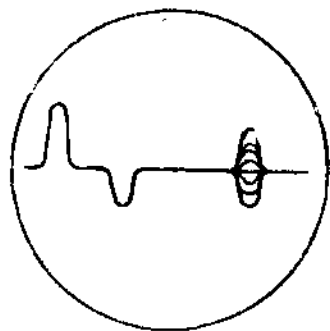


Рис. 7.36. Вид экрана амплитудного индикатора при подключении его на выход фазочувствительного детектора

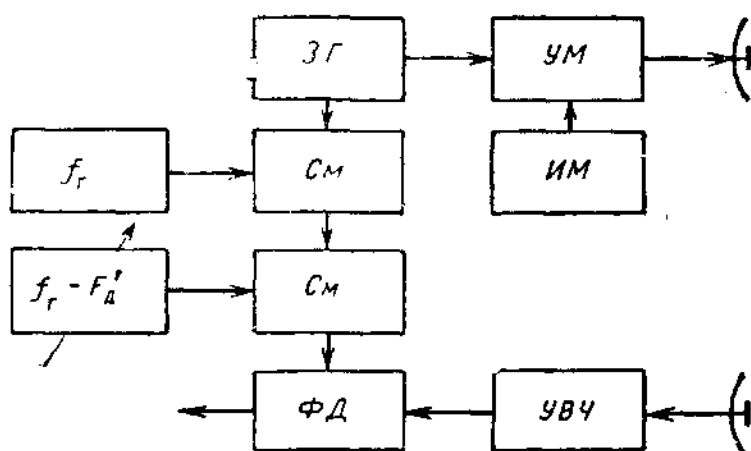


Рис. 7.37. Блок-схема когерентно-импульсного радиолокатора со схемой компенсации действия ветра (при компенсации $F'_d = F_{дп}$)

мещаться со скоростью ветра. В результате изменения частоты опорного напряжения видеоимпульсы цели после фазового детектора оказываются модулированными колебанием доплеровской разностной частоты $F_{др}$, представляющей собой разность доплеровской частоты цели и частоты «поддува», величина которой определяется положением ручки «компенсация скорости ветра». Частота пульсаций импульсов цели будет определяться теперь формулой

$$F_{\text{пульс}} = |F_{др} - nF|, \quad (3)$$

куда вместо частоты F_d вошла доплеровская разностная частота $F_{др}$. «Слепые» скорости при этом будут

$$v_{rсл}^{(n)} = \frac{n\lambda}{2T} + v_{rp}, \quad (4)$$

где v_{rp} — скорость, соответствующая «поддуву». В результате пульсации помехи на индикаторе ослабляются.

Наряду со схемой (рис. 7.37), где устройство «поддува» включено в цепь опорного колебания фазового детектора, возможно его включение в тракт принимаемого сигнала. В обоих случаях будет меняться сдвиг фаз принимаемого и опорного колебаний. Обе схемы называют схемами *преобразования фазы*, а не частоты, так как говорить о преобразовании частоты на единицы герц при спектрах сигнала порядка мегагерц вряд ли целесообразно.

§ 7.13. Принципы череспериодной компенсации на видеочастоте

Описанная в предыдущем параграфе визуальная селекция видеоимпульсов от движущихся целей на экране индикатора с амплитудной отметкой затрудняется, если пассивная помеха сплошь

забивает экран. Визуальная селекция не применима, кроме того, при использовании индикаторов кругового или растрового обзора с яркостной отметкой. Поэтому нужны схемы, позволяющие исключать помеху, сохраняя отметки от целей, радиальные скорости которых не являются «слепыми».

Для решения этой задачи можно использовать схемы однократного или многократного череспериодного вычитания на видеочастоте. На рис. 7.38 поясняется работа схемы однократного череспериодного вычитания с временной точки зрения. Показаны соответствующие осциллограммы напряжений: незадержанного $u(t)$, задержанного $u(t-T)$ и результат их вычитания $u(t)-u(t-T)$, после которого получают положительные и отрицательные импульсы от движущейся цели. Наконец, показан результат двухполупериодного (по отношению к огибающей частоты пульсаций) выпрямления этих импульсов, после чего пульсирующие импульсы от движущихся целей имеют одну (положительную) полярность и могут быть поданы для управления яркостью трубки индикатора с яркостной отметкой.

Поскольку система череспериодного вычитания на видеочастоте (до двухполупериодного выпрямителя) является линейной, можно

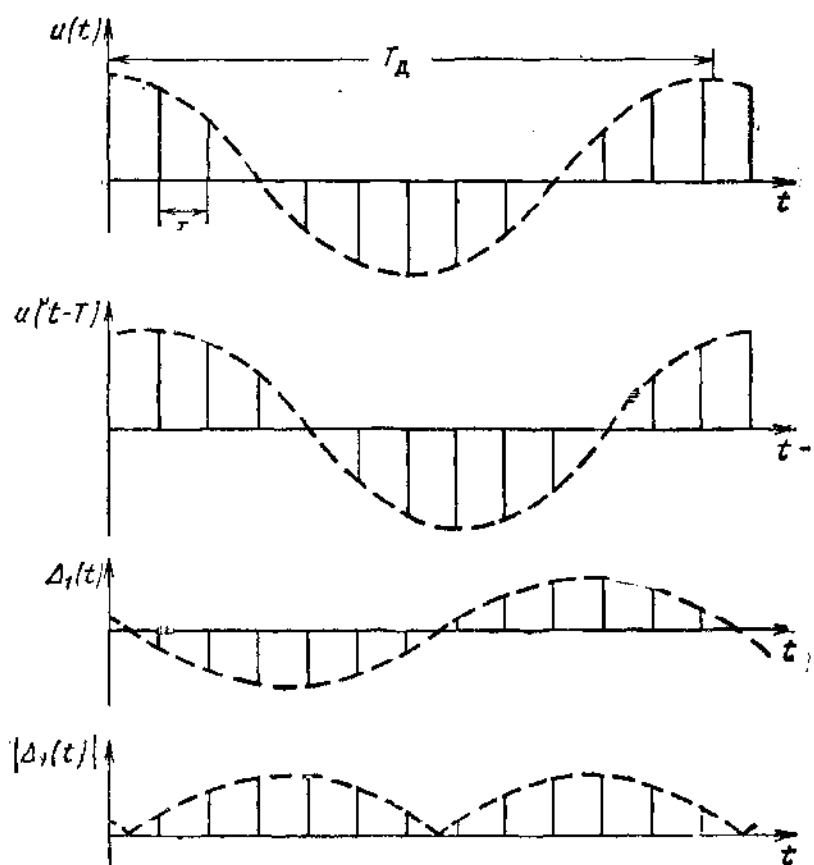


Рис. 7.38. Пояснение принципа действия однократного череспериодного вычитания с временной точки зрения

пояснить ее работу, как и системы на промежуточной частоте, со спектральной точки зрения. При этом надо учесть специфику спектра последовательности двухполярных видеоимпульсов, имеющей в качестве огибающей синусоиду доплеровской частоты. Известно, что бесконечная периодическая последовательность импульсов периода $T = 1/F$ (без модуляции) может быть представлена рядом Фурье:

$$u(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos 2\pi k F t. \quad (1)$$

Тогда двухполярная последовательность импульсов, модулированная доплеровской разностной частотой $F_{дп}$, будет

$$u(t) \cos 2\pi F_{дп} t = \frac{A_0}{2} \cos 2\pi F_{дп} t + \sum_{k=1}^{\infty} A_k [\cos 2\pi k F t \cos 2\pi F_{дп} t], \quad (2)$$

т. е.

$$u(t) \cos 2\pi F_{дп} t = \frac{A_0}{2} \cos 2\pi F_{дп} t + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{2} [\cos 2\pi (kF + F_{дп}) t + \cos 2\pi (kF - F_{дп}) t]. \quad (3)$$

Амплитудно-частотные спектры периодической (немодулированной доплеровской частотой) и двухполярной (модулированной) последовательностей видеоимпульсов представлены на рис. 7.39. Характерным для двухполярной последовательности импульсов является расщепление каждой спектральной линии частоты kF ($k \neq 0$ — номер гармоники) на пару спектральных линий (дуплет) $kF + F_{дп}$ и $kF - F_{дп}$. Для случая $k = 0$ имеет место замена нулевой частоты доплеровской. На тех же рисунках пунктиром показана амплитудно-частотная характеристика схемы однократного череспериодного вычитания. Как можно видеть, эта схема полностью подавляет все гармонические составляющие бесконечной периодической последовательности импульсов от неподвижной цели; соответствующие гармонические составляющие модулированной последовательности движущейся цели пропускаются. Поскольку эти составляющие в различной степени ослабляются в зависимости от значения доплеровской частоты, амплитуда пульсирующих импульсов (как и ее среднее значение после двухполупериодного выпрямления) зависит от радиальной скорости движения цели.

Зависимость отношения амплитуды пульсирующих импульсов (или ее среднего значения) на выходе схемы к амплитуде входных импульсов от радиальной скорости движения цели называют ам-

плитудно-скоростной характеристикой схемы череспериодного вычитания.

В случае однократного вычитания и при отсутствии обзора последнюю можно найти, составляя разность двух модулированных доплеровской частотой последовательностей видеопульсов единичной амплитуды — незадержанной и задержанной. Выражение для этой разности имеет вид

$$u(t) \cos 2\pi F_{\text{д.р}} t - u(t-T) \cos 2\pi F_{\text{д.р}} (t-T) = \\ = u(t) (-2) \sin \pi F_{\text{д.р}} T \sin 2\pi F_{\text{д.р}} \left(t - \frac{T}{2} \right)$$

при $u(t) \approx u(t-T)$.

Для рассматриваемого случая отношения амплитуды и среднего значения выходных пульсирующих импульсов к единичной амплитуде входных импульсов определяются выражениями:

$$U_{\text{вых макс}} = 2 |\sin \pi F_{\text{д.р}} T| = 2 \left| \sin 2\pi \frac{T}{\lambda} (v_{\text{г.п}} - v_{\text{г.н}}) \right|, \quad (4)$$

$$U_{\text{вых ср}} = \frac{2}{\pi} U_{\text{вых макс}} = \frac{4}{\pi} \left| \sin 2\pi \frac{T}{\lambda} (v_{\text{г.п}} - v_{\text{г.н}}) \right|. \quad (5)$$

Каждое из этих выражений можно рассматривать как амплитудно-скоростную характеристику схемы однократного череспериодного вычитания.

Скорости $v_{\text{г.сл}}^{(n)} = n\lambda/2T + v_{\text{г.п}}$ по-прежнему можно назвать «слепыми» скоростями. На этих скоростях имеют место провалы амплитудно-скоростной характеристики до нуля. Значительное

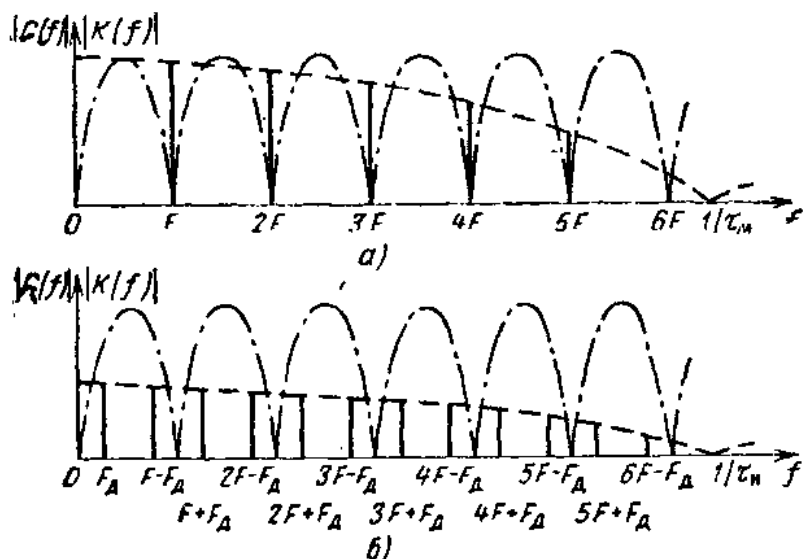


Рис. 7.39. Амплитудно-частотные спектры последовательности видеопульсов на выходе фазочувствительного детектора (сплошные линии) и амплитудно-частотные характеристики схемы череспериодного вычитания (штрих-пунктир):

а — объект неподвижен; б — объект движется ($F_{\text{д.р}} = F_{\text{д}}$)

спадание амплитудно-скоростной характеристики (например, на 10 дБ и более) имеет место и в окрестностях $v_{гсл}^{(n)}$, называемых зонами «слепых» скоростей.

При включенном обзоре вместо периодической последовательности радиоимпульсов от цели приходит пачка радиоимпульсов. Соответственно этому после фазочувствительного детектора будет наблюдаться пачка модулированных доплеровской частотой видеоимпульсов. Спектральные линии при этом расплываются в спектральные области, которые подавляются не полностью. Компенсация видеоимпульсов будет при этом также неполной, особенно тех из них, которые соответствуют моментам нарастания или спада пачки.

К аналогичным эффектам приводят амплитудные и фазовые флуктуации, связанные с разбросом скоростей отражателей. В этой связи могут применяться схемы двукратной череспериодной компенсации, имеющие синус-квадратные амплитудно-скоростные характеристики, их видоизменения с использованием обратных связей, а также схемы многократной компенсации, которые имеют более широкие области подавления амплитудно-скоростной характеристики (в данном случае на видео-, а не на промежуточной частоте).

Следует обратить внимание на то, что форма пачки радиоимпульсов после фазочувствительного детектора и схемы череспериодного вычитания искажается из-за эффекта их пульсаций (рис. 7.40, а, б) даже в том случае, когда сама цель не флуктуирует.

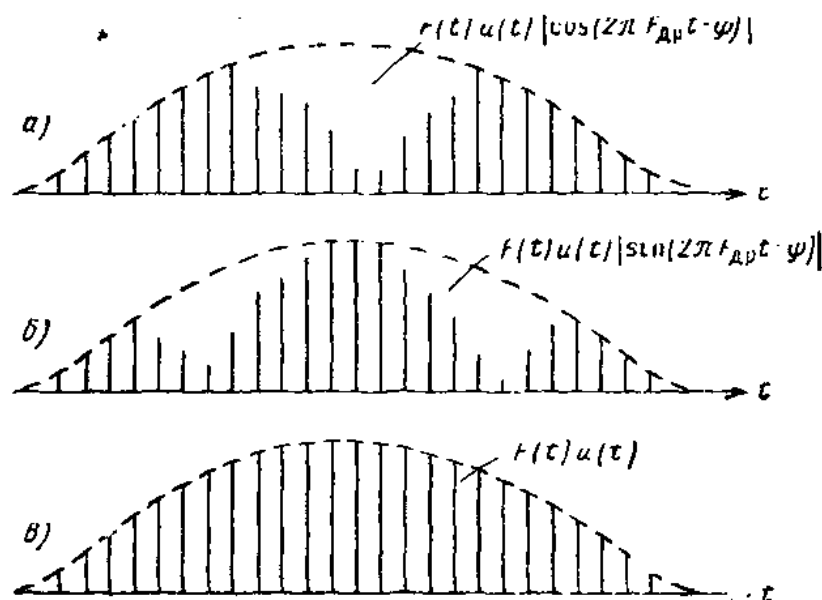


Рис. 7.40. Пачки видеоимпульсов движущейся цели в квадратурных каналах (а, б) и на выходе схемы оптимальной обработки на видео частоте (в)

Искажений можно избежать, если перейти к оптимальной схеме квадратурной обработки (см. рис. 7.27, б). В этой схеме используются два фазочувствительных детектора, на которые подаются сдвинутые по фазе на 90° опорные напряжения. После фазочувствительного детектора в каждом канале стоит своя схема череспериодного вычитания.

Если огибающая в одном квадратурном канале модулируется по закону косинуса (рис. 7.40, а), то в другом канале она модулируется по закону синуса (рис. 7.40, б). Поэтому, поставив квадратурные детекторы (вместо двухполупериодных выпрямителей), суммируя напряжения двух квадратурных каналов и извлекая корень, можно получить пачку неискаженной формы (поскольку $\sqrt{\cos^2\psi + \sin^2\psi} = 1$, где $\psi = 2\pi F_{др}t - \varphi$). Амплитуда пачки при этом зависит от скорости цели и определяется по амплитудно-скоростной характеристике.

Такая же *неискаженная* форма пачки была бы, если бы обработка производилась на *промежуточной частоте*.

§ 7.14. Принципы построения радиолокаторов с эквивалентной внутренней когерентностью

Наряду с передатчиками с независимым возбуждением в радиолокации широкое использование находят также передатчики с самовозбуждением, обычно значительно более простые. Для определенности в качестве такого передатчика будем иметь в виду магнетронный. Особенностью таких передатчиков является случайная начальная фаза зондирующего напряжения по отношению к произвольным колебаниям с фиксированной начальной фазой.

Используя такой передатчик нельзя подавать на фазочувствительный детектор опорное напряжение с жестко фиксиро-

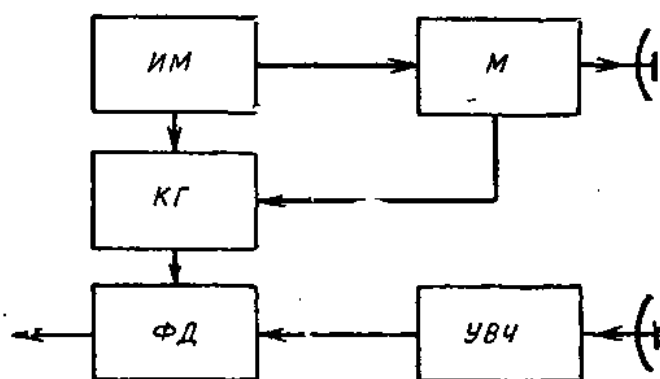


Рис. 7.41. Блок-схема когерентно-импульсного радиолокатора с эквивалентной внутренней когерентностью:

ИМ — импульсный модулятор; М — магнетрон; КГ — когерентный гетеродин; ФД — фазочувствительный детектор

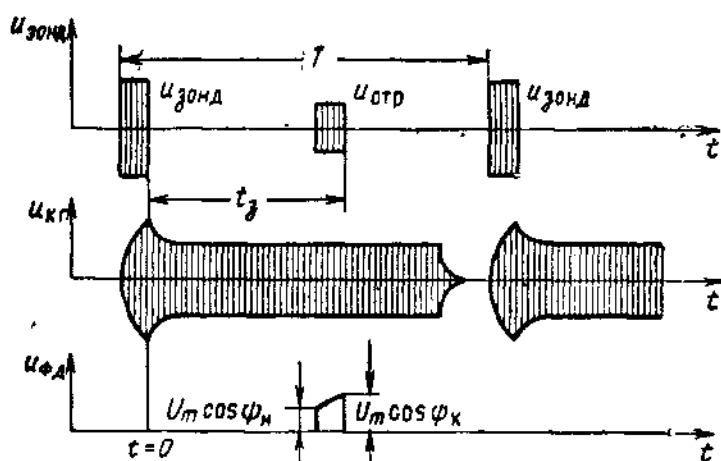


Рис. 7.42. Пояснение принципа действия когерентного гетеродина

ванной фазой. В качестве источника опорного напряжения можно взять специальный генератор — *когерентный гетеродин* (на высокой или промежуточной частоте), которому навязывается начальная фаза магнетрона. При этом когерентный гетеродин запоминает фазу, осуществляя тем самым эквивалентную когерентность, о которой упоминалось выше.

Упрощенная блок-схема радиолокатора с эквивалентной внутренней когерентностью, имеющего гетеродин на высокой частоте, показана на рис. 7.41.

Когерентный гетеродин представляет собой генератор с самовозбуждением. Обычно его колебания искусственно срываются после приема отраженных импульсов от самых дальних целей. Для срыва достаточно запереть генераторную лампу. Работу когерентного гетеродина можно проанализировать, пользуясь эюграммами (рис. 7.42), где показаны зондирующий и отраженный сигналы $u_{\text{зонд}}(t)$ и $u_{\text{отр}}(t)$, напряжение когерентного гетеродина $u_{\text{кг}}(t)$, а также напряжение на выходе фазового детектора $u_{\text{фд}}(t)$. После начала зондирования в контур когерентного гетеродина поступает напряжение зондирующего сигнала. Вплоть до момента отпирания когерентного гетеродина этот контур работает в режиме вынужденных колебаний и полная фаза колебаний будет

$$\Phi_{\text{кг}}(t) = \omega_c t + \varphi_c \quad \text{для } t \leq 0. \quad (1)$$

После окончания зондирующего импульса и отпирания в некоторый момент времени $t = 0$ когерентный гетеродин генерирует на своей частоте и его полная фаза

$$\Phi_{\text{кг}}(t) = \omega_{\text{кг}} t + \varphi_{\text{кг}} \quad \text{для } t \geq 0. \quad (2)$$

Несколько идеализируя переход от режима вынужденных к режиму собственных колебаний, будем считать, что он имеет место только при $t = 0$ и полная фаза колебаний когерентного гетеро-

дина при этом не меняется. Это значит, что начальная фаза сигнала навязывается когерентному гетеродину, т. е. $\varphi_{кг} = \varphi_c$, и остается навязанной ему в течение всего периода посылки.

Если время запаздывания отраженного сигнала составляет величину t_3 (рис. 7.42), то полная фаза отраженного сигнала во время его существования $t_3 - \tau_n \leq t \leq t_3$ определяется выражением

$$\Phi_{отр}(t) = \omega_c(t - t_3) + \varphi_c. \quad (3)$$

Разность фаз колебаний когерентного гетеродина и отраженного сигнала является при этом функцией времени

$$\psi(t) = \Phi_{кг}(t) - \Phi_{отр}(t) = \omega_{кг}t - \omega_c(t - t_3). \quad (4)$$

Поэтому при наложении напряжения сигнала на напряжение когерентного гетеродина образуется импульс биений, происходящих с разностной частотой. Поскольку обычно выравнивают частоты колебаний сигнала и когерентного гетеродина, то этот импульс содержит значительно менее одного периода биений. Образование скоса амплитуды результирующего напряжения $u_{фд}(t)$ (рис. 7.42) при наложении колебаний сигнала и когерентного гетеродина можно иллюстрировать векторной диаграммой (рис. 7.43), на которой угол сдвига фаз между напряжениями когерентного гетеродина и сигнала меняется за время длительности импульса от ψ_n в начале импульса до ψ_k в его конце, т. е. всего на $\psi_\tau = \psi_k - \psi_n$. Значения ψ_n и ψ_k находим из формулы (4):

$$\begin{aligned} \psi_n &= \psi(t_3 - \tau_n) = \omega_{кг}(t_3 - \tau_n) + \omega_c \tau_n, \\ \psi_k &= \psi(t_3) = \omega_{кг} t_3. \end{aligned} \quad (5)$$

Чтобы избежать перемены знака за счет биений, требуют

$$|\psi_\tau| = |\psi_k - \psi_n| = |\omega_c - \omega_{кг}| \tau_n < \frac{\pi}{2}. \quad (6)$$

При этом возможны только небольшие скосы вершины видеоимпульсов за счет того, что напряжения в начале и конце ($U_m \cos \psi_n$ и $U_m \cos \psi_k$) не одинаковы.

При достаточной стабильности частоты сигнала и когерентного гетеродина даже при некотором скосе вершины можно добиться

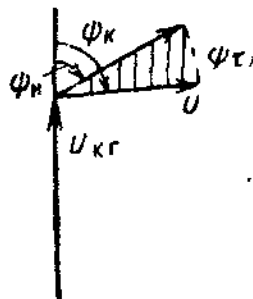


Рис. 7.43. Векторная диаграмма, иллюстрирующая возможность скоса вершины импульса за счет сдвига фаз за длительность импульса

удовлетворительной компенсации сигналов от неподвижных отражателей.

Чтобы иметь возможность компенсировать отражения от дипольных отражателей, перемещаемых ветром, достаточно включить схему компенсации действия ветра, подобную схеме рис. 7.37, либо в цепь опорного напряжения фазочувствительного детектора, либо в цепь фазирующего импульса.

§ 7.15. Влияние нестабильностей на эффективность СДЦ в радиолокаторе с внутренней когерентностью

Основными нестабильностями, влияющими на СДЦ в радиолокаторах с внутренней когерентностью, являются:

- нестабильность периода посылки и длительности импульса;
- нестабильность частоты задающего генератора при истинной внутренней когерентности;

- нестабильность частоты когерентного гетеродина при эквивалентной внутренней когерентности;

- нестабильность частоты сигнала (при истинной внутренней когерентности и стабильной фазовой характеристике усилителя мощности нестабильность частоты сигнала сказывается в меньшей степени);

- нестабильность частоты *местного гетеродина* (в условиях супергетеродинного приема основной гетеродин приемника в отличие от когерентного называют местным).

Все перечисленные виды нестабильностей могут привести к пульсациям компенсируемых сигналов, а следовательно, — к остаткам помехи на выходе схем компенсации. Поэтому принимают специальные меры для стабилизации всех перечисленных выше параметров.

Особенно сложной является стабилизация частоты применительно к условиям эквивалентной внутренней когерентности. Поэтому именно на этом примере продемонстрируем один из возможных подходов к учету влияния нестабильностей и выбора требований к элементам когерентно-импульсной аппаратуры.

Считая для простоты форму импульса прямоугольной, будем исходить из того, что на выходе фазового детектора образовался скошенный импульс со значениями напряжения $u_n = U_m \cos \psi_n$ в начале и $u_k = U_m \cos \psi_k$ в конце импульса.

Изменение углов ψ_n и ψ_k за период посылки приведет к остаткам напряжения на выходе схемы череспериодного вычитания:

$$\begin{aligned} \delta u_n &= -U_m \sin \psi_n \delta \psi_n, \\ \delta u_k &= -U_m \sin \psi_k \delta \psi_k, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\delta\psi_n$ и $\delta\psi_k$ — нестабильности фазы, обусловленные влиянием нестабильности частоты. Используя формулы [(5), § 7.14], находим

$$\begin{aligned}\delta\psi_n &= (t_3 - \tau_n) \delta\omega_{кг} + \tau_n \delta\omega_c, \\ \delta\psi_k &= t_3 \delta\omega_{кг}.\end{aligned}\quad (2)$$

Найдем среднее значение квадрата остаточного напряжения, например, для начала импульса

$$\begin{aligned}(\delta u_n)^2 &= U_m^2 \sin^2 \psi_n [(t_3 - \tau_n)^2 (\delta\omega_{кг})^2 + \\ &\quad + \tau_n^2 (\delta\omega_c)^2 + 2(t_3 - \tau_n) \tau_n \delta\omega_{кг} \delta\omega_c].\end{aligned}\quad (3)$$

Усреднение по ψ_n можно произвести независимо от усреднения по нестабильностям $\delta\omega_{кг}$ и $\delta\omega_c$, при этом $\overline{\sin^2 \psi_n} = 1/2$. В силу независимого характера флуктуаций частоты когерентного гетеродина и генератора сигналов $\overline{\delta\omega_{кг} \delta\omega_c} = 0$.

Таким образом, относительное значение среднего квадрата остатков будет

$$\frac{(\delta u_n)^2}{U_m^2} = \frac{1}{2} [(t_3 - \tau_n)^2 \overline{(\delta\omega_{кг})^2} + \tau_n^2 \overline{(\delta\omega_c)^2}].\quad (4)$$

Аналогично

$$\frac{(\delta u_k)^2}{U_m^2} = \frac{1}{2} t_3^2 \overline{(\delta\omega_{кг})^2}.\quad (5)$$

Если потребовать, чтобы $\frac{(\delta u_n)^2}{U_m^2} = \frac{1}{400}$, то при одинаковом влиянии нестабильностей частот сигнала и гетеродина их допустимые среднеквадратичные значения определяются величинами

$$(\delta f_{кг})_{\text{свб доп}} = \sqrt{\overline{(\delta f_{кг})^2}} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{20(t_3 - \tau_n)} \approx \frac{1}{125 t_3},\quad (6)$$

$$(\delta f_c)_{\text{свб доп}} = \sqrt{\overline{(\delta f_c)^2}} \approx \frac{1}{125 \tau_n}.\quad (7)$$

При максимальном времени запаздывания $t_3 = 1$ мсек (дальность 150 км) и длительности импульса $\tau_n = 2$ мксек соответственно получим:

$$(\delta f_{кг})_{\text{свб доп}} = 8 \text{ гц и } (\delta f_c)_{\text{свб доп}} = 4 \text{ кгц}.$$

Стабилизация когерентного гетеродина особенно осложняется, поскольку требуется фазирование. Поэтому, чтобы облегчить усло-

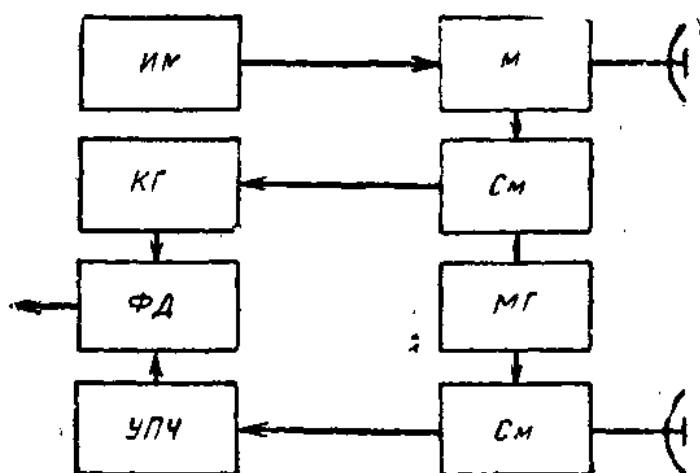


Рис. 7.44. Блок-схема когерентно-импульсного радиолокатора с эквивалентной внутренней когерентностью и с когерентным гетеродином на промежуточной частоте:

ИМ — импульсный модулятор; М — магнетрон; КГ — когерентный гетеродин; СМ — смеситель; МГ — местный гетеродин; ФД — фазочувствительный детектор

вия его стабилизации, когерентный гетеродин ставят на промежуточной частоте и блок-схема когерентно-импульсного радиолокатора принимает вид, показанный на рис. 7.44. В этом случае высокие требования должны предъявляться к стабильности не только когерентного, но и местного гетеродина, даже более жесткие требования, поскольку наряду с прежними источниками нестабильностей добавляется еще один источник — местный гетеродин. Однако эти требования выполняются несколько легче, так как исключено фазирование на высокой частоте.

Тем не менее, нужно по возможности исключить влияние на местный гетеродин всех источников нестабильности. В частности, в радиолокаторах с внутренней когерентностью не допускают быстрой автоматической подстройки частоты местного гетеродина, предпочитая ей, например, скачкообразную, механическую перестройку. Возможно также использование автоматической подстройки частоты магнетрона под местный гетеродин взамен автоматической подстройки местного гетеродина под частоту магнетрона. Принимаются меры по устранению влияния вибраций, пульсаций источников питания и резких перепадов температуры на работу местного гетеродина.

В радиолокаторах с истинной внутренней когерентностью обеспечить стабильность частоты несколько (но не намного) легче. Так, вдвое меньший средний квадрат остатков по сравнению с предыдущим примером ($1/800$) может быть обеспечен, если уход частоты задающего генератора $(\delta f_{зг})_{\text{ср}} \text{ доп} \approx \frac{1}{125f_3}$.

§ 7.16. Принципы построения радиолокаторов с внешней когерентностью

Метод внешней когерентности состоит в том, что для получения информации о начальной фазе зондирующего импульса используется сама пассивная помеха. Известны несколько разновидностей метода внешней когерентности.

На рис. 7.45 представлена схема и эюры, поясняющие возможности некогерентной компенсации пассивной помехи. В соответствии с изображенной схемой колебания от УПЧ с большим динамическим диапазоном (например, логарифмического) поступают на обычный детектор D , за которым следует схема череспериодной компенсации (череспериодного вычитания ЧПВ). Схематически показан индикатор с амплитудной отметкой $АИ$, на который подаются колебания до (1) или после (2) схемы череспериодного вычитания. Соответствующие осциллограммы представлены на рис. 7.45, б.

До схемы череспериодной компенсации наблюдается продетектированная пассивная помеха, сравнительно медленно флюктуирующая вследствие взаимного перемещения отражателей в каждом разрешаемом объеме. Если внутри некоторых разрешаемых объемов имеются быстроперемещающиеся относительно этих объемов цели, то имеют место значительно более быстрые флюктуации. Поэтому после череспериодного вычитания можно обнаружить пульсации импульсов цели на фоне остатков помехи. Таким образом, благодаря одновременному приходу отраженных сигналов от разрешаемых объемов, содержащих мешающие отражатели, и от целей обыкновенный амплитудный детектор приобретает свойства фазочувствительного детектора. Опорным для него напряжением оказывается напряжение пассивной помехи. Поскольку фаза этого напряжения и фаза отраженного сигнала одинаково зависят от начальной фазы колебаний зондирующего импульса, последняя не влияет на разность фаз сигнала и опорного напряжения. Она зависит лишь от радиальной скорости перемещения цели относительно помехи и определяется по формуле $\varphi_T = 4\pi \frac{T}{\lambda} (v_{rц} - v_{rп})$, как и для радиолокатора с внутренней когерентностью при скомпенсирован-

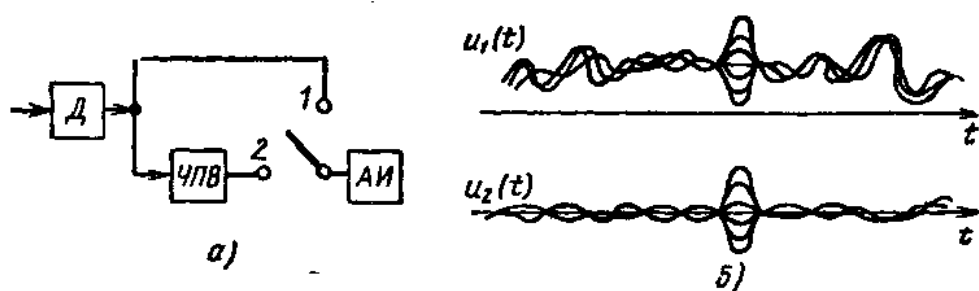


Рис. 7.45. Блок-схема радиолокатора с внешней когерентностью (а) и эюры, поясняющие его работу (б)

ной скорости ветра. Характерно при этом, что какая-либо регулировка схемы для учета ветра не требуется.

Несмотря на указанное достоинство схема некогерентной компенсации обладает существенным недостатком. Для разрешаемых объемов, в которых отсутствует помеха, имеет место обычное (не фазочувствительное) детектирование и при отсутствии флюктуаций сигналы от целей повторяются каждый период и компенсируются в схеме ЧПВ. Таким образом, цель на участках пространства, свободных от пассивных помех, может оказаться потерянной, если не приняты против этого специальные меры.

Чтобы избежать потери цели, в схему вносят те или иные видоизменения. Одно из описанных в литературе видоизменений состоит во введении быстродействующего устройства анализа помехи и коммутатора выходного напряжения. При отсутствии помехи на индикатор подается напряжение не с выхода схемы компенсации, а непосредственно с детектора. Наличие или отсутствие помехи определяется по превышению установленного порогового уровня в течение определенного времени. Эффективность коммутации возрастает, если напряжение на детектор подать через небольшую линию задержки, а на анализатор помехи — без задержки. Описанный способ не является единственным.

Одним из методов учета свойств помехи является использование корреляционных обратных связей, как в § 7.5. При этом могут решаться задачи не только компенсации помех, но и одновременной компенсации помехи и накопления сигнала. Схема рис. 7.46 аналогична приведенной на рис. 7.8. Вместо элементов антенной решетки источниками подаваемых на нее напряжений служат отводы линии задержки. При весовых коэффициентах $\alpha_0 = \alpha_1 = 1$

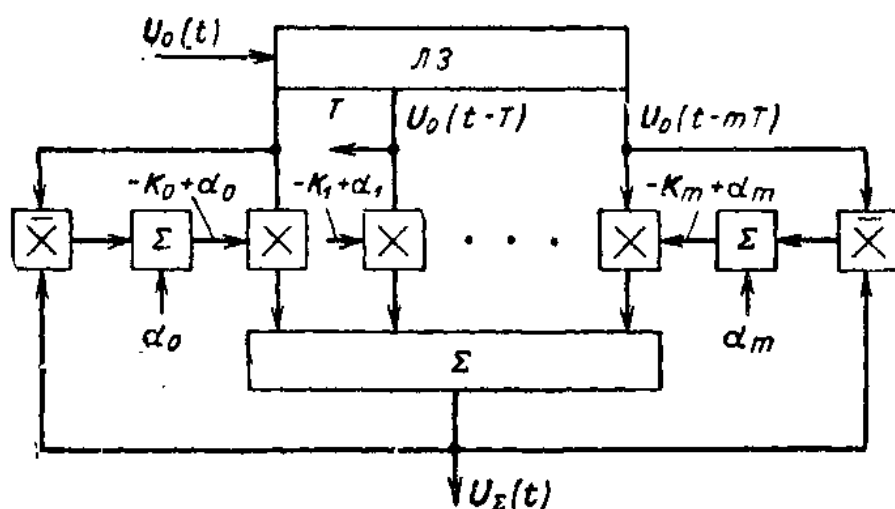


Рис. 7.46. Многоканальная схема компенсации пассивных помех с использованием корреляционной обратной связи

в случае $m = 1$ имеет место однократная череспериодная компенсация с самонастройкой.

Если скорость цели известна, то путем подбора весовых коэффициентов можно настроить схему на величину этой скорости, чтобы одновременно с компенсацией происходило когерентное накопление.

При неизвестной скорости цели возможна замена когерентного накопления некогерентным (отдельные значения α заменяются нулевыми, используется накопление после детектора). Для обеспечения когерентного накопления сигнала требуется усложнение обработки, как например в § 7.10.

Общим достоинством схем с внешней когерентностью перед схемами с внутренней когерентностью являются значительно более низкие требования к стабильности частоты местного гетеродина, поскольку его фаза почти одновременно (т. е. через время τ_d , а не t_d) переносится на фазы опорного и принимаемого колебаний.

Недостатком ряда схем с внешней когерентностью является расширение спектра помех вследствие нелинейного преобразования колебаний в детекторе. Поэтому качество подавления помех может оказаться несколько хуже, чем для метода внутренней когерентности при скомпенсированной скорости ветра. Схемы же типа рис. 7.46 при достаточно большой постоянной времени корреляторов по качеству подавления приближаются к схемам с внутренней когерентностью.

§ 7.17. Методы уменьшения числа зон «слепых» скоростей при селекции движущихся целей

При любом способе обеспечения когерентности (истинная внутренняя, эквивалентная внутренняя, внешняя когерентность) и любом способе обработки (на промежуточной или на видеочастоте) характер амплитудно-скоростной характеристики определяется в первую очередь формой и параметрами зондирующего сигнала — его телом неопределенности. Периодическая структура зондирующего сигнала от импульса к импульсу и постоянство его огибающей на протяжении импульса приводят к периодической структуре тела неопределенности по оси частот и не позволяют в некоторых случаях разрешать цели, имеющие разные скорости, что и является причиной эффекта «слепых» скоростей. Нарушить периодичность тела неопределенности по скорости можно, например, следующими двумя способами: нарушая периодичность посылки импульсов или нарушая постоянство огибающей на протяжении импульса. В любом из указанных случаев нарушается периодическая структура тела неопределенности по оси частот.

Рассмотрим вначале влияние изменения периода посылки. На рис. 7.47 изображена периодическая последовательность импуль-

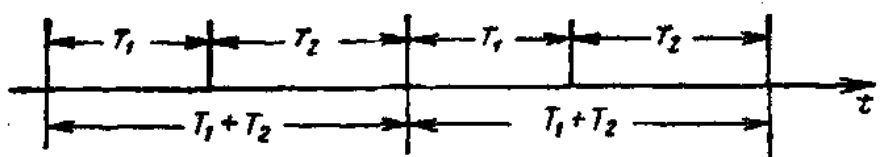


Рис. 7.47. Последовательность импульсов периодов $T_1 + T_2$

сов периода $T_1 + T_2$, в каждом из периодов которой излучается два импульса, разделенные промежутком времени T_1 . Промежутки между посылками импульсов в этой последовательности принимают значения: T_1 ; T_2 ; T_1 ; T_2 и т. д.

Компенсация пассивных помех от неподвижного (или «остановленного» схемой компенсации ветра) объекта может быть осуществлена, например, с помощью схемы двукратной компенсации на линиях задержки, представленной на рис. 7.48, в которой за время интервала длительностью T_2 переключатель должен находиться в верхнем положении, а за время интервала длительностью T_1 — в нижнем. Схема образует вторую конечную разность, равную (в зависимости от положения переключателя)

$$\Delta_2'(t) = u(t) + u(t - T_1 - T_2) - 2u(t - T_1) \quad (1)$$

или

$$\Delta_2''(t) = u(t) + u(t - T_1 - T_2) - 2u(t - T_2). \quad (2)$$

Амплитудно-частотная характеристика независимо от положения переключателя определяется одним и тем же выражением

$$|K(f)| = 2 \sqrt{\frac{3}{2} - \cos 2\pi f T_1 - \cos 2\pi f T_2 + \frac{1}{2} \cos 2\pi f (T_1 + T_2)}. \quad (3)$$

При $T_1/T_2 = m/n \neq 1$ эта характеристика существенно отличается от соответствующей частотной характеристики в случае.

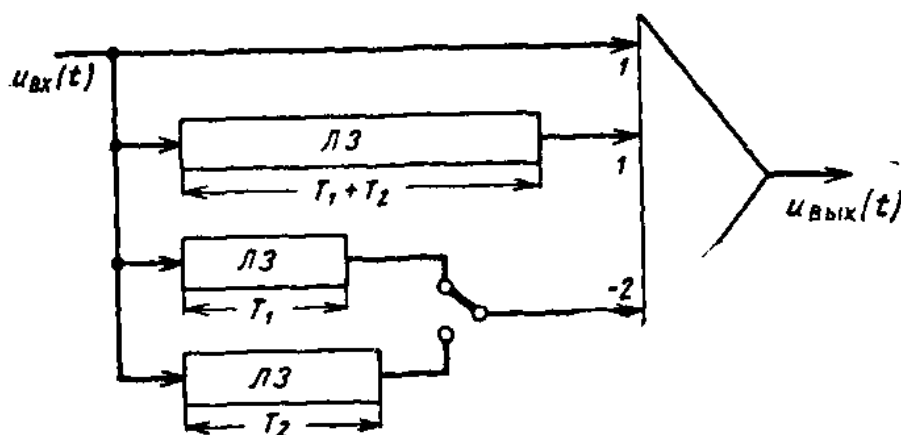


Рис. 7.48. Схема двукратного череспериодного вычитания с переменной задержкой

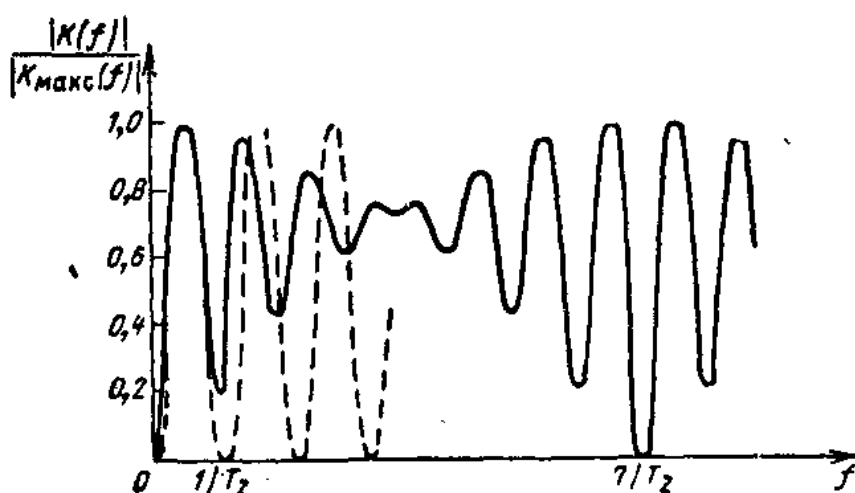


Рис. 7.49. Нормированная амплитудно-частотная характеристика схемы двукратного череспериодного вычитания с переменной задержкой

когда $T_1 = T_2$. Для сравнения обе характеристики приведены на рис. 7.49: первая — сплошной линией для $m/n = 6/7$; вторая — пунктиром. Видно, что расстояния между нулевыми провалами при $T_1 \neq T_2$ увеличиваются.

Рассмотрим второй способ уменьшения числа зон «слепых» скоростей — переход от гладкой структуры огибающей каждого импульса к негладкой. В простейшем случае это может быть достигнуто путем одновременного излучения импульсов на разнесенных частотах, когда огибающая в течение длительности импульса принимает характер биений колебаний несущих частот. Одновременно с деформацией высокочастотной структуры серии импульсов при движении цели имеет место деформация огибающих биений несущих частот, которую можно использовать для селекции движущихся целей. На рис. 7.50 показана упрощенная блок-схема радиолокатора, который излучает импульсы одновременно на двух несущих частотах f_1 и f_2 . В момент зондирования образуются биения, колебания которых выделяются смесителем и используются для фазирования когерентного гетеродина, работающего на разностной частоте. Операция получения биений осуществляется также после усиления и предварительной фильтрации принятых колебаний. Полученное таким образом напряжение сигнала разностной частоты биений подается на фазочувствительный детектор, на который в качестве опорного подается сфазированное при зондировании непрерывное колебание практически той же частоты.

При отражении от неподвижного объекта и стабильной работе аппаратуры получится непulseирующая последовательность видеоимпульсов. В случае движения отражающего объекта наблюдается модуляция видеоимпульсов частотой, соответствующей разности доплеровских частот

$$\Omega_{др} = \Omega_{д1} - \Omega_{д2} = 4\pi \frac{v_r}{c} (f_1 - f_2).$$

Разность доплеровских частот тем меньше, чем ближе друг к другу частоты f_1 и f_2 . Уменьшая разность частот $f_1 - f_2$, а значит, и разность доплеровских частот, можно добиться, чтобы фазовый сдвиг на этой частоте за период посылки $\varphi_T = \Omega_{др} T$ для цели, движущейся с максимальной скоростью, не превышал 2π . В этом случае вообще не будет «слепых» скоростей среди реально возможных скоростей целей.

Однако при выборе разностной частоты в двухчастотных системах селекции движущихся целей преследуется не столько цель полного устранения эффекта «слепых» скоростей, сколько безнастроечной компенсации скорости ветра в системе с внутренней когерентностью. Для этого разность частот $f_1 - f_2$ выбирается таким образом, чтобы максимально возможная доплеровская частота пассивной помехи не выходила за пределы области подавления синус-квадратной (или синусной) гребенчатой амплитудно-частотной характеристики.

Схема рис. 7.50 является весьма упрощенной. Ряд ее элементов, например антенны, может быть объединен. Чтобы избежать значительных потерь в пороговом сигнале, целесообразно обеспечить оптимальность полосы пропускания приемного тракта до перемножения на смесителе. В этой связи возможно использование супергетеродинного приема сигналов на каждой несущей частоте.

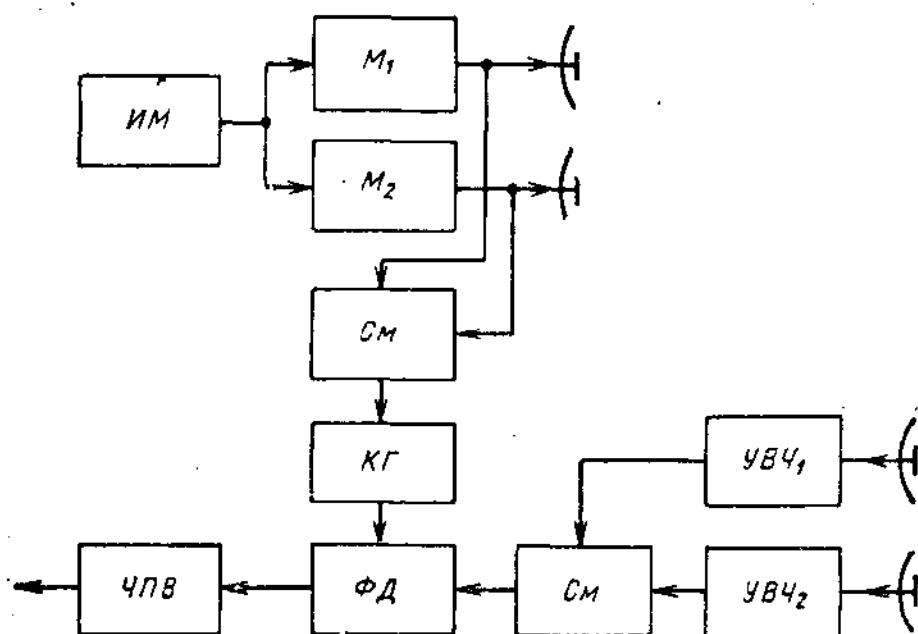


Рис. 7.50. Упрощенная блок-схема двухчастотного радиолокатора:

ИМ — импульсный модулятор; M_1, M_2 — магнетроны; СМ — смеситель; КГ — когерентный гетеродин; ФД — фазочувствительный детектор; ЧПВ — схема череспериодного вычитания

В целом двухчастотный когерентный радиолокатор обеспечивает безнастрочную компенсацию скорости ветра и уменьшение числа зон «слепых» скоростей. В случае описанной схемы функционирования этому радиолокатору свойственны и определенные недостатки. Эти недостатки связаны с использованием нелинейной обработки принимаемых колебаний (перехода к частоте биений до компенсации помехи). Вследствие этого может расширяться ширина гребней спектра пассивной помехи и ухудшаться качество ее подавления. Указанные недостатки можно устранить, если осуществить компенсацию помехи в каждом частотном канале.

§ 7.18. Статистические характеристики маскирующих пассивных помех и факторы, влияющие на эффективность их компенсации

Пассивная помеха образуется за счет наложения отраженных сигналов от хаотически распределенных в некотором объеме пассивных отражателей. Под воздействием различных независимых факторов (движение отражателей или РЛС, вращение антенны и др.) пассивная помеха испытывает случайные флуктуации.

Если пассивные отражатели облучаются монохроматическим колебанием, отраженный сигнал можно в ряде случаев рассматривать как вырезку из стационарного случайного процесса, характеризуемого энергетическим спектром $N(f)$ и автокорреляционной функцией $R(\tau)$. В случае импульсного зондирования отраженные сигналы имеют случайную модуляцию, причем коэффициент корреляции мгновенных значений сигналов соседних периодов будет $\rho(T) = R(T)/R(0)$, где T — период следования этих сигналов, а $R(\tau)$ — введенная выше функция корреляции.

Время корреляции и вид корреляционной функции зависят от ряда факторов, в том числе хаотического перемещения отражателей, движения РЛС (перемещения облака диполей под воздействием ветра), вращении антенны и нестабильностей приемо-передающей аппаратуры.

Хаотические перемещения отражателей вызывают флуктуации (расширение спектра) отраженного сигнала. По экспериментальным данным энергетические спектры пассивных помех могут иметь различные формы. При расчетах энергетический спектр пассивных помех аппроксимируется, например, прямоугольной, колокольной или резонансной кривой. В частности, при аппроксимации колокольной кривой энергетический спектр записывается в виде

$$N(f) = N_0 \exp \{ -f^2 / 2\sigma_F^2 \}, \quad (1)$$

где N_0 — плотность мощности на нулевой частоте; σ_F — среднеквадратичный разброс доплеровских частот (полуширина энергетического спектра на уровне 0,61), определяемый среднеквадра-

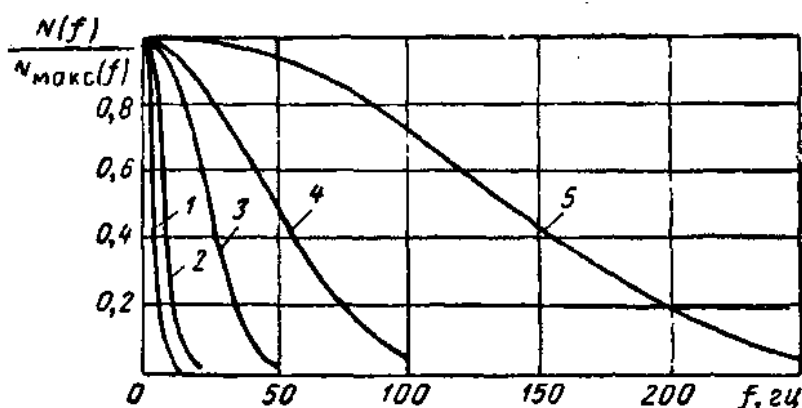


Рис. 7.51. Графики нормированной спектральной плотности мощности пассивных помех для $\lambda = 10$ см: 1, 2 — холмы и горы, поросшие лесом и кустарником при скорости ветра 0 и 32 км/час; 3 — водная поверхность при скорости ветра 2 км/час; 4 — дипольные помехи при скорости ветра 16–40 км/час; 5 — осадки при скорости ветра 3–6 км/час

тичным разбросом радиальных скоростей перемещения элементарных отражателей σ_v , причем $\sigma_F = \frac{2\sigma_v}{\lambda}$, т. е. чем короче волна, тем больше σ_F и шире энергетический спектр помехи.

На рис. 7.51 приведены энергетические спектры основных видов пассивных помех. Как следует из приведенного рисунка, наиболее широкополосными являются колебания, отраженные от гидрометеоров. Пассивные помехи, создаваемые местными предметами, являются узкополосными, а соответствующие им нормированные функции корреляции $\rho(\tau) = R(\tau)/R(0)$ — медленно спадающими функциями.

Для гауссовой формы спектра (1) нормированная функция корреляции имеет вид

$$\rho(\tau) = \exp \left\{ -2\pi^2 \sigma_F^2 \tau^2 \right\}. \quad (2)$$

Величина коэффициента междупериодной корреляции $\rho(T)$ зависит от периода следования импульсов. При $T = 2,5$ мсек и $\lambda = 10$ см: $\rho(T) \geq 0,99$ для холмов с густым лесным покровом при скорости ветра до 10 м/сек; $\rho(T) = 0,46 \div 0,74$ для дождевых облаков при среднеквадратичном разбросе скоростей $(1,85 \div 4)$ м/сек.

Статистические характеристики пассивных помех, создаваемых облаками диполей, нуждаются в особом рассмотрении, поскольку они изменяются на различных стадиях развития облака и существенно зависят от метеорологических условий — от градиента скорости ветра по высоте и турбулентности атмосферы.

В первый момент после сбрасывания дипольных отражателей размеры облака малы и основное влияние на статистические характеристики пассивной помехи оказывает турбулентность сопутной

струи постановщика помех. В процессе рассеяния отражателей влияние сопутной струи ослабевает, а влияние турбулентности атмосферы возрастает, так как увеличиваются размеры облака дипольных отражателей.

Ветровое зондирование атмосферы показывает, что с увеличением высоты ветер изменяется по направлению и скорости в широких пределах, причем, как правило, абсолютная величина скорости ветра возрастает. С увеличением высоты возрастает также и величина градиента скорости ветра. Имеются данные о том, что среднеквадратичное значение разброса скоростей лежит в пределах $(1 \div 5)$ м/сек, что в 10-см диапазоне соответствует среднеквадратичному значению расширения спектра $(20 \div 100)$ гц.

Движение РЛС (перемещение облака дипольных отражателей под воздействием ветра) приводит к изменению фаз отраженных сигналов за счет изменения расстояния от РЛС до отражающего объекта. Поскольку взаимное перемещение РЛС и отражателей возможно в любом направлении, то появляется разброс радиальных скоростей элементарных отражателей, который вызывает изменение доплеровской частоты сигнала по дальности.

Вращение антенны РЛС вызывает ухудшение междупериодного коэффициента корреляции пассивных помех, главным образом, для местных предметов, когда спектр узкий. Физически это явление можно объяснить не только флуктуациями отраженного от каждого элементарного отражателя сигнала за счет модуляции его диаграммой направленности РЛС, но и изменением состава отражателей в импульсном объеме РЛС от периода к периоду следования импульсов.

Как показывают несложные расчеты, величина междупериодного коэффициента корреляции, учитывающего эффект вращения антенны РЛС, при колокольной диаграмме направленности может быть определена по формуле

$$\rho_{вр}(T) = \exp \{ -1/M^2 \},$$

где M — число импульсов в пачке на уровне 0,61 по мощности. Число импульсов в пачке зависит как от ширины диаграммы направленности и скорости вращения антенны, так и от частоты следования импульсов.

Рассмотренные выше *нестабильности приемо-передающей аппаратуры* даже в случае неподвижных РЛС и элементарных отражателей вызывают флуктуации отраженного сигнала и сказываются на корреляции пассивных помех (см. § 7.15). Подробно не останавливаясь на этом, заметим, что вместо иллюстративного расчета, проведенного в § 7.15, может быть произведен соответствующий расчет для коэффициента междупериодной корреляции. Зная последний, можно оценить некомпенсированный остаток помехи.

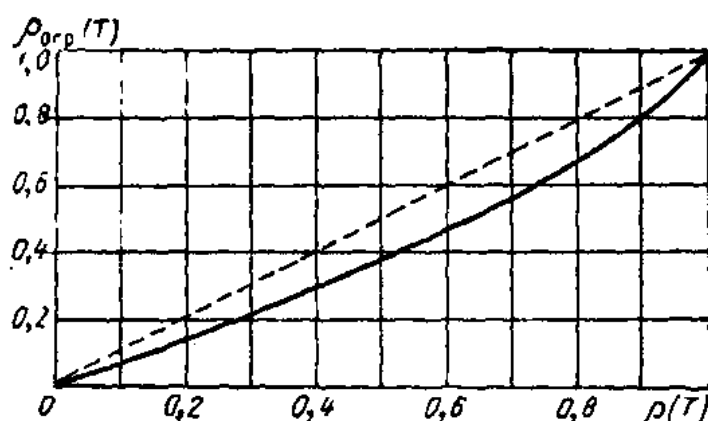


Рис. 7.52. Зависимость междупериодного коэффициента корреляции колебаний на выходе ограничителя от междупериодного коэффициента корреляции колебаний на его входе

Помимо нестабильностей аппаратуры на статистические характеристики пассивных помех оказывают влияние *нелинейность приемного тракта и неидентичность каналов* схем череспериодного вычитания.

Так, например, к существенному расширению спектра (снижению величины коэффициента корреляции) приводит *ограничение помехи*. Последнее иллюстрируется приведенной на рис. 7.52 зависимостью коэффициента междупериодной корреляции помехи на выходе идеализированного ограничителя $\rho_{огр}(T)$ от коэффициента корреляции помехи на его входе $\rho(T)$. Уменьшение величины $\rho_{огр}(T)$ по сравнению с $\rho(T)$ (пунктир) при близких к единице значениях $\rho(T)$ может существенно ухудшить работу схем компенсации, особенно двукратной, трехкратной и т. д.

Поскольку все рассмотренные факторы, влияющие на статистические характеристики пассивных помех, являются независимыми, то результирующая функция корреляции может быть найдена как *произведение* частных функций корреляции, учитывающих влияние того или иного из описанных факторов. Зная результирующую функцию корреляции, легко найти энергетический спектр при помощи известного преобразования Фурье:

$$N(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau.$$

Статистические характеристики пассивных помех существенно влияют на эффективность компенсации систем СДЦ. Для оценки эффективности систем СДЦ обычно пользуются *коэффициентом подпомеховой видимости*.

Коэффициентом подпомеховой видимости называют число, показывающее, во сколько раз можно увеличить интенсивность по-

мехи на входе схемы защиты при условии, что качество обнаружения останется таким же, как при более слабой помехе в отсутствие схемы защиты. Если защита осуществляется с помощью практически линейного устройства, то коэффициент подпомеховой видимости представляет собой частное от деления отношения сигнал/помеха по мощности на выходе устройства к соответствующему отношению на его входе:

$$K_{пв} = \left(\frac{P_c}{P_{п}} \right)_{\text{вых}} : \left(\frac{P_c}{P_{п}} \right)_{\text{вх}}. \quad (3)$$

Для иллюстрации понятия коэффициента подпомеховой видимости произведем расчет этой величины для схем однократного и двукратного вычитания на промежуточной частоте.

Преобразуя (3), можно получить

$$K_{пв} = K_c^2 K_{п}, \quad (4)$$

где $K_c = u_{с\text{ вых}}/u_{с\text{ вх}}$ — коэффициент прохождения сигнала через схему защиты;

$K_{п} = P_{п\text{ вх}}/P_{п\text{ вых}}$ — коэффициент подавления помехи схемой защиты.

Коэффициент прохождения сигнала для схемы однократного ЧПВ определяется выражением [(4), § 7.13], а коэффициент подавления помехи можно найти, зная энергетический спектр помехи:

$$K_{п} = \frac{\int_0^{\infty} N(f) df}{\int_0^{\infty} N(f) |K(f)|^2 df}, \quad (5)$$

где $|K(f)|$ — амплитудно-частотная характеристика схемы защиты, соответствующая [(2), § 7.9].

Подставляя [(2), § 7.9] в (5) и производя несложные преобразования, получим:

$$K_{п} = 0,5 [1 - \rho(T)]^{-1}, \quad (6)$$

где $\rho(T)$ — междупериодный коэффициент корреляции пассивной помехи, равный

$$\rho(T) = \frac{R(T)}{R(0)} = \frac{\int_0^{\infty} N(f) \cos 2\pi f T df}{\int_0^{\infty} N(f) df}.$$

Этот же результат можно получить и из временного анализа схемы ЧПВ. В этом случае, предполагая, что $\overline{u_{вх}(t)} = 0$ и $\overline{u_{вх}^2(t)} = \overline{u_{вх}^2(t-T)} = \sigma^2$, и учитывая [(1), § 7.9], получим:

$$K_{\Pi} = \frac{\overline{u_{\text{вх}}^2(t)}}{\overline{u_{\text{вх}}^2(t) + u_{\text{вх}}^2(t-T) - 2u_{\text{вх}}(t)u_{\text{вх}}(t-T)}} = 0,5 [1 - \rho(T)]^{-1},$$

где $\rho(T) = \frac{1}{\sigma^2} \overline{u_{\text{вх}}(t)u_{\text{вх}}(t-T)}$, что точно совпадает с (6).

После подстановки [(4), § 7.13] и (6) в (4) выражение для коэффициента подпомеховой видимости схемы однократного ЧПВ будет:

$$K_{\text{пв}}^{\text{I}} = \frac{2 \sin^2 \pi F_{\text{д п}} T}{1 - \rho(T)}. \quad (7)$$

Для схемы двукратного ЧПВ

$$K_{\text{пв}}^{\text{II}} = \frac{8 \sin^4 \pi F_{\text{д п}} T}{3 - 4\rho(T) + \rho(2T)}, \quad (8)$$

где $\rho(2T) = \frac{R(2T)}{R(0)}$.

Обычно коэффициенты корреляции определяются экспериментально. Однако их можно ориентировочно оценить и расчетным путем, если известна форма и ширина спектра помехи $\Delta f_{\text{п}}$ с учетом всех декоррелирующих факторов.

Так, например, для прямоугольной аппроксимации спектра

$$\rho(\tau) = \frac{\sin \pi \Delta f_{\text{п}} \tau}{\pi \Delta f_{\text{п}} \tau} \quad (9)$$

или

$$\rho(\tau) \approx 1 - \frac{1}{3!} (\pi \Delta f_{\text{п}} \tau)^2 + \frac{1}{5!} (\pi \Delta f_{\text{п}} \tau)^4, \quad (10)$$

откуда

$$\begin{aligned} \rho(T) &\approx 1 - \frac{1}{3!} (\pi \Delta f_{\text{п}} T)^2 + \frac{1}{5!} (\pi \Delta f_{\text{п}} T)^4, \\ \rho(2T) &\approx 1 - \frac{4}{3!} (\pi \Delta f_{\text{п}} T)^2 + \frac{16}{5!} (\pi \Delta f_{\text{п}} T)^4. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (11) в (7) и (8), для прямоугольной аппроксимации спектра и $\pi \Delta f_{\text{п}} T \ll 1$ легко получить, что при отсутствии ограничения в приемнике

$$K_{\text{пв}}^{\text{I}} = \frac{12 \sin^2 \pi F_{\text{д п}} T}{(\pi \Delta f_{\text{п}} T)^2}, \quad (12)$$

$$K_{\text{пв}}^{\text{II}} = \frac{80 \sin^4 \pi F_{\text{д п}} T}{(\pi \Delta f_{\text{п}} T)^4}. \quad (13)$$

Из соотношений (12) и (13) следует, что коэффициент подпомеховой видимости зависит как от скорости цели, так и от ширины спектра пассивной помехи. Чем ближе скорость цели к оптималь-

ной ($v_{r \text{ опт}} = \frac{(2n-1)\lambda}{4T}$) и чем уже спектр пассивной помехи, тем больше коэффициент подпомеховой видимости. Наоборот, коэффициент подпомеховой видимости тем меньше, чем больше отличие скорости цели от оптимальной и чем шире спектр пассивной помехи.

Приведенные формулы наряду с этим еще раз показывают необходимость принятия указанных в § 7.17 мер по ослаблению влияния «слепых» скоростей. Из тех же формул далее видно, что коэффициент подпомеховой видимости существенно повышается при увеличении частоты следования импульсов. Поэтому в некоторых случаях идут на значительное повышение частоты следования, выходя за пределы, диктуемые условием однозначного измерения дальности.

В соответствии с расположением мешающих отражателей в пространстве импульсы повышенной частоты следования могут излучаться в виде компактных групп, разделенных промежутками. Для улучшения частотной селекции может быть использовано скругление огибающей отдельных групп импульсов.

Для устранения влияния неоднозначности необходимо принимать специальные меры. Одной из возможных мер является одновременная локация на разных несущих частотах с разными частотами повторения.

В. ИМИТИРУЮЩИЕ ПОМЕХИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ НИХ

§ 7.19. Общие особенности имитирующих помех и сущность задачи распознавания

В отличие от маскирующих, имитирующие помехи несут ложную информацию о числе целей, измеряемых координатах целей или законах их изменения во времени. Относительно этих помех можно сказать, что они создают и более простую, и более сложную обстановку, чем маскирующие. Обстановка является более простой в том отношении, что, как правило, не происходит подавления полезного сигнала. Она является, с другой стороны, более сложной, поскольку зачастую трудно выявить факт воздействия помех и установить их параметры.

Выявление принадлежности принимаемых колебаний к цели или помехе в принципе относится к классу задач, охватываемых современной *теорией распознавания образов*, к числу которых принадлежат такие образы, как зрительные, слуховые и т. д. Цель и помеху рассматривают при этом так же, как образы, характеризующиеся рядом признаков, часть из которых имитируется, а часть нет. Анализируя всю совокупность признаков и используя

в наиболее сложных случаях статистические методы принятия решения (например, минимума среднего риска и т. д.), можно установить наиболее правильные пути выявления сигналов от целей при наличии помех.

Пусть, например, цель и помеха могут быть охарактеризованы параметрами $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$. Пусть далее, плотности вероятности измеренных оценок этих параметров $\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*$ для цели и помехи будут соответственно $p_{\text{ц}}(\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*)$ и $p_{\text{п}}(\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*)$. Тогда, очевидно, оптимальное по минимуму среднего риска решение о принадлежности принятых колебаний к цели или помехе может быть вынесено по отношению правдоподобия

$$l(\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*) = \frac{p_{\text{ц}}(\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*)}{p_{\text{п}}(\alpha_1^*, \alpha_2^*, \dots, \alpha_m^*)}$$

путем сравнения его с порогом.

Такой самый общий подход нуждается, однако, в детализации. В отдельных случаях защита от имитирующих помех решается простейшими средствами, в других случаях нужен сложный анализ в зависимости от происхождения и условий создания этих помех.

§ 7.20. Несинхронные и синхронные взаимные помехи и принципы защиты от них

По своему происхождению имитирующие помехи могут быть не только искусственными, но также естественными и взаимными. По принципу создания они могут быть как активными, так и пассивными. Примером естественных имитирующих пассивных помех является помеха, создаваемая летящими птицами, в отдельных случаях насекомыми, которые могут приводить к интенсивным отражениям при достаточно мощных излучениях активных РЛС.

На работе РЛС могут заметно сказываться взаимные имитирующие помехи. Так, например, зондирующий сигнал одной из РЛС может являться имитирующей помехой для другой РЛС. Различают *несинхронные* и *синхронные* взаимные импульсные помехи. Несинхронные помехи образуются, если периоды посылки импульсов мешающего источника не совпадают с периодом следования полезных зондирующих импульсов. На индикаторах с большим послесвечением несинхронная помеха при большой разнице в частотах следования создает эффект наличия большого числа целей. По мере того как частоты следования импульсов сближаются, изображение несинхронной помехи на экране индикатора принимает вид спирали. При полностью синхронном излучении спирали вырождаются в окружности. В этом случае говорят о синхронной помехе.

Признаком, по которому несинхронную помеху можно отличить от цели, является иной, чем у цели, интервал между соседними

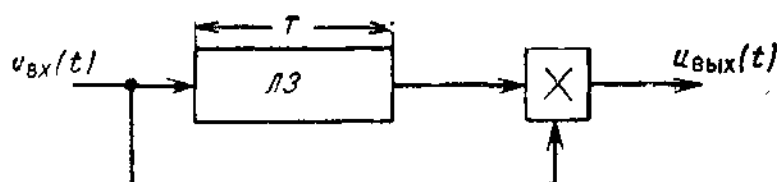


Рис. 7.53. Схема селекции по периоду следования (на видеочастоте)

импульсами. Для ослабления несинхронной помехи может быть использовано перемножение незадержанных и задержанных на период следования напряжений (рис. 7.53) в схеме селекции по периоду следования.

Если перемножение осуществляется на видеочастоте, через нее пройдут сигналы, имеющие известный период следования, и не пройдут сигналы, для которых период следования отличается больше чем на длительность импульса. Для задержки сигналов, кроме линий могут быть использованы потенциалоскопы и т. д.

Если перемножение осуществляется на промежуточной частоте с помощью фазочувствительного детектора, а после перемножителя стоит фильтр видеочастоты (рис. 7.54), то амплитуда и знак импульсов на выходе этого фильтра будут зависеть от сдвига фаз колебаний, поступающих на умножитель. Амплитуда будет максимальной, если перемножаемые колебания синфазны (противофазны), и будет равна нулю, если сдвиг фаз равен 90° . Учитывая это обстоятельство, указанные схемы можно использовать не только для защиты от несинхронных помех, но и для защиты от маскирующих пассивных помех.

Пусть, например, для перемножаемых колебаний от местных предметов сдвиг фаз установлен точно 90° . Тогда отражения от местных предметов не проходят через видеоусилитель или, по крайней мере, значительно ослабляются. Сигналы от целей, для которых сдвиг фаз отличен от 90° , очевидно, будут ослабляться в меньшей степени. В целом схема перемножения на промежуточной частоте, выполняя функции защиты от несинхронных помех, позволяет в отношении защиты от местных предметов в определенной мере приближаться к схемам череспериодного вычитания. Замет-

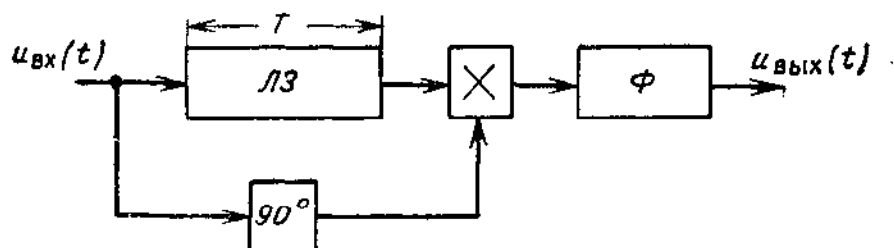


Рис. 7.54. Схема селекции с перемножением колебаний (на промежуточной частоте)

ным недостатком этой схемы является большее число «слепых» скоростей, чем у схемы череспериодного вычитания, так как подавление сигнала от цели происходит не только при сдвиге фаз 90° , но и -90° .

Достаточно эффективным способом защиты от несинхронных взаимных помех может быть *синхронизация* работающих в близких диапазонах волн радиолокационных станций *импульсами запуска одной из станций*.

§ 7.21. Искусственные имитирующие помехи и принципы защиты от них

Простейшим примером искусственной имитирующей активной помехи является помеха, создаваемая *одноканальным* измерителем угловых координат с *коническим сканированием*. В этом случае угловая координата определяется по временному положению модулирующей кривой — по фазе модулирующих колебаний конического развертывания (см. § 5.17). Пусть на цели установлен ответчик, который переизлучает облучающий импульс. Пусть при этом переизлученные импульсы искусственно модулируются частотой сканирования, но фаза модуляции при этом противоположна или, вообще говоря, отличается от фазы модуляции облучающих импульсов. Поскольку переизлученные импульсы по амплитуде больше отраженных, то фаза модуляции принимаемых колебаний будет давать искаженные значения угловых координат цели. Может произойти срыв автоматического сопровождения, радиолокатор потеряет цель.

Ошибка измерения несколько уменьшается, если развертывание производится только *при приеме* и не производится при излучении. В этом случае имитирующую помеху приходится создавать, не зная точно частоты и фазы развертывания.

Еще большее ослабление действия подобного рода имитирующей помехи, сводящейся к ложной модуляции амплитуд импульсов, будет иметь место, если прием производится *моноимпульсной* системой, когда изменение амплитуды принимаемых сигналов не влияет на точность измерений.

Задача создания имитирующих помех, нарушающих работу моноимпульсного измерителя, является уже более сложной, но практически выполнимой. Этим измерителям нельзя создать эффективную имитирующую помеху из одной точки пространства, но ее можно создать, излучая помеху из *двух точек*. В таком случае фронт волны результирующего колебания перестает быть нормальным направлению прихода радиоволн, как в § 2.3, и в измеряемую угловую координату вводится ошибка. Ошибку можно снизить, переходя от двухканального моноимпульсного измерителя к трехканальному и т. д.

Искусственные имитирующие активные помехи могут создаваться одновременно с имитирующими пассивными помехами. В ряде случаев имитирующие пассивные помехи приобретают большое значение. Так, например, в США разработан ряд ложных целей — ловушек «Грин-Квэйл», «Файрби», имеющих двигатель, усилители-ответчики и отражатели в виде линзы Люнеберга. Такие ложные цели, запускаемые по нескольку штук с бомбардировщика, позволяют добиться близкого совпадения параметров отраженных сигналов от реальной и ложной целей.

Особенно облегчается возможность создания ложных целей в космосе, где ложная цель может длительное время сопровождать боевую головку без специального двигателя. Так, на среднем участке траектории полета баллистической ракеты в качестве ложных целей могут быть использованы дипольные отражатели или надувные баллоны.

Для защиты от подобных имитирующих помех зачастую недостаточно использование одного какого-либо способа распознавания истинной цели на фоне ложных. Требуется учет **к о м п л е к с а п р и з н а к о в**. Эти признаки тем легче получить, чем больше время наблюдения, чем шире спектр зондирующего сигнала или чем больше набор зондирующих частот. Например, одним из важных признаков для распознавания надувных ложных целей в космосе является их **т о р м о ж е н и е** при вхождении в плотные слои атмосферы. Факт торможения можно установить по изменению скорости движения, для измерения которой необходимо определенное время.

В настоящее время еще рано делать какие-либо выводы как о перспективах создания, так и о перспективах защиты от имитирующих помех. Обе эти проблемы, как и другие проблемы радиолокации, находятся в стадии развития.

ОСНОВЫ ПАССИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

§ 8.1. Области применения пассивной радиолокации и методы определения координат

Пассивная локация осуществляет обнаружение и измерение координат воздушно-космических, наземных и надводных объектов, создающих излучения. Источниками излучения могут быть работающие радиопередатчики объектов (пилотажно-навигационные, локационные, связные, источники искусственных помех), а также сами объекты, имеющие тепловой или иной радиационный контраст с окружающей средой. Возможно использование получаемой информации при наведении средств поражения. Хотя при наведении иногда ограничиваются последовательным измерением только угловых координат объекта, основное внимание далее уделяется более общим случаям получения информации о *всех* его координатах на плоскости или в пространстве.

Методы пассивной локации, обладая общностью с методами активной, имеют свои специфические особенности. Из-за отсутствия информации о времени излучения *дальность до источника излучения не может быть определена по данным приема только в одном пункте*. Поэтому для определения *всех* координат объекта требуется комплекс двух или нескольких *разнесенных* пунктов приема, соединенных каналами связи. Прием *прямого*, а не отраженного сигнала, *облегчает* обнаружение и измерение координат цели, а *незнание формы сигнала* и наличие других источников излучения — *затрудняет*. Отсутствие передающих устройств при пассивной радиолокации упрощает аппаратуру и повышает скрытность.

Известны три метода определения координат источников радиолучения: *триангуляционный* (пеленгационный, угломерный), *разностно-дальномерный*, *угломерно-разностно-дальномерный*.

Триангуляционный метод основан на измерении угловых направлений на объект минимум в двух приемных пунктах, разнесенных на некоторое расстояние, называемое *базой*. Если источник расположен в горизонтальной (вертикальной) *плоскости* (рис. 8.1), достаточно точно измерить два азимута β_1 , β_2 (или углы места ε_1 и ε_2). Местоположение объекта определяется точкой пересечения *двух* прямых, каждая из которых является *линией положения*, т. е. геометрическим местом точек возможного местонахождения источника излучения. При определении *пространственных* коор-

динат объекта достаточно точно измерить азимуты β_1 и β_2 в двух пунктах и угол места ε_1 в одном, либо, наоборот, — углы места ε_1 и ε_2 в двух пунктах и азимут β_1 в одном (рис. 8.2). Местоположение источника излучения соответствует точке пересечения *трех поверхностей положения* — трех плоскостей. Дальность до объекта r рассчитывается по измеренным углам и известной базе, например, из соотношений, следующих из рис. 8.2,

$$r \cos \varepsilon_1 \cos \beta_1 + r_A \cos \varepsilon_2 \cos (180^\circ - \beta_2) = B_1 + B_2 = B,$$

$$r \cos \varepsilon_1 \sin \beta_1 = r_A \cos \varepsilon_2 \sin (180^\circ - \beta_2) = h,$$

откуда, исключая $r_A \cos \varepsilon_2$, получим:

$$r = \frac{B}{\cos \varepsilon_1 [\cos \beta_1 - \sin \beta_1 \operatorname{ctg} \beta_2]}.$$

Поскольку точность пеленгования ограничена, вместо линий и поверхностей положения приходится иметь дело с *областями положения*. Местоположение объекта определяется поэтому не точкой, а также *областью*. Размеры областей *положения* (областей *неопределенности*) тем больше, чем выше заданная вероятность местонахождения объекта в пределах области. Для уточнения положения объекта в расчет может вводиться большее число результатов измерений, чем это минимально необходимо для определения координат. Поэтому расчет, подобный приведенному выше, называют расчетом «п о м и н и м у м у д а н н ы х», в противном случае говорят о повышении точности за счет избыточной информации. Наивысшие потенциальные точности измерения за счет избыточной информации могут быть найдены на основе статистического анализа (см. § 8.3), обработка при этом усложняется.

Задача еще больше усложняется, если имеется много источников излучения. В этом случае необходимая информация может быть получена за счет увеличения числа пунктов приема или сопостав-

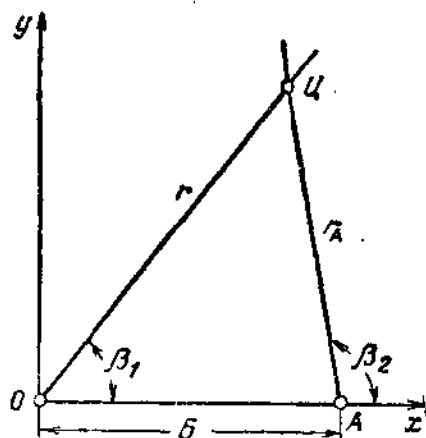


Рис. 8.1. Пояснение триангуляционного метода определения координат на плоскости

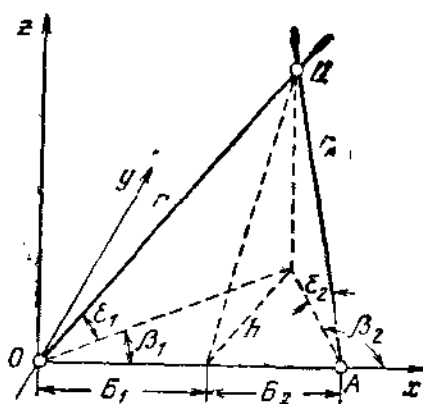


Рис. 8.2. Пояснение триангуляционного метода определения координат в пространстве

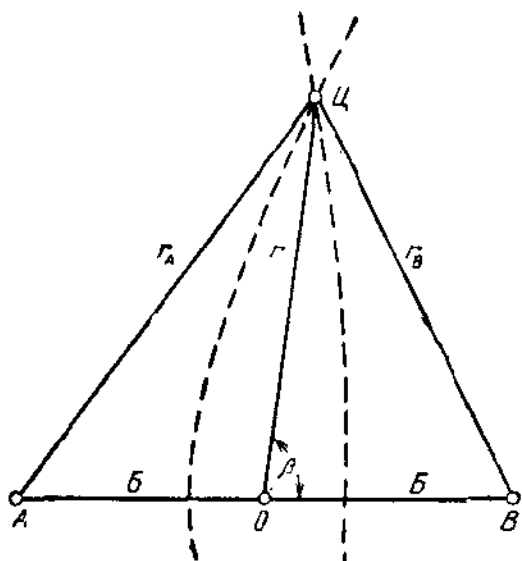


Рис. 8.3. Пояснение разностно-дальномерного метода определения координат на плоскости

ления тонкой структуры принимаемых колебаний в соседних пунктах (см., например, § 8.2).

Разностно-дальномерный метод определения координат основан на измерении разности расстояний от источника излучения до пунктов приема.

Для определения *плоскостных координат* достаточно точно измерить две разности расстояний $(r_A - r)$ и $(r_B - r)$, каждая из которых характеризует свою линию положения. Известно, что геометрическим местом точек, разность расстояний которых до двух заданных точек (фокусов) есть величина постоянная, является гипербола. Поэтому

линиями положения будут *гиперболы* с фокусами в точках расположения приемных пунктов (рис. 8.3). Местоположение источника излучения определяется точкой пересечения гипербол.

Пространственные координаты объекта могут быть вычислены по *трем* точно измеренным разностям расстояний. Для этого достаточно иметь три-четыре приемных пункта. Местоположение источника находится как точка пересечения трех поверхностей—гиперболоидов вращения. Для обеспечения высокой точности определения координат приемные пункты можно располагать, например, на взаимно перпендикулярных базах.

Расчет плоскостных координат источника излучения рассмотрим на примере, когда три приемных пункта расположены на одной прямой (рис. 8.3). Используя обозначения, принятые на рис. 8.3, составим систему уравнений:

$$r_A^2 = B^2 + r^2 + 2Br \cos \beta,$$

$$r_B^2 = B^2 + r^2 - 2Br \cos \beta,$$

из которой находим дальность до источника

$$r = \frac{2B^2 - R_1^2 - R_2^2}{2(R_1 + R_2)},$$

где $R_1 = r_A - r$, $R_2 = r_B - r$ —разности расстояний между источником и пунктами приема. Азимут источника

$$\beta = \arccos \frac{R_1 (B^2 - R_2^2) - R_2 (B^2 - R_1^2)}{B (2B^2 - R_1^2 - R_2^2)}.$$

Угломерно-разностно-дальномерный метод основан на измерении угловых направлений на источник излучения и разности расстояний от него до приемных пунктов. В простейшем случае достаточно иметь два приемных пункта.

Для определения *плоскостных* координат источника излучения достаточно точно измерить азимут β и разность расстояний R от пунктов приема до источника (рис. 8.4, а). Местоположение цели определяется точкой пересечения прямой и гиперболы.

Для определения *пространственных* координат нужно дополнительно измерить в одном пункте приема угол места источника излучения ε (рис. 8.4, б). Местоположение источника соответствует точке пересечения двух плоскостей и поверхности гиперboloида. Дальность до цели

$$r = r_A + R.$$

Определяя из рис. 8.4, б расстояние

$$r_A = \sqrt{r^2 \sin^2 \varepsilon + r^2 \cos^2 \varepsilon \sin^2 \beta + (B - r \cos \varepsilon \cos \beta)^2},$$

подставляя его в предыдущее уравнение и решая это уравнение, дальность до цели r представим в виде

$$r = \frac{B^2 - R^2}{2 (B \cos \varepsilon \cos \beta - R)}.$$

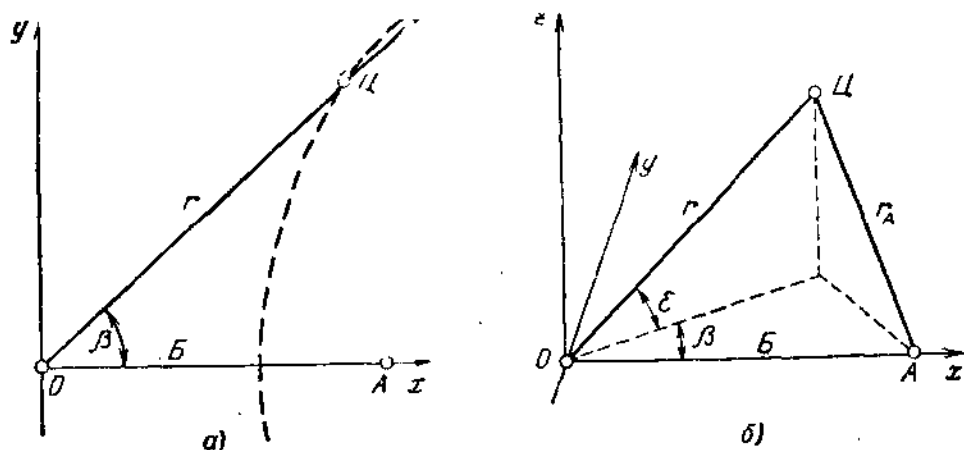


Рис. 8.4. Пояснение угломерно-разностно-дальномерного метода определения координат на плоскости (а) и в пространстве (б)

§ 8.2. Особенности локации при большом числе источников излучений. Корреляционные методы обработки сигналов

Практическая реализация методов пассивной локации связана с необходимостью отождествления, т. е. установления соответствия между сигналами, принятыми в различных пунктах от одного и того же источника. Отождествление может не потребоваться, если имеется только один источник излучения и можно пренебречь приемом по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны. В этом случае при триангуляционном измерении источник должен находиться в точке пересечения соответствующих линий положения. Отождествление также не вызывает затруднения, если излучения источников можно различить *по виду сигналов* (по несущей частоте, характеру кодовых групп импульсов и т. д.). Отождествление облегчается, если *число измеряемых параметров превышает число минимально необходимых* для определения координат i -й цели, например, вместо трех параметров $\beta_1^{(i)}$, $\epsilon_1^{(i)}$, $\beta_2^{(i)}$ измеряются четыре $\beta_1^{(i)}$, $\epsilon_1^{(i)}$, $\beta_2^{(i)}$, $\epsilon_2^{(i)}$.

Для отождествления стационарных процессов $y_1(t)$ и $y_2(t)$ на входах двух приемников, обусловленных одним и тем же источником излучения, можно использовать возникающие при этом *элементы сходства* (корреляционные связи) процессов. Возможно использование *корреляции одних лишь амплитуд* (последетекторная корреляция), *корреляции одних лишь фаз* (корреляция после ограничения) и *корреляции сигналов в целом* с учетом и амплитуд и фаз (корреляция сигналов на промежуточной частоте и при достаточно большом динамическом диапазоне приемников).

Последетекторная обработка сводится к вычислению *корреляционной функции огибающих* сигналов, додетекторная при большом динамическом диапазоне — к *вычислению корреляционной функции самих сигналов*. Практически обычно удается вычислить интеграл от произведения сдвинутых во времени напряжений сигналов, принимаемых в двух пунктах, в функции временного сдвига τ , вводимого, например, в одном из них,

$$z(\tau) = \int_0^T y_1(t - \tau) y_2(t) dt = z_1(\tau),$$

который, как и ранее, будем называть *корреляционным*. При бесконечно большом времени интегрирования $T \rightarrow \infty$ отношение корреляционного интеграла к величине T дает *корреляционную функцию* случайных процессов $y_1(t)$ и $y_2(t)$. Качество приближения к корреляционной функции определяется произведением PT полосы обрабатываемых частот сигнала на время интегрирования (см. § 8.4). Корреляционная функция стационарных сигналов имеет при этом *импульсный* характер (рис. 8.5). Длительность корреляционного импульса *обратно пропорциональна* полосе обрабатываемых частот P .

Положение максимума корреляционного импульса на оси τ соответствует разности временных запаздываний сигнала на пути между источником и приемными пунктами. Для нестационарных излучаемых сигналов (прерывистых, периодических и т. д.) при подобной обработке могут встретиться затруднения, связанные с пропусками или появлением ложных корреляционных импульсов (ложных отсчетов).

Если на вход коррелятора поступают стационарные колебания от двух независимых источников $y_{11}(t) + y_{12}(t)$ и $y_{21}(t - \tau_1) + y_{22}(t - \tau_2)$, где первый индекс 1 или 2 показывает номер приемника, а второй — номер источника, то напряжение на его выходе

$$z_T(\tau) = \int_0^T y_{11}(t - \tau) y_{21}(t - \tau_1) dt + \int_0^T y_{12}(t - \tau) y_{22}(t - \tau_2) dt + \\ + \int_0^T y_{11}(t - \tau) y_{22}(t - \tau_2) dt + \int_0^T y_{12}(t - \tau) y_{21}(t - \tau_1) dt,$$

причем в случае большого времени интегрирования T два последних интеграла малы по сравнению со значением первого при $\tau = \tau_1$ и со значением второго при $\tau = \tau_2$. Поэтому на выходе коррелятора на фоне небольших остатков будут наблюдаться два корреляционных импульса, которые разрешаются при

$$\tau_2 - \tau_1 \geq 1/P.$$

Если максимальная разность временных запаздываний равна $\tau_{\text{макс}} = 2B/c$, то число разностно-временных (разностно-дальностных, корреляционных) элементов разрешения составит $n = P\tau_{\text{макс}}$. Произведение $P\tau_{\text{макс}}$ в зависимости от метода измерения координат может изменяться в очень широких пределах.

Пусть число разрешаемых элементов по разности хода $P\tau_{\text{макс}}$ больше, чем по угловой координате $\theta_{\text{обз}}/\Delta\theta_{0,5P}$, где $\theta_{\text{обз}}$ — ширина сектора обзора, а $\Delta\theta_{0,5P}$ — разрешающая способность по углу. Тогда координаты источника излучения могут быть определены более точно при использовании разностно-дальномерного или угломерно-разностно-дальномерного метода, чем при использовании триангуляционного. Системы базовой локации с разностно-дальномерным и угломерно-разностно-дальномерным методами измерения

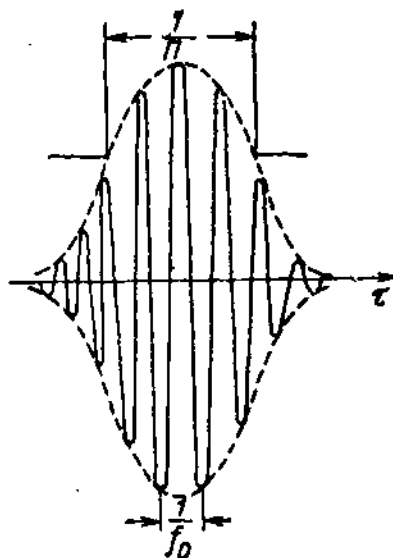


Рис. 8.5. Корреляционный радиоимпульс в функции разности временных запаздываний ($PT \gg 1$)

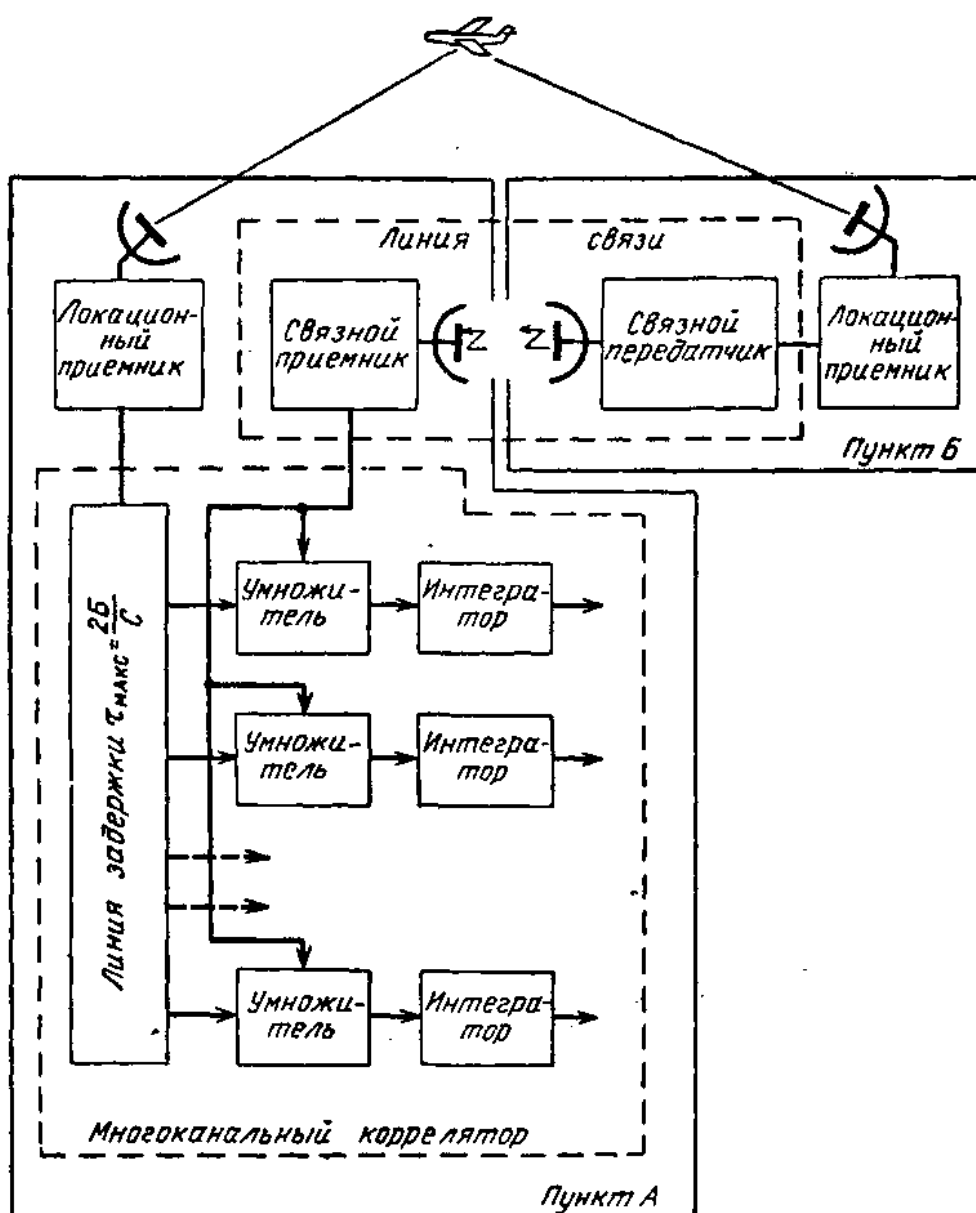


Рис. 8.6. Структурная схема пассивной локационной системы с многоканальным коррелятором

координат, использующие для определения разности расстояний корреляционный метод обработки, называют *корреляционно-базовыми*. При этом угломерно-разностно-дальномерные корреляционно-базовые системы несколько проще решают задачу отождествления, чем разностно-дальномерные, так как отпадает необходимость отождествлять результаты корреляционных измерений на различных базах.

Особенностью устройств корреляционно-базовой локации является обзор по временному запаздыванию τ , который осуществляется с помощью корреляторов и может быть параллельным, последовательным и комбинированным.

Параллельный обзор по параметру τ в пассивной радиолокационной системе осуществляется многоканальным коррелятором, состоящим из линии задержки с отводами, умножителей и интеграторов (рис. 8.6). Время задержки одной секции линии не должно заметно превышать разрешающую способность коррелятора $1/P$ по параметру τ , т. е. число отводов должно соответствовать числу разрешаемых корреляционных элементов. Сигнал с выхода первого приемного устройства подается на умножитель через линию задержки с отводами, с выхода второго — через линию связи одновременно на все умножители. Результаты перемножений интегрируются. Максимальное корреляционное напряжение сигнала будет на выходе интегратора после той секции линии, время задержки в которой соответствует измеряемому параметру τ^* .

Последовательный обзор по временному запаздыванию τ осуществляется одноканальным коррелятором, в котором задержка одного из сигналов изменяется непрерывно (см. § 3.6). При плавном изменении задержки одного из сигналов на выходе коррелятора имеют место корреляционные импульсы напряжения, пиковые значения которых на оси τ соответствуют оценкам τ^* для различных источников излучения и могут быть считаны с экрана индикатора с помощью масштабных меток.

Если обзор по времени запаздывания совершается *одновременно с последовательным обзором по угловым координатам* (например, по азимуту), то время интегрирования T *сокращается*. Пусть антенна одного приемного пункта слабо направлена, другого — остро направлена. Тогда длительность принимаемого сигнала $t_{\text{пр}} = \frac{\theta_{0,5P} t_{0\text{бз}}}{\theta_{0\text{бз}}}$ определяется шириной диаграммы направленности остронаправленной антенны $\theta_{0,5P}$, просматриваемым сектором $\theta_{0\text{бз}}$ и периодом обзора $t_{0\text{бз}}$. При параллельном обзоре по параметру τ возможное время интегрирования будет $T = t_{\text{пр}}$. При последовательном обзоре оно в n раз меньше, чем при параллельном, где n — число разрешаемых корреляционных элементов.

Возможно комбинированное использование параллельного и последовательного обзора (или взаимное согласование обзора по параметру τ и по угловой координате θ) в целях увеличения времени интегрирования.

§ 8.3. Оптимальные оценки координат и потенциальные точности при триангуляционном и корреляционно-базовом методах определения координат излучающего объекта

Пусть пункты приема и источники радиоизлучения расположены в плоскости xOy (рис. 8.7). Положение i -го пункта характеризуется вектором $\mathbf{r}_i(x_i, y_i)$, истинное положение пеленгуемого объекта — вектором $\mathbf{r}(x, y)$. В каждой точке приема измеряется угловое направление — пеленг β_i . Измеренное значение угла

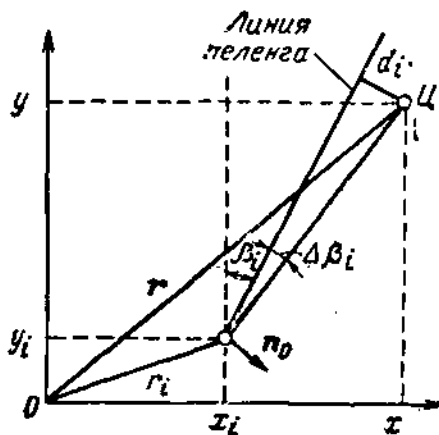


Рис. 8.7. К расчету потенциальной точности определения координат при использовании триангуляционного метода пассивной локализации

вследствие ошибок пеленгования отличается от истинного на угол $\Delta\beta_i$. Поэтому нельзя достоверно назвать точку x, y , в которой находится цель. Можно говорить лишь о послеопытной плотности вероятности нахождения цели в некоторой области, тем резче ограниченной, чем точнее измеряются пеленги β_i . Зная послеопытную плотность, можно найти оптимальные оценки координат цели и потенциальные точности измерения.

Используя теорему умножения, послеопытную плотность вероятности координат цели, как и ранее (см. § 4.2), представим в виде

$$p(x, y | \beta_1, \beta_2, \dots) = K p(\beta_1, \beta_2, \dots | x, y),$$

где K — нормирующий множитель. Значения $\beta_1, \beta_2, \dots$ считаем здесь измеренными в один и тот же момент времени, для которого определяется местоположение цели.

Принимая ошибки пеленгования случайными и независимыми, а закон их распределения нормальным, имеем

$$p(\beta_1, \beta_2, \dots | x, y) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} e^{-\Delta\beta_i^2/2\sigma_i^2}, \quad (1)$$

где σ_i^2 — дисперсия ошибок i -го пеленга ($i = 1, 2, \dots, n$).

С целью представления ошибки пеленгования $\Delta\beta_i(x, y)$ в функции возможных координат x, y излучающего объекта опустим перпендикуляр длиной d_i из точки C (рис. 8.7) на линию пеленга. Считая ошибку малой, получим

$$\Delta\beta_i(x, y) = \frac{d_i(x, y)}{\rho_i}, \quad (2)$$

где $\rho_i = |r - r_i|$ — ориентировочно определенное расстояние от цели до i -го пункта. Если ввести единичный орт n^0 , нормальный к линии пеленга, который связан с координатными ортами соотношением

$$n^0 = x^0 \cos \beta_i - y^0 \sin \beta_i,$$

то отрезок $d_i(x, y)$ определяется величиной скалярного произведения

$$d_i(x, y) = (r - r_i) n^0 = (x - x_i) \cos \beta_i - (y - y_i) \sin \beta_i. \quad (3)$$

Подставляя соотношения (3) и (2) в (1), послеопытную плотность вероятности представим в виде

$$p(x, y | \beta_1, \beta_2, \dots) = C_1 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{[(x-x_i) \cos \beta_i - (y-y_i) \sin \beta_i]^2}{\rho_i^2 \sigma_i^2} \right\},$$

или

$$p(x, y | \beta_1, \beta_2, \dots) = C_1 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \lambda(x, y) \right\},$$

где C_1 — постоянная величина, а

$$\lambda(x, y) = Ax^2 + 2Bxy + Cy^2 + 2Dx + 2Ey + F, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} A &= \sum_{i=1}^n \frac{\cos^2 \beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}, & D &= - \sum_{i=1}^n \frac{x_i \cos^2 \beta_i - 0,5 y_i \sin 2\beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}, \\ B &= -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\sin 2\beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}, & E &= \sum_{i=1}^n \frac{0,5 x_i \sin 2\beta_i - y_i \sin^2 \beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}, \\ C &= \sum_{i=1}^n \frac{\sin^2 \beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}, & F &= \sum_{i=1}^n \frac{(x_i \cos \beta_i - y_i \sin \beta_i)^2}{\rho_i^2 \sigma_i^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Оптимальные оценки x^* , y^* удовлетворяют условиям

$$p(x^*, y^* | \beta_1, \beta_2, \dots) = \max, \quad \lambda(x^*, y^*) = \min,$$

откуда

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial \lambda(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=x^*} &= Ax^* + By^* + D = 0, \\ \frac{1}{2} \frac{\partial \lambda(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=y^*} &= Bx^* + Cy^* + E = 0 \end{aligned}$$

и

$$x^* = \frac{BE - CD}{AC - B^2}, \quad y^* = \frac{BD - AE}{AC - B^2},$$

где, как это следует из (5) $AC - B^2 \geq 0$.

Необходимые для вычисления оптимальных оценок значения коэффициентов A , B , C , D , E и F рассчитываются по формулам (5) после измерения пеленгов β_i ; величина ρ_i вначале определяется грубо и уточняется в последующих циклах измерений.

Тела неопределенности $p = p(x, y | \beta_1, \beta_2, \dots)$ или $\lambda = \lambda(x, y)$ позволяют судить не только об оптимальных оценках координат цели, но и о потенциальной точности измерения. Чем уже пик тела, тем выше точность. Сечения этих тел плоскостями $p = \text{const}$ или $\lambda = \text{const}$ в соответствии с (4) и условием $AC - B^2 \geq 0$ представ-

ляют собой кривые второго порядка — эллипсы, для которых точка (x^*, y^*) является центром симметрии. Уравнения эллипсов упрощаются при параллельном переносе осей координат в точку (x^*, y^*) и их повороте до совмещения с главными осями эллипса. При параллельном переносе начала координат в центр эллипса исчезают члены с первыми степенями переменных, и выражение (4) преобразуется к виду

$$\lambda(x_1, y_1) = Ax_1^2 + 2Bx_1y_1 + Cy_1^2 + H, \quad (6)$$

где H — некоторая постоянная. В случае совмещения координатных осей с главными полуосями эллипса исчезает член с произведением переменных, т. е.

$$\lambda(\xi, \eta) = A_1\xi^2 + C_1\eta^2 + H, \quad (7)$$

где A_1 и C_1 — новые постоянные.

Чтобы определить A_1 , C_1 без дополнительных преобразований, воспользуемся произвольным характером выбора ориентации осей координат x, y на рис. 8.7. Поскольку при повороте осей на произвольный угол α в сторону отсчета пеленга углы β_i заменяются на $\beta_i - \alpha$, то при ориентации осей координат параллельно главным осям эллипса получим:

$$A_1 = \sum_{i=1}^n \frac{\cos^2(\beta_i - \alpha)}{\rho_i^2 \sigma_i^2}, \quad C_1 = \sum_{i=1}^n \frac{\sin^2(\beta_i - \alpha)}{\rho_i^2 \sigma_i^2},$$

$$B_1 = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\sin 2(\beta_i - \alpha)}{\rho_i^2 \sigma_i^2} = 0. \quad (8)$$

Из последнего уравнения следует

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\sin 2\beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{\cos 2\beta_i}{\rho_i^2 \sigma_i^2}}. \quad (8a)$$

Подставляя (8) в (7) и заменяя $A_1 = 1/\sigma_\xi^2$ и $C_1 = 1/\sigma_\eta^2$, приходим к двумерному нормальному послеопытному распределению в новых координатах

$$p(\xi, \eta | \beta_1, \beta_2, \dots) = \frac{1}{2\pi\sigma_\xi\sigma_\eta} \exp \left[-\left(\frac{\xi^2}{2\sigma_\xi^2} + \frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2} \right) \right]. \quad (9)$$

Семейство эллипсов (эллипсов ошибок), являющихся проекциями сечений поверхности $p(\xi, \eta | \beta_1, \beta_2, \dots)$ плоскостями $p = \text{const}$ на плоскость $\xi O \eta$, описывается уравнением вида

$$\frac{\xi^2}{\sigma_\xi^2} + \frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2} = k^2,$$

где k — параметр эллипса. Размеры полуосей эллипса ошибок $a = k\sigma_\xi$, $b = k\sigma_\eta$, а площадь $\pi ab = \pi\sigma_\xi\sigma_\eta k^2$.

В силу (9) для точек, находящихся на эллипсе с параметром k и в достаточной близости от него, плотность вероятности равна $\frac{1}{2\pi\sigma_\xi\sigma_\eta} e^{-k^2/2}$. Поэтому вероятность попадания цели в элемент площади эллипса в виде эллиптического кольца $d(\pi\sigma_\xi\sigma_\eta k^2)$ будет

$$\frac{1}{2\pi\sigma_\xi\sigma_\eta} e^{-k^2/2} d(\pi\sigma_\xi\sigma_\eta k^2).$$

Тогда вероятность попадания цели внутрь эллипса ошибок с полуосями $k\sigma_\xi$, $k\sigma_\eta$ составит

$$P_0 = \int_0^k e^{-v^2/2} v dv = 1 - e^{-k^2/2},$$

откуда, в свою очередь,

$$k = \sqrt{-2 \ln(1 - P_0)}.$$

Таким образом, по заданной вероятности P_0 можно найти параметр k эллипса ошибок и его ориентацию для произвольных значений пеленгов β_i и дальностей ρ_i .

Результаты расчета в случае пеленгации в двух пунктах представлены на рис. 8.8, из которого следует, что при фиксированных ошибках угловых измерений точность определения координат существенно зависит от местоположения объекта. Точность измерения наиболее высока, если угол пересечения линий положения достаточно близок к прямому, и заметно снижается, если линии положения пересекаются под острыми углами.

Описанную выше методику анализа можно распространить на

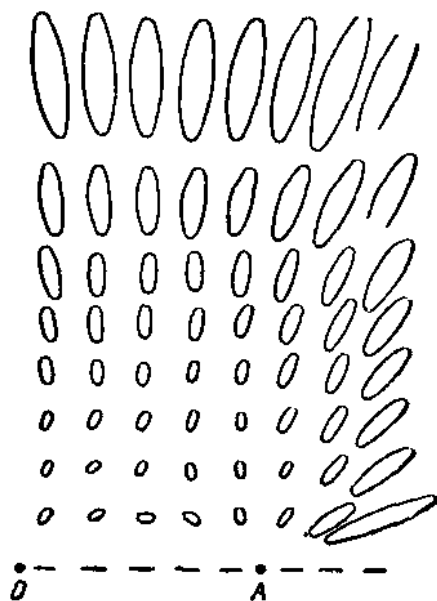


Рис. 8.8. Эллипсы ошибок

случай, когда кроме пеленгов β измеряются разности хода Δr , либо измеряются только разности хода до каких-либо пар точек $A_j, B_j (j = 1, 2, \dots)$. Обозначим α_j все измеряемые обобщенные координаты, установив единую их нумерацию ($j = 1, 2, \dots$). Считая ошибки измерения независимыми, имеем

$$p(x, y | \alpha_1, \alpha_2, \dots) = K p(\alpha_1, \alpha_2, \dots | x, y) = K \prod_{j=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_j} e^{-\frac{(\Delta \alpha_j)^2}{2\sigma_j^2}}.$$

В силу аналогии выражений $p(x, y | \alpha_1, \alpha_2, \dots)$ и $p(x, y | \beta_1, \beta_2, \dots)$, сохраняя предположение о малости ошибок, придем к формулам (5), (8) и т. д.

Уточним выбор обобщенных координат, исходя из целесообразности упрощения расчета. Если i -е измерение определяет пеленг, то можно считать $\alpha_i = \beta_i$. Если j -е измерение определяет гиперболу, то в качестве α_j можно понимать пеленг, соответствующий касательной к гиперболе, проведенной в окрестности возможного местонахождения цели. Координаты x_j, y_j эквивалентного пеленгатора могут быть произвольно выбраны как координаты какой-либо точки, принадлежащей этой касательной. Вместо произведения $\rho\sigma$ в формулы подставляется кратчайшее линейное расстояние между двумя гиперболами σ_α вблизи цели, для которых значения разности хода Δr отличаются на величину стандартного отклонения $\sigma_{\Delta r}$.

В окрестности базы $\sigma_\alpha \approx \sigma_{\Delta r}/2$. На расстояниях же, много больших базы, $\sigma_\alpha \approx \frac{r}{B_j} \sigma_{\Delta r} \sec \beta_j$, где β_j — угол между нормалью к базе и направлением на излучатель; B_j — размер j -й базы.

Использование всех формул данного параграфа для определения координат совокупности целей требует определенного запаса в производительности вычислительных средств. Поэтому наряду с рассмотренной в этом параграфе методикой, может использоваться методика вычисления «по минимуму данных» (см. § 8.1). Дополнительное усложнение расчета потребуется, если, в отличие от изложенного, отсчеты координат производятся неодновременно. Тогда во избежание нарастания ошибок для обеих рассмотренных методик может потребоваться приведение отсчетов к одному моменту времени (экстраполяция исходных данных).

§ 8.4. Качественные показатели обнаружения стационарного случайного сигнала при корреляционной обработке

На вход коррелятора при наличии сигнала поступают случайные колебания

$$\begin{aligned} y_1(t) &= x_1(t) + n_1(t), \\ y_2(t) &= x_2(t) + n_2(t), \end{aligned} \tag{1}$$

каждое в виде аддитивной смеси полезного сигнала $x_{1,2}(t)$ и помехи $n_{1,2}(t)$. Все эти колебания считаем стационарными. Сигналы $x_{1,2}(t)$ вначале считаем отличающимися только неслучайным амплитудным множителем, затем перейдем к случаю, когда их начальные фазы отличаются на случайную величину. Мгновенные значения сигналов и помех полагаем распределенными по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием.

Сигналы и помехи в каждом из каналов, а также помехи разных каналов считаем независимыми. Положим далее, что приемные устройства обоих пунктов идентичны, а спектры сигналов и помех равномерны в пределах полосы пропускания.

Тогда нормированная взаимнокорреляционная функция будет

$$\rho(\tau) = \frac{\overline{y_1(t) y_2(t-\tau)}}{\sqrt{\overline{y_1^2(t)} \overline{y_2^2(t)}}}. \quad (2)$$

Отношения средних мощностей сигнала и помехи в каналах обозначим

$$\frac{\overline{x_1^2}}{\overline{n_1^2}} = \gamma_1, \quad \frac{\overline{x_2^2}}{\overline{n_2^2}} = \gamma_2.$$

Пусть разность запаздываний τ обнаруживаемого сигнала скомпенсирована разностью задержек в каналах коррелятора (рис. 8.6). Полагая в (2) $\tau = 0$, получим коэффициент корреляции входных колебаний

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{1}{\gamma_1}\right) \left(1 + \frac{1}{\gamma_2}\right)}}. \quad (3)$$

Суммарные мощности (отнесенные к единичному сопротивлению) будут

$$P_1 = \overline{x_1^2(t)} + \overline{n_1^2(t)} = \overline{n_1^2} (1 + \gamma_1)$$

и

$$P_2 = \overline{x_2^2(t)} + \overline{n_2^2(t)} = \overline{n_2^2} (1 + \gamma_2).$$

Наряду со случаем, когда сигнал есть, может быть противоположный, когда его нет, а те же суммарные мощности, что и в предыдущем случае, приходятся на одни помехи. Существенно, что в отличие от активной импульсной локализации здесь нельзя рассчитывать на возможность измерения уровня мощности помехи, так как наличие стационарного сигнала неизбежно скажется на результате измерений. Поэтому, составляя выражения для $y_1(t)$ и $y_2(t)$ применительно к гипотезе об отсутствии сигнала, альтерна-

тивные выражениям (1), недостаточно приравнять нулю $x_1(t)$ и $x_2(t)$. Тем самым учитывался бы факт изменения суммарной мощности при выключении сигнала, чего установить не удастся. Поэтому в случае отсутствия сигнала полагаем

$$\begin{aligned} y_1(t) &= \sqrt{1 + \gamma_1} n_1(t), \\ y_2(t) &= \sqrt{1 + \gamma_2} n_2(t). \end{aligned} \quad (4)$$

Для обеих гипотез каждая из мощностей $P_1 = \overline{n_1^2} (1 + \gamma_1)$ и $P_2 = \overline{n_2^2} (1 + \gamma_2)$ остается одинаковой.

При отсутствии фазовых сдвигов колебаний $x_{1,2}(t)$ решение о справедливости той или иной гипотезы (1) или (4) принимается по величине интеграла

$$z = \int_0^T y_1(t) y_2(t) dt, \quad (5)$$

который сравнивается с некоторым порогом, зависящим от величины мощностей P_1 и P_2 . Порог может быть постоянным, если в каналах используется автоматическая регулировка уровня входных колебаний (или их амплитудное ограничение). Интеграл (5) по аналогии с § 3.6 будем называть корреляционным. Величина T в этом интеграле представляет собой время интегрирования произведения случайных процессов.

Если произведение ширины Π спектра частот колебаний на время интегрирования T существенно больше единицы, то в силу центральной предельной теоремы теории вероятностей случайная величина z имеет нормальный закон распределения как при отсутствии, так и при наличии сигнала. Чтобы записать соответствующие условные плотности вероятности $p_n(z)$ и $p_{сн}(z)$, достаточно в обоих случаях вычислить первый и второй моменты величины z , т. е. два математических ожидания:

$$\bar{z} = \int_0^T \overline{y_1(t) y_2(t)} dt, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \overline{z^2} &= \overline{\left[\int_0^T y_1(t) y_2(t) dt \right]^2} = \\ &= \int_0^T \int_0^T \overline{y_1(t) y_1(s) y_2(t) y_2(s)} dt ds. \end{aligned} \quad (7)$$

По величине этих моментов в каждом случае можно найти дисперсию σ^2 величины интеграла z . Для колокольной аппроксимации амплитудно-частотных характеристик радиочастотных цепей

приемника и при одинаковой их полосе Π на уровне 0,46 (см. приложение 11) имеем

$$v_n^2 = \overline{z_n^2} - (\overline{z_n})^2 = P_1 P_2 \frac{T}{2\Pi}, \quad (8)$$

$$v_{cn}^2 = \overline{z_{cn}^2} - (\overline{z_{cn}})^2 = P_1 P_2 \frac{T}{2\Pi} \kappa, \quad (9)$$

где κ — коэффициент увеличения дисперсии из-за наличия сигнала

$$\kappa = 1 + \rho^2 = 1 + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{(1 + \gamma_1)(1 + \gamma_2)}. \quad (10)$$

Отношение математического ожидания $\overline{z_{cn}}$ к стандартному отклонению v_{cn} по аналогии с ранее рассмотренными случаями назовем *параметром обнаружения* и обозначим буквой q . При этом в силу (9), (10) и [(3), приложение 11]

$$q = \frac{\overline{z_{cn}}}{v_{cn}} = \sqrt{\frac{2\rho^2 \Pi T}{1 + \rho^2}} = \sqrt{2 \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \Pi T}. \quad (11)$$

Зная условные математические ожидания и дисперсии нормальных величин (при отсутствии и наличии совмещенных по времени и фазе сигнальных составляющих), можно написать соответствующие условные плотности вероятности:

$$p_n(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_n} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{v_n}\right)^2},$$

$$p_{cn}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_{cn}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{v_{cn}} - q\right)^2}. \quad (12)$$

Ширина кривых $p_n(z)$ и $p_{cn}(z)$ неодинакова; при наличии сигнала вторая кривая несколько расширяется пропорционально величине отношения $v_{cn}/v_n = \sqrt{\kappa}$. Пользуясь (12), нетрудно рассчитать качественные показатели обнаружения при отсутствии случайного фазового сдвига между сигналами $x_1(t)$ и $x_2(t)$.

Не ограничиваясь этим, дополнительно введем с л у ч а й н ы й с д в и г ф а з между сигналами. Тогда следует перейти к новому алгоритму обнаружения — сравнению с порогом не самого корреляционного интеграла, а его модульного значения Z . Как и в § 3.8, последнее может быть обеспечено, например, путем квадратурной обработки. Другой способ получения Z — это перемножение колебаний $y_1(t)$ и $y_2(t)$ на разных промежуточных частотах с последующим интегрированием напряжения разностной частоты на контуре и детектированием огибающей (см. § 3.16). Условные плотности вероятности величины модульного значения Z могут быть получены аналогично соответствующим выражениям § 3.18:

$$p_n(Z) = \frac{Z}{v_n^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{Z}{v_n}\right)^2},$$

$$p_{сн}(Z) = \frac{Z}{v_{сн}^2} e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{Z}{v_{сн}}\right)^2 + q^2\right]} I_0\left(q \frac{Z}{v_{сн}}\right),$$
(13)

Построив законы распределения $p_n(Z)$ и $p_{сн}(Z)$, аналогичные рис. 3.54, а, легко найти качественные показатели обнаружения для произвольно выбранного порога $Z_0 = q_0 v_{сн}$ (соответствующего пороговому значению $q_0 = Z_0/v_{сн}$), а именно

$$F = \int_{Z_0}^{\infty} p_n(Z) dZ = e^{-\frac{q_0^2}{2}},$$

$$D = \int_{Z_0}^{\infty} p_{сн}(Z) dZ = \int_{q_0}^{\infty} s I_0(qs) e^{-\frac{q^2 + s^2}{2}} ds.$$
(14)

Выражая q_0 через F , соотношения (14) для D и F объединяем в одно, описывающее семейство кривых обнаружения:

$$D = \frac{\int_{q_0}^{\infty} s I_0(qs) e^{-\frac{q^2 + s^2}{2}} ds}{V_{-2 \ln(F)}^{1/\kappa}}$$
(15)

Из соотношения (15) вытекает следующая *методика практического определения качественных показателей обнаружения*.

Пусть заданы параметры сигнала γ_1, γ_2 и системы обработки Π, T . Для каждого заданного значения условной вероятности ложной тревоги F требуется найти соответствующее значение условной вероятности правильного обнаружения D .

Для этого по величине параметров сигнала γ_1, γ_2 вычисляется коэффициент κ . Затем по значениям κ, Π, T рассчитывается параметр обнаружения q . Условную вероятность D находим по кривой обнаружения (см. рис. 3.53) для найденного значения q и расчетной условной вероятности ложной тревоги $F_{расч} = F^{1/\kappa}$, которая может несколько отличаться от заданной условной вероятности F .

Возможно также решение *обратной задачи*, когда по заданным значениям D, F, γ_1, γ_2 определяются требуемые значения *параметров системы обработки*. В этом случае произведения ΠT можно найти в соответствии с соотношением (11):

$$\Pi T = \frac{\kappa}{2} q^2 (D, F^{1/\kappa}),$$
(16)

где величина $\kappa(p)$ вычисляется по формуле (10) для заданных γ_1, γ_2 , а величина q определяется по кривым (см. рис. 3.53) для заданного значения D и расчетного значения $F_{расч} = F^{1/\kappa}$.

Пусть, например, заданы: $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,3$, $D \geq 0,9$, $F = 10^{-6}$, $P = 3 \text{ МГц}$ и требуется найти минимально необходимое значение T . В этом случае $\rho = 0,23$, а $\kappa = 1,05 \approx 1$. Далее по заданным величинам $D = 0,9$, $F_{\text{расч}} \approx F = 10^{-6}$ находим требуемую величину $q \approx 6,4$. Тогда по формуле (16) легко определить минимально необходимые значения $PT = 420$, $T = 140 \text{ мксек}$.

§ 8.5. Некоторые вопросы пассивной локации источников естественных и близких к ним электромагнитных излучений

Под естественным излучением будем понимать *тепловое хаотическое* излучение объектов, а также участков местности и пространства.

Эффект неравномерного теплового излучения радиоволн участками местности может быть использован для снятия ее *радиационной карты* (панорамы) самолетным, наземным или надводным пассивным радиолокатором сантиметрового или миллиметрового диапазона без использования разнесенного приема. Обзор осуществляется игольчатым лучом в секторе. Сигналы после обработки подаются на растровый индикатор, развертка которого синхронизирована с движением луча антенны. Тепловой рельеф местности отображается на экране индикатора (рис. 8.9). В миллиметровом диапазоне и при большом времени наблюдения изображение напоминает оптическое (рис. 8.10). Возможно обнаружение кильватерной струи корабля, температура которой на несколько градусов выше температуры окружающей воды.

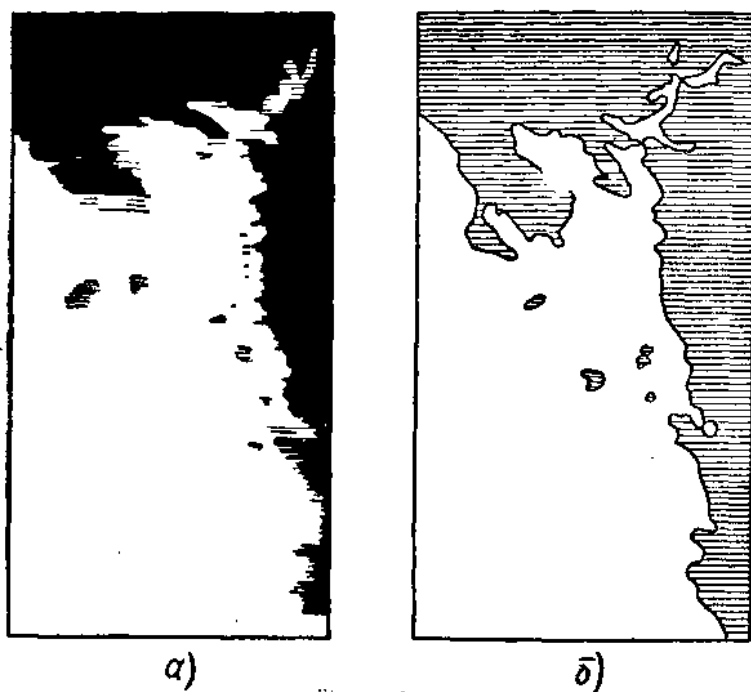


Рис. 8.9. Радиолокационное изображение участка поверхности Земли (а), вид участка на карте (б)

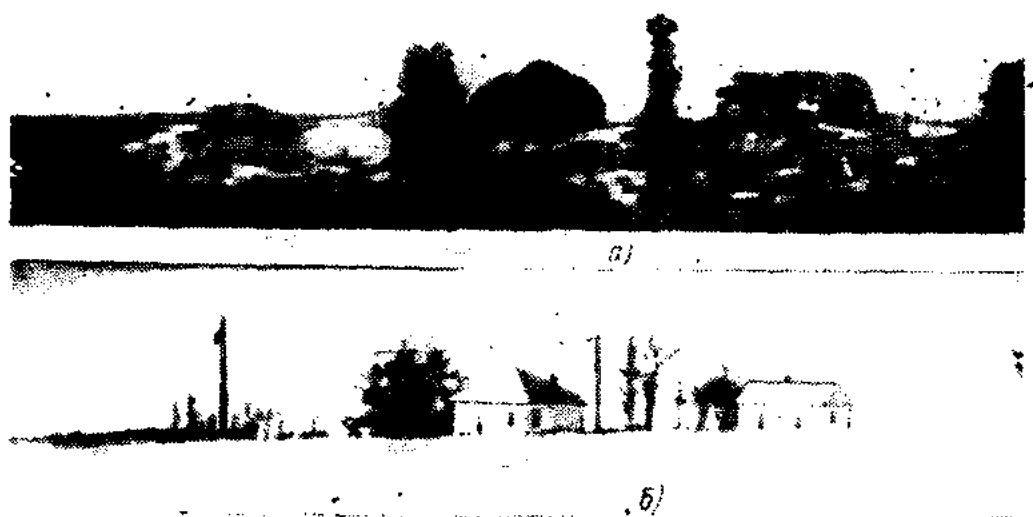


Рис. 8.10. Радиолокационное изображение участка местности (а),
фотография участка (б)

Оптимальная обработка при одноканальном приеме хаотических колебаний сводится к *квадратичному детектированию, интегрированию* результата детектирования и *сравнению с порогом* (см. §. 6.18). Величина порога при заданной условной вероятности ложной тревоги F выбирается пропорциональной дисперсии собственных шумов приемника.

Дальность действия теплорадиолокации при $P_c/P_{ш} \ll 1$ определяется из условия

$$\frac{P_c}{P_{ш}} = \frac{2\nu_{\text{разл}}}{T\P} \quad (1)$$

где $\nu_{\text{разл}}$ — коэффициент различимости для случая теплорадиолокации; Π — полоса частот; T — длительность интегрирования (приложение 12).

Пусть поверхность излучателя S_{Π} создает изотропное излучение с кажущейся температурой $T_{\text{пов}}^{\circ}$. Кажущаяся температура — это температура абсолютно черного тела, которое дает такое же излучение, что и данное тело. Кажущаяся температура учитывает отличие излучения от излучения абсолютно черного тела и эффект переизлучения энергии из внешнего пространства. Например, для воды при 300°K кажущаяся температура 135°K без учета и 160°K с учетом переизлучения. Используя закон Релея, спектральную плотность мощности излучения с поверхности в единичном телесном угле представим в виде $\frac{2}{\lambda^2} k T_{\text{пов}}^{\circ} S_{\Pi}$ [вт/гц·стер], а принимаемую мощность — в виде

$$P_c = \left(\frac{2}{\lambda^2} k T_{\text{пов}}^{\circ} S_{\Pi} \right) \Pi \Delta\Omega \eta t, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, а телесный угол $\Delta\Omega$ связан с площадью приемной антенны и дальностью до цели соотношением

$$\Delta\Omega = \frac{A}{r^2} \text{ стер.} \quad (3)$$

В свою очередь,

$$P_{\text{ш}} = kT_a^\circ \Pi \Pi, \quad (4)$$

где Π — коэффициент шума приемника; T_a° — расчетная температура, при которой он измеряется (обычно 300°K).

Из соотношений (1)–(4) дальность действия теплорадиолокатора

$$r_{\text{макс}} = \sqrt[4]{T\Pi} \sqrt{\frac{T_{\text{пов}}^\circ}{\nu_{\text{разл}} \Pi T_a^\circ} \frac{AS_{\Pi}}{\lambda^2}}.$$

Остановимся на реализации обработки, сочетающей квадратичное детектирование и интегрирование после детектора. Чтобы уменьшить влияние нестабильности коэффициента усиления приемного устройства за время интегрирования, используют *коммутацию* (модуляцию) входного сигнала в волноводе приемника. Период модуляции выбирается так, чтобы коэффициент усиления практически не менялся за это время. При этом, за счет потери половины энергии сигнала, удастся сравнивать среднюю мощность колебаний при открытом и закрытом входе приемника. Оптимальная обработка сигнала в этом случае сводится к квадратичному детектированию и некогерентному накоплению в течение времени, когда приемник открыт. Для определения порога может проводиться такая же операция, но с накоплением в течение времени, когда приемник закрыт. Результаты интегрирования при открытом и закрытом входе приемника сравниваются за каждый период модуляции. Для этого достаточно сопоставить значения интеграла $\int U^2(t)dt$ за каждые два смежных полупериода модуляции. Соответствующую разность можно далее накопить в течение всего времени интегрирования.

Проведение подобной операции упрощается, если выходное напряжение квадратичного детектора промодулировать последовательностью положительных и отрицательных видеопульсов типа «меандр». Тогда постоянная составляющая будет пропорциональна указанной выше разности напряжений. Подавая полученное напряжение на видеоусилитель с полосой пропускания, обратной времени интегрирования, выделяют видеопульс напряжения, соответствующий наличию излучения. Структурная схема приемного устройства изображена на рис. 8.11.

Представляет интерес использование радиоизлучения ионизированных участков пространства при старте баллистической ракеты и при ядерном взрыве. Спектр излучения занимает широкий диапазон частот. При этом коротко-

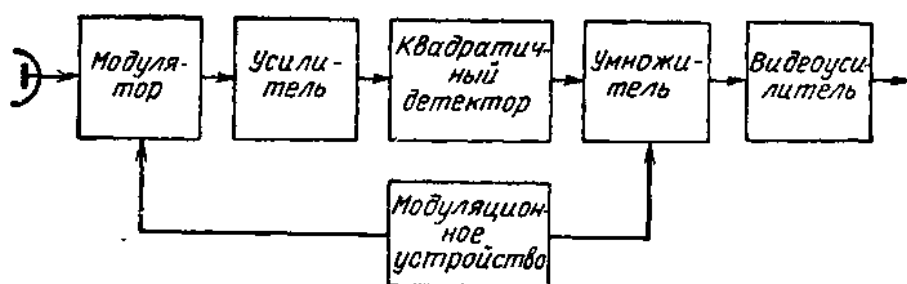


Рис. 8.11. Структурная схема приемного устройства теплового радиолокатора

волновое излучение затухает быстрее, чем длинноволновое, для которого образуется волновод в пространстве между поверхностью Земли и ионосферой. Особенно малое затухание наблюдается в диапазоне сверхнизких частот (3—30 кГц). Для определения координат точки запуска ракеты или взрыва ядерного заряда может использоваться разностно-дальномерный метод пассивной локации.

Важное значение имеет использование *инфракрасного диапазона волн*, в котором можно получить значительно более высокую разрешающую способность по угловым координатам, чем в радиодиапазоне. Лучшая прозрачность атмосферы для инфракрасных волн, чем для видимых, позволяет увеличить дальность действия приборов инфракрасной техники по сравнению с оптическими.

Основными источниками инфракрасного излучения являются нагретые участки объектов на местности, детали аэродинамических летательных аппаратов и ракет, а также факелы газов двигателей.

Для преобразования энергии инфракрасного излучения в электрический сигнал используются следующие физические явления, возникающие под действием лучистого потока:

- возникновение электродвижущей силы (фотогальванический эффект),
- изменение электрического сопротивления (внутренний фотоэффект),
- эмиссия электронов (внешний фотоэффект).

Роль антенны выполняет оптическая система, фокусирующая инфракрасные лучи на преобразователь энергии (детектор).

Обнаружение целей инфракрасными системами осуществляется на фоне различных помех, имеющих такую же структуру, что и полезные сигналы. Источниками мешающих излучений могут быть все тела, расположенные в зоне обнаружения инфракрасного локатора: Солнце, атмосферные образования, горные вершины и т. д. Помехи создаются не только за счет собственного излучения тел, но и за счет рассеяния лучистой энергии других объектов, например Солнца. Спектральная плотность помех на входе приемного устройства отличается от спектральной плотности вблизи излучателя вследствие неодинакового ослабления лучистого потока по

спектру; могут наблюдаться полосы поглощения и полосы прозрачности, обычно называемые «окнами».

Для выделения сигналов на фоне помех используют *спектральную и пространственную избирательность*. Спектральная избирательность обеспечивается за счет применения *оптических фильтров*, диапазон пропускаемых частот которых выбирается из условия получения наивысшего отношения сигнал/помеха. Пространственная избирательность обеспечивается путем применения *игольчатой диаграммы направленности* и специальных элементов схемы приема с целью выделения точечных излучателей на фоне распределенных, но менее ярких (облаков, атмосферной пыли и т. д.). В качестве такого специального элемента используют, например, *модулирующий диск* (или шторку) с прозрачными и непрозрачными полосами (рис. 8.12). При вращении диска на детектор попадает *прерывистый* поток от точечного объекта и *практически непрерывный* для распределенного фона, что облегчает выделение сигнала.

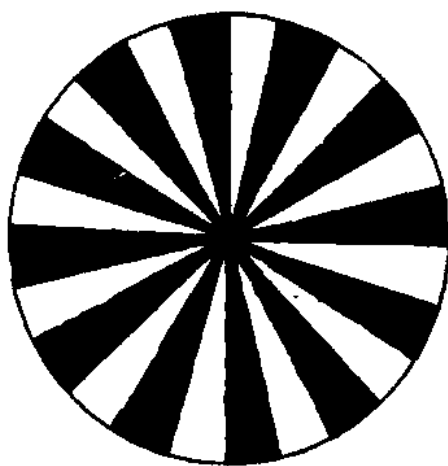


Рис. 8.12. Модулирующий диск

Обзор пространства по угловым координатам может быть *механическим и электрическим*.

Механический обзор производится путем *перемещения элементов оптической системы* (рис. 8.13). Синхронизируя сканирование луча антенны и развертку индикатора, наблюдают радиационный рельеф в зоне обзора.

Электрический обзор применяется в локаторах с мозаичным фотодетектором или с инфракрасным электроннолучевым преобра-

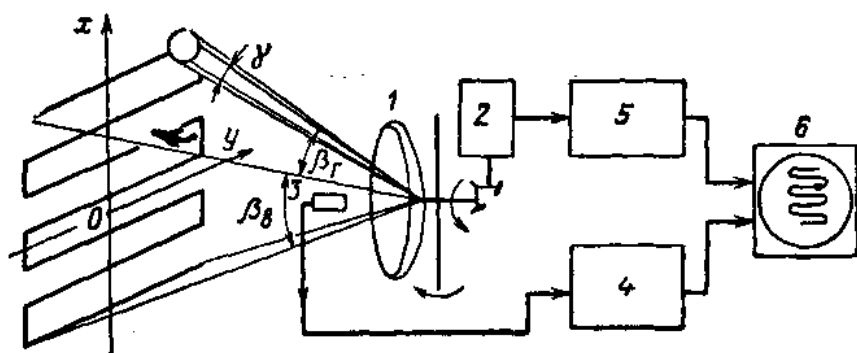


Рис. 8.13. Структурная схема обзорного инфракрасного локатора:

1—зеркальный объектив; 2—устройство поиска; 3—детектор; 4—усилитель; 5—синхронизирующее устройство; 6—индикатор

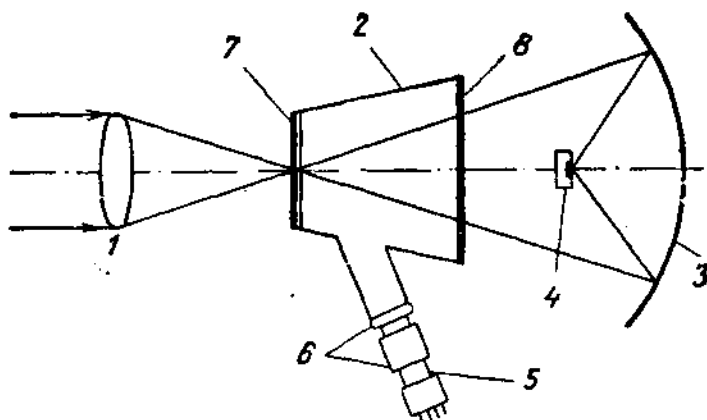


Рис. 8.14. Инфракрасный видикон:

1 — объектив; 2 — электроннолучевая трубка; 3 — зеркальный объектив; 4 — детектор; 5 — электронная пушка; 6 — фокусирующая и отклоняющая системы; 7 — входное окно; 8 — выходное окно

зователем (видиконом). Используя мозаичный преобразователь, можно *формировать парциальные диаграммы направленности*. Каждый элемент мозаики имеет свой интегрирующий фильтр, накапливающий энергию сигнала, принятого с одного углового направления. Фильтры *поочередно подключаются* коммутатором на вход индикатора, на экране которого воспроизводится тепловой рельеф.

Инфракрасный видикон представляет собой электроннолучевую трубку, входное окно которой закрыто полупроводниковой (например, кремниевой) пластинкой, на которую с внешней стороны фокусируется лучистый поток, а с внутренней — электронный луч (рис. 8.14). При разворачивании электронного луча трубки по поверхности пластинки поочередно увеличивается прозрачность ее отдельных элементов, что обеспечивает поочередное считывание изображения, которое перефокусируется зеркальным объективом на фотодетектор. Таким образом, на фотодетектор в каждый момент времени попадает излучение только той цели, сфокусированное изображение которой совпадает с положением электронного пятна трубки. Напряжение с выхода детектора после усиления подается на индикатор, на экране которого изображается тепловой рельеф.

В *инфракрасных локаторах автосопровождения по угловым координатам* используются *модулирующие диски* специальной формы, позволяющие модулировать лучистый поток по амплитуде, длительности, частоте или фазе. Модулированный сигнал после обработки сравнивается с опорным напряжением, управляющим движением диска. В результате вырабатывается сигнал ошибки, который после усиления подается на исполнительное устройство, например управляющее рулями снаряда.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1 (к § 2.13)

Корреляция вторичного излучения во времени для вращающейся системы блестящих точек, случайно распределенных по окружности

Сигнал, отраженный от блестящей точки с номером n , вращающейся с угловой скоростью Ω по окружности радиуса ρ , имеет переменное временное запаздывание $\Delta t_n = \frac{2\rho}{c} \cos(\Omega t + \theta_n)$ и переменную начальную фазу $\varphi = \omega_0 \Delta t_n$. Здесь θ_n — угловая координата блестящей точки, отсчитываемая в центре вращения для момента времени t относительно направления на радиолокатор; φ — начальная фаза облучающего колебания; ω_0 — его частота. Тогда при отражении синусоидального сигнала от системы N равноценных блестящих точек комплексную амплитуду принимаемых колебаний с точностью до множителя можно представить в виде

$$U(t) = e^{j\varphi} \sum_{n=1}^N e^{-j\Phi \cos(\Omega t + \theta_n)}, \quad (1)$$

где $\Phi = \frac{2\rho}{c} \omega_0$. В силу равновероятного распределения начальной фазы облучающего колебания φ , математическое ожидание $M\{U(t)\} = 0$. Если к тому же значения θ_n случайны, то на протяжении отрезка времени $\Delta t \ll 2\pi/\Omega$ отраженный сигнал можно считать отрезком реализации стационарного случайного процесса с нулевым средним значением и корреляционной функцией

$$R(\tau) = M\{U(t+\tau) U^*(t)\}.$$

Используя (1) и выделяя из двойной суммы совокупность слагаемых с одинаковыми начальными фазами θ_n в обоих сомножителях, после преобразований получим

$$R(\tau) = \sum_{n=1}^N M \left\{ \exp \left(-j2\Phi \sin \frac{\Omega\tau}{2} \sin \left[\theta_n + \Omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right] \right) \right\} + \\ + \sum_{n \neq v}^N \sum_{v=1}^N M \left\{ \exp \left(-j\Phi \cos [\theta_n + \Omega(t+\tau)] \right) \right\} M \left\{ \exp [j\Phi \cos (\theta_v + \Omega t)] \right\}. \quad (2)$$

При написании (2) учтено, что математическое ожидание произведения независимых случайных величин равно произведению математических ожиданий этих величин. Если, кроме того, учесть, что при равномерном распределении случайных величин θ в интервале $0 - 2\pi$

$$M \{ \exp [-j\Phi \cos (\theta + \theta_0)] \} = \int_0^{2\pi} \exp [-j\Phi \cos (\theta + \theta_0)] p(\theta) d\theta = J_0(\Phi),$$

получим

$$R(\tau) = R(\tau) = NJ_0 \left(2\Phi \sin \frac{\Omega\tau}{2} \right) + (N^2 - N) J_0^2(\Phi),$$

где $J_0(\Phi)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Полученное выражение можно упростить, полагая среднее расстояние между блестящими точками $2\pi \rho/N \gg \lambda_0$ и $\Omega\tau \ll 1$. Тогда в соответствии с асимптотическим представлением $J_0(\Phi)$ можно пренебречь вторым слагаемым и получить, что

$$R(\tau) \approx NJ_0(\Phi\Omega\tau) = NJ_0 \left(\frac{4\pi\rho}{\lambda_0} \Omega\tau \right),$$

откуда нормированная корреляционная функция

$$\rho_{\text{кор}}(\tau) = J_0 \left(\frac{4\pi\rho}{\lambda_0} \Omega\tau \right) = J_0(\pi\Delta F_{\text{д}}\tau),$$

где

$$\Delta F_{\text{д}} = \frac{2}{\lambda_0} (v_{\text{г макс}} - v_{\text{г мин}}) = \frac{2}{\lambda_0} [\Omega\rho - (-\Omega\rho)] = \frac{4\Omega\rho}{\lambda_0}.$$

Приложение 2 (к § 2.13 и 5.11)

Корреляция вторичного излучения на разных частотах для системы блестящих точек, случайно распределенных по окружности

Аналогично приложению 1 найдем корреляционный момент случайных напряжений $U(f_1)$ и $U(f_2)$. Не ограничивая общности, можно положить $t = 0$. Корреляционный момент можно тогда записать в виде

$$R = R(f_1, f_2) = M \{ U(f + \delta f) U^*(f) \} = M \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{\nu=1}^N e^{-i\Phi_2 \cos \theta_n} n e^{i\Phi_1 \cos \theta_\nu} \right\},$$

где $\Phi_1 = \frac{4\pi\rho}{c} f$, $\Phi_2 = \frac{4\pi\rho}{c} (f + \delta f)$. Выделяя из двойной суммы N слагаемых, имеющих одинаковые начальные фазы в экспоненциальных сомножителях, и вычисляя математические ожидания, получим соотношение

$$R(f_1, f_2) = NJ_0(\Phi_2 - \Phi_1) + (N^2 - N) J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_2),$$

в котором при $(2\pi\rho/N) \gg \lambda$ вторым слагаемым можно пренебречь. Тогда корреляционный момент будет функцией разности частот $f_2 - f_1 = \delta f$. Нормированная корреляционная функция будет

$$\rho_{\text{кор}}(\delta f) = J_0 \left(\frac{4\pi\rho}{c} \delta f \right).$$

Теорема Котельникова

Рассмотрим класс функций $y(t)$ с ограниченным спектром, которые могут быть представлены в виде интегралов Фурье:

$$y(t) = \int_{-f_{\max}}^{f_{\max}} g(f) e^{j2\pi f t} df. \quad (1)$$

На интервале $-f_{\max} \leq f \leq f_{\max}$ функция $g(f)$ может быть заменена периодически продолженной функцией $g_1(f)$ с периодом $2f_{\max}$, совпадающей с ней на участке интегрирования. Эту функцию можно представить в виде ряда Фурье:

$$g_1(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} D_k e^{-j2\pi k (f/2f_{\max})}, \quad (2)$$

где

$$D_k = \frac{1}{2f_{\max}} \int_{-f_{\max}}^{f_{\max}} g_1(f) e^{j2\pi (k/2f_{\max}) f} df. \quad (3)$$

Сопоставляя (3) с (1), получим

$$D_k = \frac{1}{2f_{\max}} y\left(k \frac{1}{2f_{\max}}\right).$$

Тогда

$$g_1(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} y(k\Delta t) e^{-j2\pi (k\Delta t) f \Delta t}, \quad (4)$$

где $\Delta t = 1/2f_{\max}$. Подставим в (1) выражение (4) для функции $g_1(f)$, равной $g(f)$ в пределах интегрирования $-f_{\max} \leq f \leq f_{\max}$. Изменим порядок интегрирования и суммирования. Интегрируя далее множители вида $e^{j2\pi f(t-k\Delta t)}$ в пределах от $-f_{\max}$ до $f_{\max}$, приходим к выражению

$$y(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} y(k\Delta t) \frac{\sin[2\pi f_{\max}(t-t_k)]}{2\pi f_{\max}(t-t_k)}, \quad (5)$$

соответствующему теореме Котельникова, в котором $t_k = k\Delta t$.

Качественные показатели обнаружения при квадратичном суммировании некогерентных нефлюктуирующих сигналов

Пусть плотность вероятности некоторой величины $U \geq 0$ соответствует обобщенному закону Релея:

$$p(U) = UI_0(qU) e^{-\frac{q^2 + U^2}{2}}, \quad (1)$$

как это имеет место на выходе линейного детектора при сигнале, наложенном на шум (дисперсия шума принята здесь за единицу). Тогда для квадрата этой величины $U^2 = \eta$ нетрудно найти плотность вероятности

$$p(\eta) = p(U) \frac{dU}{d\eta} \Big|_{U=\sqrt{\eta}} = \frac{1}{2} I_0(q\sqrt{\eta}) e^{-\frac{q^2 + \eta}{2}} \quad (2)$$

и характеристическую функцию

$$\theta(s) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{js\eta} p(\eta) d\eta = \int_0^{\infty} e^{jsU^2} p(U) dU. \quad (3)$$

При написании (3) использовано соответствующее (2) соотношение $p(\eta)d\eta = p(U)dU$.

Подставляя значение $p(U)$ из (1) в (3) и используя выражение модифицированной функции Бесселя [(2а), § 2.12], получим

$$\theta(s) = e^{-q^2/2} \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{-\frac{U^2}{2}(1-j2s) + qU \cos \beta} U dU d\beta.$$

Переходя к новым переменным интегрирования $x = U \cos \beta$, $y = U \sin \beta$ и замечая, что

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x-qa)^2}{2a}} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{y^2}{2a}} dy = 1,$$

где $a = \frac{1}{1-j2s}$, приведем выражение для $\theta(s)$ к виду

$$\theta(s) = e^{-q^2/2} \frac{e^{q^2/2(1-j2s)}}{1-j2s} = e^{-b} a e^{ab},$$

где $b = \frac{q^2}{2}$, $a = \frac{1}{1-j2s}$.

Зная характеристическую функцию $\theta(s)$ величины $\eta = U^2$, нетрудно найти ее и для суммы M таких независимых величин:

$$U_{\Sigma}^2 = U_1^2 + U_2^2 + \dots + U_M^2.$$

Полагая $q = \text{const}$ и перемножая характеристические функции слагаемых, получим $\theta_{\Sigma}(s) = e^{-Mb} a^M e^{aMb}$ или

$$\theta_{\Sigma}(s) = a e^{-B} \frac{d^{M-1}}{dB^{M-1}} e^{-aB} \Big|_{B=Mb}.$$

Тогда нетрудно найти плотность вероятности для напряжения U_{Σ} , равную

$$p(U_{\Sigma}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta_{\Sigma}(s) e^{-jU_{\Sigma}s} ds.$$

После изменения порядка дифференцирования и интегрирования ее можно привести к виду

$$p(U_{\Sigma}) = e^{-B} \frac{d^{M-1}}{dB^{M-1}} \psi(B, U_{\Sigma}) \Big|_{B=Mb}, \quad (4)$$

где

$$\psi(B, U_{\Sigma}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{B/(1-j^2s)}}{1-j^2s} e^{-jU_{\Sigma}s} ds. \quad (5)$$

Чтобы установить вид функции $\psi(B, U_{\Sigma})$, не проводя интегрирования, заметим, что при $M=1$ $B=b$, $U_{\Sigma}=\eta$, $p(U_{\Sigma})=p(\eta)$. Определяя $p(\eta)$ из соотношения (2), получим

$$\psi(b, \eta) = p(\eta) e^b = \frac{1}{2} e^{-\eta/2} I_0(\sqrt{2b\eta}). \quad (6)$$

Тогда

$$\psi(B, U_{\Sigma}) = \frac{1}{2} e^{-U_{\Sigma}/2} I_0(\sqrt{2BU_{\Sigma}}).$$

Значит, искомое распределение величины $U_{\Sigma} > 0$ будет

$$p(U_{\Sigma}) = \frac{1}{2} e^{-\left(B + \frac{U_{\Sigma}}{2}\right)} \frac{d^{M-1}}{dB^{M-1}} I_0(\sqrt{2BU_{\Sigma}}), \quad (7)$$

куда после дифференцирования следует подставить $B=Mb=M(q^2/2)$.

Заметим, что

$$\frac{d^{M-1}}{dB^{M-1}} I_0(\sqrt{2BU_{\Sigma}}) = \left(\frac{U_{\Sigma}}{2B}\right)^{M-1} I_{M-1}(\sqrt{2BU_{\Sigma}}). \quad (8)$$

В справедливости (8) убедимся, используя метод математической индукции. Полагая, что (8) правильно определяет $(M-1)$ -ю производную, вычислим M -ю производную:

$$\frac{d^M}{dB^M} I_0(\sqrt{2BU_{\Sigma}}) = \left(\frac{U_{\Sigma}}{2B}\right)^{M/2} \left[I'_{M-1}(\sqrt{2BU_{\Sigma}}) - \frac{M-1}{\sqrt{2BU_{\Sigma}}} I_{M-1}(\sqrt{2BU_{\Sigma}}) \right].$$

Сна же в силу известного рекуррентного соотношения для функции Бесселя $I_M(x) = I'_{M-1}(x) - \frac{M-1}{x} I_{M-1}(x)$ сводится к (8), если там $M-1$ заменить

на M . Поскольку выражение (8) справедливо для $M = 1$, оно справедливо для $M = 2, 3, \dots$ и т. д. Тогда, подставляя (8) в (7), окончательно найдем выражение для плотности вероятности напряжения $U_z = U$ на выходе сумматора при наличии сигнала и помехи:

$$p(U) = p_{\text{сп}}(U) = \frac{1}{2} \left(\frac{U}{2B} \right)^{\frac{M-1}{2}} e^{-\left(B + \frac{U}{2}\right)} I_{M-1}(\sqrt{2BU}), \quad (9)$$

где $B = M(q^2/2)$. В случае, когда действует одна помеха ($q=0$), обобщенное релеевское распределение (1) переходит в релеевское, а в выражении (9) необходимо раскрыть неопределенность при $B=0$. Замечая, что при $x \rightarrow 0$ значение $I_{M-1}(x) \approx \frac{1}{(M-1)!} \left(\frac{x}{2} \right)^{M-1}$, получим

$$p_{\text{п}}(U) = \frac{U^{M-1}}{2^M (M-1)!} e^{-U/2} \quad (U \geq 0). \quad (10)$$

При уровне порога $U_{\text{порог}}$ условные вероятности правильного обнаружения и ложной тревоги будут

$$D = \frac{1}{2} \int_{U_{\text{порог}}}^{\infty} \left(\frac{U}{2B} \right)^{\frac{M-1}{2}} e^{-\left(B + \frac{U}{2}\right)} I_{M-1}(\sqrt{2BU}) dU, \quad (11)$$

$$F = \frac{1}{2^M (M-1)!} \int_{U_{\text{порог}}}^{\infty} U^{M-1} e^{-U/2} dU. \quad (12)$$

Среди табулированных математических специальных функций имеется так называемая неполная функция Торонто:

$$T_{\alpha}^r(m, n, r) = 2r^{n-m+1} e^{-r^2} \int_0^{\alpha} t^{m-n} e^{-t^2} I_n(2rt) dt. \quad (13)$$

Сходство структуры выражения (13) для этой функции и ранее полученных выражений (11), (12) становится особенно явным, если произвести замену переменной $t = \sqrt{U/2}$. Тогда оказывается, что

$$\begin{aligned} D &= 1 - T_{\alpha}(2M-1, M-1, \sqrt{B}), \\ F &= 1 - T_{\alpha}(2M-1, M-1, 0), \end{aligned} \quad (14)$$

где $B = Mq^2/2$, а величина $\alpha = \sqrt{U_{\text{порог}}/2}$ подбирается так, чтобы обеспечить заданное значение F условной вероятности ложной тревоги.

При б о л ь ш и х D можно обойтись без использования функций Торонто. В самом деле, в соотношении (9) перейдем к новой переменной y , являющейся разностью между случайной величиной $\sqrt{U}$ и ее математическим ожиданием h . Для этого положим $U = (h + y)^2$ и найдем

$$\begin{aligned} p_{\text{сп}}(y) &= p_{\text{сп}}(U) \frac{dU}{dy} = \sqrt{2B} \left(1 + \frac{h+y-\sqrt{2B}}{\sqrt{2B}} \right)^M \times \\ &\times e^{-\left[B + \frac{1}{2}(h+y)^2\right]} I_{M-1}[\sqrt{2B}(h+y)]. \end{aligned} \quad (15)$$

Воспользуемся далее асимптотическими равенствами, справедливыми здесь в силу сделанного выше предположения,

$$I_{M-1}(x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^x \quad (x \gg 1),$$

$$(1 + \xi)^M \approx e^{\xi M} \quad (\xi \ll 1).$$

Соотношение (15) преобразуется тогда в следующее:

$$p_{\text{сп}}(y) \equiv \exp \left[M \frac{h+y-\sqrt{2B}}{\sqrt{2B}} - B - \frac{1}{2} (h+y)^2 + \sqrt{2B} (h+y) \right],$$

которое с точностью до величин порядка $1/q^2$ приводится к форме нормального закона с нулевым математическим ожиданием:

$$p_{\text{сп}}(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-y^2/2}. \quad (16)$$

Для этого достаточно приравнять нулю коэффициент при y :

$$\frac{M}{\sqrt{2B}} - h + \sqrt{2B} = 0,$$

откуда

$$h = \sqrt{2B} + \frac{M}{\sqrt{2B}} = \sqrt{M} \left(q + \frac{1}{q} \right). \quad (17)$$

Тогда величина D может быть рассчитана как для сигнала с полностью известными параметрами:

$$D = \int_{U_{\text{порог}}}^{\infty} p_{\text{сп}}(y) dy, \quad (18)$$

где подынтегральное выражение определяется в соответствии с (16), а

$$U_{\text{порог}} = \sqrt{U_{\text{порог}}} - \sqrt{M} \left(q + \frac{1}{q} \right). \quad (19)$$

Пользуясь (18) и (19), можно определить D при известном значении $U_{\text{порог}}$. Для определения $U_{\text{порог}}$ по заданному значению F используются таблицы Е. А. Слуцкого («Таблицы для вычисления неполной Γ -функции и функции вероятности χ^2 », Изд. АН СССР, 1950) и Дж. Пэчариса (см. приложение к книге «Современная радиолокация», Изд-во «Советское радио», 1969).

Расчет по формулам (18)–(19) дает хороший результат уже в случае $M = 1$, который был тщательно рассмотрен в [34].

Приложение 5 (к § 4.3)

Расчет послеопытной среднеквадратичной ошибки с учетом эффекта ложных тревог

Расчет проведем для случая измерения времени запаздывания сигнала со случайной начальной фазой при фиксированной реализации помехи. В соответствии с [(12), (14), § 4.2] послеопытную ошибку оценим по формуле

$$\sigma^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2 p(\alpha) I_0\left(\frac{2Z(\alpha)}{N_0}\right) e^{-\mathcal{Z}(\alpha)/N_0} d\alpha}{\int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) I_0\left(\frac{2Z(\alpha)}{N_0}\right) e^{-\mathcal{Z}(\alpha)/N_0} d\alpha}. \quad (1)$$

Доопытную плотность вероятности $p(\alpha)$ примем равномерной в пределах интервала $|\alpha| < T/2$, значительно превышающего интервал разрешения, и равной нулю за пределами этого интервала. Энергию сигнала считаем не зависящей от α , т. е. $\mathcal{Z}(\alpha) = \mathcal{Z}$. Тогда интегрирование ведем в пределах $\pm T/2$, а сомножители $p(\alpha)$ и $\exp[-\mathcal{Z}(\alpha)/N_0]$ выносим за знак интеграла и сокращаем. Зависимость $I_0(2Z(\alpha)/N_0)$, определяющая значения интегралов и в числителе, и в знаменателе, при $q \gg 1$ имеет резко выраженный пик и подавленную шумовую дорожку (см. рис. 4.9). С уменьшением q шумовая дорожка сказывается сильнее и сильнее (см. рис. 4.10). Отношение площади $\int I_0(2Z(\alpha)/N_0) d\alpha$ на рис. 4.9, 4.10 для шумовой дорожки к аналогичной суммарной площади шумовой дорожки и пика назовем коэффициентом ненадежности измерения и обозначим μ . Используя [(5), § 4.3] и аппроксимируя пик гауссовой кривой, выражение (1) сведем к

$$\sigma^2 = \mu \frac{T^2}{12} + (1 - \mu) \frac{1}{P_0^2 q^2}. \quad (2)$$

Выражение (2) имеет физический смысл взвешенной дисперсии. В нем $T^2/12$ и $1/P_0^2 q^2$ представляют собой дисперсии ошибки, когда послеопытное распределение вероятностей равномерное или нормальное, что соответствует только шумовой дорожке или только пику. Величины μ и $(1 - \mu)$ характеризуют соответствующие вероятности отсчетов с большими или малыми ошибками.

Чтобы найти эти величины, следует сравнить значения $\int I_0\left(\frac{2Z(\alpha)}{N_0}\right) d\alpha$ в пределах шумовой дорожки и пика.

Учитывая, что в пределах шумовой дорожки укладывается много элементов разрешения, заменим искомый интеграл произведением интервала интегрирования T и математического ожидания (среднего значения)

$$\overline{I_0(qu)} = \int_0^{\infty} I_0(qu) p(u) du.$$

Здесь $u = 2Z/N_0$ — нормированная величина, подчиняющаяся закону Релея, $p(u) = u e^{-u^2/2}$, а $I_0(v) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{v \cos \beta} d\beta$. Переходя от полярных координат u, β к прямоугольным $\xi = u \cos \beta$, $\eta = u \sin \beta$, получим

$$\overline{I_0(qu)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\xi - q)^2 - q^2 + \eta^2}{2}} d\eta = e^{q^2/2}. \quad (3)$$

В пределах пика, учитывая опущенный в [(4), § 4.3] шумовой член, получим

$$\frac{2Z(\alpha)}{N_0} \approx q^2 \left[1 - \frac{1}{2} \Pi_9^2 (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2 \right] + q\nu, \quad (4)$$

где ν — нормальная случайная величина с дисперсией единица и математическим ожиданием нуль. Поскольку пик соответствует одному элементу разрешения, усреднение по ν не имеет места. Используя [(5), § 4.3] и пренебрегая при этом изменением знаменателя, получим

$$\begin{aligned} \int_{(\text{пик})} I_0 \left(\frac{2Z(\alpha)}{N_0} \right) d\alpha &= e^{q^2 + q\nu} \frac{1}{\sqrt{2\pi} q} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{q^2 \Pi_9^2}{2} (\alpha - \alpha_{\text{опт}}^*)^2} d\alpha = \\ &= \frac{1}{q^2 \Pi_9} e^{q^2 + q\nu}. \end{aligned} \quad (5)$$

В соответствии с (3) и (5) находим

$$\mu = \frac{T e^{q^2/2}}{T e^{q^2/2} + (1/q^2 \Pi_9^2) e^{q^2 + q\nu}}. \quad (6)$$

Используя (6), проанализируем (2). Как следует из (2), в случае $T \Pi_9 \gg 1$ уже очень малые значения $\mu > 0$ резко увеличивают отношение σ^2/σ_0^2 ; здесь $\sigma_0^2 = 1/\Pi_9^2 q^2$ соответствует $\mu = 0$. Интересуясь поэтому только малыми μ , получим

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = 1 + \frac{1}{12} \mu T^2 \Pi_9^2 q^2, \quad (7)$$

$$\mu \approx T \Pi_9 q^2 e^{-q^2/2} e^{-q\nu}. \quad (8)$$

В частности, для фиксированной реализации помехи возле пика, соответствующей значению $\nu = 0$, найдем

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = 1 + \frac{(T \Pi_9)^3}{12} q^4 e^{-q^2/2}. \quad (9)$$

Отношение σ^2/σ_0^2 резко нарастает по мере приближения q к некоторому пороговому значению. При $\nu < 0$ нарастание будет еще более резким, чем в рассмотренном случае $\nu = 0$. Однако слишком большие по абсолютному значению отрицательные ν следует исключить из рассмотрения, так как сигнал при этом не обнаруживается. Рис. 4.11, который качественно характеризует пороговый эффект, рассчитан для наиболее вероятного значения $\nu = 0$.

Приложение 6 (к § 5.11)

Качественные показатели обнаружения при независимых флуктуациях элементов сигнала

Проанализируем качественные показатели обнаружения при независимых флуктуациях элементов сигнала, например применительно к приему на разнесенных частотах, когда в соответствии с приложением 2 при достаточном разnose частот $\Delta\omega$ значение $\rho_{\text{кор}}(\Delta\omega) \approx 0$.

Для сигнала с независимыми флуктуациями оптимальным видом последетекторной обработки является квадратичное суммирование. При этом плотность вероятности квадрата каждой из амплитуд независимо флуктуирующих сигналов распределена по экспоненциальному закону $p(\eta) = \frac{1}{2\nu_0^2} e^{-\eta/2\nu_0^2}$ ($\eta \geq 0$) как при отсутствии, так и при наличии

сигнала. Однако если при отсутствии сигнала дисперсия ν_0^2 может быть принята за единицу (как в [(1), приложение 4] при $q = 0$), то при его наличии в соответствии с [(8), § 3.18] она увеличивается в $(1 + q^2/2) = (1 + \mathcal{E}/N)$ раз.

Тогда величина условной вероятности ложной тревоги F может быть вычислена из соотношения [(12), приложение 4]. Величину условной вероятности правильного обнаружения D можно будет найти из аналогичного соотношения, отличающегося заменой U в подынтегральном выражении на U/ν_0^2 , где $\nu_0^2 = 1 + \mathcal{E}/N_0$.

Заменяя $U/\nu_0^2 = \xi$, получим

$$D = \frac{1}{2^M (M-1)!} \int_{2\xi_0}^{\infty} \xi^{M-1} e^{-\xi/2} d\xi \quad (1)$$

или, после интегрирования по частям,

$$D = e^{-\xi_0} \sum_{i=1}^M \frac{1}{(i-1)!} \xi_0^{i-1}, \quad (2)$$

где

$$\xi_0 = \frac{U_{\text{порог}}}{2(1 + \mathcal{E}/N_0)}. \quad (3)$$

Вероятность F ложной тревоги можно найти из тех же выражений (2), (3), полагая в них $\mathcal{E} = 0$.

Пусть $M=2$ и $U_{\text{порог}}=38$ (в единицах дисперсии шума). Тогда $F \approx 10^{-7}$. Чтобы обеспечить вероятность правильного обнаружения $D = 0,9$, необходимо отношение энергии одного импульса к спектральной плотности шума $\mathcal{E}/N_0 \approx 35$ или такое же отношение для суммарной энергии двух импульсов $\mathcal{E}_\Sigma/N_0 \approx 70$ (вместо отношения $\mathcal{E}_\Sigma/N_0 \approx 150$ при обнаружении одного флуктуирующего импульса с энергией $\mathcal{E}_\Sigma$).

Несколько худший результат получается, если обнаружение пачки или многочастотного сигнала производится без использования оптимального квадратичного суммирования. Пусть, например, решение о наличии сигнала принимается, если хотя бы один из M независимо флуктуирующих импульсов превышает порог. Если D_1 и F_1 — вероятности превышения этого порога каким-то одним из этих импульсов (соответственно при наличии или отсутствии полезного сигнала), то вероятности непревышения порога ни одним из импульсов будут $(1 - D_1)^M$ и $(1 - F_1)^M$, а вероятности превышения порога хотя бы одним импульсом $D = 1 - (1 - D_1)^M$ и $F = 1 - (1 - F_1)^M$.

В частности, при $M = 2$ для $D \approx 0,9$ и $F = 10^{-7}$ имеем $D_1 \approx 0,68$ и $F_1 \approx 0,5 \cdot 10^{-7}$, откуда, используя [(10), § 3.18], получим $\mathcal{E}_\Sigma/N_0 \approx 85$.

По сравнению с одиночным нефлуктуирующим сигналом потери на флуктуации при $D = 0,9$ и $F = 10^{-7}$ составят: для одночастотного флуктуиру-

шего сигнала (см. рис. 3.53) около 8,5 дБ, для двухчастотного 5 и 6 дБ соответственно при квадратичной и при неоптимальной обработке рассмотренного вида. Для пачечных сигналов надо учесть еще потери на некогерентное накопление (см. § 3.19).

Приложение 7 (к § 5.6)

Расчет поправки к энергии порогового сигнала при замене непрямоугольной пачки импульсов прямоугольной

Для упрощения расчета пороговой энергии реальную непрямоугольную пачку импульсов заменяют прямоугольной. Чтобы замена была эквивалентной, вводят поправку v_9 (см. § 5.6). Величина последней приближенно определяется отношением длительностей непрямоугольного и прямоугольного сигналов, обеспечивающих при оптимальной обработке одинаковое отношение сигнал/помеха. Для упрощения выкладок соответствующий расчет проводится при замене некогерентных пачечных сигналов длительными когерентными радиоимпульсами, огибающая одного из которых совпадает с огибающей пачки, а у второго — прямоугольная.

Пусть огибающая пачки колокольная $U(t) = e^{-\pi t^2/\tau_{\Pi}^2}$, где τ_{Π} — длительность пачки на уровне $e^{-\pi/4} = 0,46$. Амплитуда сигнала U_m на выходе схемы оптимальной обработки пропорциональна энергии входного сигнала

$$\mathcal{E} = \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi t^2/\tau_{\Pi}^2} dt = \frac{\tau_{\Pi}}{\sqrt{2}}, \text{ а отношение сигнал/шум будет}$$

$$\sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{N_0}} = \sqrt{\frac{2}{N_0} \frac{\tau_{\Pi}}{\sqrt{2}}}. \text{ Соответствующее отношение сигнал/шум при оптимальной}$$

обработке сигнала с прямоугольной огибающей длительностью τ_9 равно

$$\sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{N_0}} = \sqrt{\frac{2}{N_0} \tau_9}. \text{ Приравнивая значения } \sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{N_0}} \text{ для сравниваемых огибаю-}$$

щих, получим $\tau_9 = \frac{\tau_{\Pi}}{\sqrt{2}} \approx 0,7\tau_{\Pi}$, что соответствует поправке $v_9 = \frac{\tau_{\Pi}}{\tau_9} \approx 1,41$ или 1,5 дБ.

Практический интерес представляет неоптимальная обработка с весовой функцией, имеющей прямоугольную огибающую. Отношение сигнал/помеха в этом случае достигает наибольшего значения при определенном выборе длительности τ весовой функции. Амплитуду сигнала и дисперсию шума на выходе схемы при этом можно записать в виде

$$\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{-\pi t^2/\tau_{\Pi}^2} dt = \tau_{\Pi} \Phi\left(\frac{\tau}{\tau_{\Pi}} \sqrt{\frac{\pi}{2}}\right),$$

$$\left[\int_{-\tau/2}^{\tau/2} n(t) dt \right]^2 = \iint_{-\tau/2}^{\tau/2} n(t) n(s) dt ds = \frac{N_0}{2} \iint_{-\tau/2}^{\tau/2} \delta(t-s) dt ds = N_0 \frac{\tau}{2},$$

где

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-z^2/2} dz.$$

Отношение сигнал/шум будет $\sqrt{\frac{2}{N_0} \tau_{\Pi}} \frac{1}{\sqrt{x}} \Phi\left(x \sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)$, где $x = \tau/\tau_{\Pi}$. Исследуя на максимум функцию $\frac{1}{\sqrt{x}} \Phi\left(x \sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)$, получим оптимальную относительную ширину весовой функции $\tau \approx 0,69\tau_{\Pi}$. Длительность τ_{Θ} эквивалентного сигнала с прямоугольной огибающей найдем из условия

$$\sqrt{\frac{2}{N_0} \tau_{\Theta}} = \sqrt{\frac{2}{N_0} \tau_{\Pi}} \frac{\Phi(0,69\sqrt{\pi/2})}{\sqrt{0,69}},$$

откуда $\tau_{\Theta} \approx 0,55\tau_{\Pi}$, что соответствует поправке $v_g = \frac{\tau_{\Pi}}{\tau_{\Theta}} \approx 1,82$ или 2,6 дб.

Итак, $v_g \approx 1,5 \div 2,6$ дб, если τ_{Π} измеряется на уровне 0,46.

Приложение 8 (к § 5.8, 5.21 и 6.19)

Ошибки определения координат цели, обусловленные влиянием атмосферы

а) Регулярные ошибки

В однородной среде фаза любого из компонентов плоской монохроматической волны описывается соотношением

$$\varphi = \omega t - (k_x x + k_y y + k_z z), \quad (1)$$

где x, y, z — координаты рассматриваемой точки пространства, а k_x, k_y, k_z — проекции на координатные оси волнового вектора k . Волновой вектор k совпадает с направлением распространения, показывает величину изменения фазы на единицу длины в направлении, перпендикулярном фронту волны, и записывается в виде

$$k = \frac{\omega}{v_{\Phi}} 1^0 = \frac{\omega}{c} n 1^0, \quad (2)$$

где v_{Φ} — фазовая скорость; $n = c/v_{\Phi}$ — коэффициент преломления; 1^0 — единичный вектор, перпендикулярный фронту волны.

В неоднородной среде волна в общем случае не может быть плоской, а фаза ее компонентов меняется в пространстве более сложным образом

$$\varphi = \omega t - \psi(x, y, z), \quad (3)$$

где ψ — нелинейная функция координат x, y, z .

Однако нелинейность этой функции мало сказывается на участках атмосферы протяженностью по р я д к а д л и н ы в о л н ы, поэтому в пределах малых участков пространства изменение фазы подчиняется не только соотношению (3), но и соотношению (1). Сравнивая соответствующие им изменения фазы на произвольном малом отрезке Δr :

$$\Delta\varphi = k_x \Delta x + k_y \Delta y + k_z \Delta z = k \Delta r$$

и

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \Delta z = \text{grad } \varphi \Delta r,$$

получим

$$\text{grad } \varphi = k = \frac{\omega}{c} n l^0. \quad (4)$$

Исходя из уравнения (4), фазу φ можно представить в виде интеграла

$$\varphi = \frac{\omega}{c} \int_{(l)} n dl, \quad (5)$$

где интегрирование ведется вдоль к р и в о л н и е й н о г о луча l , нормального к поверхностям равных фаз. Элемент луча dl и вектор $\text{grad } \varphi$ коллинеарны, значит, их проекции на координатные оси пропорциональны и при использовании сферической системы координат (наклонная дальность r , угол места ε и угол азимута β)

$$\frac{dr}{\frac{\partial\varphi}{\partial r}} = \frac{r d\varepsilon}{\frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial\varepsilon}} = \frac{r \cos\varepsilon d\beta}{\frac{1}{r \cos\varepsilon} \frac{\partial\varphi}{\partial\beta}}. \quad (6)$$

Из (4) и (5) нетрудно получить приведенное без вывода в § 5.8 выражение радиуса кривизны луча:

$$\frac{1}{\rho_l} = \frac{1}{n} \text{grad}_p n. \quad (7)$$

Подставив (5) в (4), заменив порядок интегрирования и дифференцирования, имеем

$$\int_{(l)} \text{grad } n dl = n l^0,$$

откуда, дифференцируя, получим

$$\text{grad } n = \frac{dn}{dl} l^0 + n \frac{dl^0}{dl}. \quad (7a)$$

Радиус кривизны луча ρ_l определяется известным из дифференциальной геометрии соотношением $\frac{1}{\rho_l} = \rho^0 \frac{dl^0}{dl}$, где ρ^0 — единичный вектор главной нормали, перпендикулярный l^0 (см. рис. 5.27). Подставляя сюда из 7a $\frac{dl^0}{dl}$ и учитывая, что $\rho^0 l^0 = 0$, получим (7).

Ошибка измерения дальности, проведенного при использовании обычных допущений, определяется как разность

$$\Delta r = r_{\text{ц}}^* - r_{\text{ц}} = \frac{ct_{\text{гр}}}{2} - r_{\text{ц}}, \quad (8)$$

где $r_{\text{ц}}^*$ — измеренная дальность; $r_{\text{ц}}$ — истинная дальность; Δt — время группового запаздывания, отличающееся в общем случае от $2r_{\text{ц}}/c$,

$$t_{\text{гр}} = 2 \frac{d\psi}{d\omega}. \quad (9)$$

Ошибка измерения углов места и азимута определяется аналогичными соотношениями:

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_{\text{ц}}^* - \varepsilon_{\text{ц}}, \quad \Delta \beta = \beta_{\text{ц}}^* - \beta_{\text{ц}}.$$

Из дифференциальных уравнений (6) следует

$$\Delta \varepsilon = - \int_0^{r_{\text{ц}}} \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) dr \quad (10)$$

и

$$\Delta \beta = - \int_0^{r_{\text{ц}}} \frac{1}{r^2 \cos^2 \varepsilon} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \beta} / \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) dr, \quad (11)$$

где значения ψ при различных r берутся вдоль криволинейного луча l .

Формулы (8) — (11) показывают, что ошибки определения координат выражаются через производные фазового запаздывания ψ по частоте и координатам.

Учитывая малое отличие относительной диэлектрической постоянной ε_r атмосферы от единицы

$$\alpha = \varepsilon_r - 1 = n^2 - 1 \ll 1, \quad n = \sqrt{\varepsilon_r} \approx 1 + \frac{\alpha}{2},$$

имеем

$$\psi = \frac{\omega}{c} l + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_{(l)} \alpha dl,$$

откуда

$$\frac{d\psi}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left[\frac{\omega}{c} l + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_{(l)} \alpha dl \right],$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_{(l)} \frac{\partial \alpha}{\partial \varepsilon} dl,$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \beta} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_{(l)} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} dl,$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\omega}{c} \frac{\partial l}{\partial r} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \frac{\partial}{\partial r} \int_{(l)} \alpha dl,$$

где l — длина криволинейного пути.

Поскольку траектория распространения неизвестна, для вычисления воспользуемся методом последовательных приближений.

Считая луч в первом приближении прямым (случай загоризонтной радиолокации из рассмотрения исключается), получим:

$$\psi = \frac{\omega}{c} r + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_0^r \alpha d\rho, \quad (12)$$

$$\frac{d\psi}{d\omega} = \frac{r}{c} + \frac{1}{2c} \int_0^r \frac{d(\omega\alpha)}{d\omega} d\rho, \quad (13)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_0^r \frac{\partial\alpha}{\partial\varepsilon} d\rho, \quad (14)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\beta} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_0^r \frac{\partial\alpha}{\partial\beta} d\rho, \quad (15)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial r} = \frac{\omega}{c} \left(1 + \frac{\alpha}{2} \right) \approx \frac{\omega}{c}. \quad (16)$$

Подставляя (13)–(16) в (8)–(11), получим окончательное выражение для погрешности измерения дальности

$$\Delta r = \frac{1}{2} \int_0^{r_n} \frac{d(\omega\alpha)}{d\omega} dr \quad (17)$$

и промежуточные — для погрешностей измерения угловых координат

$$\Delta\varepsilon = -\frac{1}{2} \int_0^{r_n} \frac{dr}{r^2} \int_0^r \frac{\partial\alpha}{\partial\varepsilon} d\rho,$$

$$\Delta\beta = -\frac{\sec^2 \varepsilon_n}{2} \int_0^{r_n} \frac{dr}{r^2} \int_0^r \frac{\partial\alpha}{\partial\beta} d\rho.$$

Представляя подынтегральные выражения в виде произведения $u dv$, где $v = -1/r$, а $u = \int_0^r \dots d\rho$, и интегрируя по частям, находим окончательные выражения для угловых погрешностей:

$$\Delta\varepsilon = -\frac{1}{2} \int_0^{r_n} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_n} \right) \frac{\partial u}{\partial\varepsilon} dr, \quad (18)$$

$$\Delta\beta = -\frac{\sec^2 \varepsilon_n}{2} \int_0^{r_n} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_n} \right) \frac{\partial u}{\partial\beta} dr. \quad (19)$$

Точность формул первого приближения обычно достаточна для практических расчетов. Более точные формулы можно получить, если процесс последовательного приближения продолжить.

б) Флюктуационные ошибки

Флюктуации фазового запаздывания и измеряемой дальности определяются флюктуациями $\delta\alpha$ коэффициента преломления:

$$\delta\psi = \frac{\omega}{2c} \int_0^{r_{\Pi}} \delta\alpha(r) dr, \quad (20)$$

$$\delta r = \pm \frac{1}{2} \int_0^{r_{\Pi}} \delta\alpha(r) dr,$$

где знак «+» относится к тропосфере, а знак «—» — к ионосфере. Считая здесь для простоты атмосферу статистически однородной (стационарной по пространственной координате), для дисперсии ошибки измерения дальности запишем

$$\overline{(\delta r)^2} = \frac{1}{4} \int_0^{r_{\Pi}} \int_0^{r_{\Pi}} \overline{\delta\alpha(r_1) \delta\alpha(r_2)} dr_1 dr_2 = \frac{1}{4} \overline{(\delta\alpha)^2} \int_0^{r_{\Pi}} \int_0^{r_{\Pi}} \rho(r_1 - r_2) dr_1 dr_2,$$

где $\rho(r_1 - r_2)$ — коэффициент корреляции. Принимая

$$\rho(r_1 - r_2) = e^{-\pi \left(\frac{r_1 - r_2}{r_0} \right)^2}, \quad (21)$$

где r_0 — характерный размер атмосферной неоднородности, и проводя замену переменных $r_2 = r_1 + x$, получим

$$\overline{(\delta r)^2} = \frac{1}{4} \overline{(\delta\alpha)^2} \int_0^{r_{\Pi}} dr_1 \int_0^{r_{\Pi}-r_1} e^{-\pi (x/r_0)^2} dx.$$

Для $r_0 \ll r_{\Pi}$ пределы интегрирования во втором интеграле можно растянуть до бесконечности (допуская небольшие ошибки лишь при $r_1 \approx r_0$ и $r_{\Pi} - r_1 \approx r_0$) и, интегрируя, найти дисперсию ошибки измерения дальности в виде

$$\overline{(\delta r)^2} = \frac{1}{4} \overline{(\delta\alpha)^2} r_{\Pi} r_0.$$

При этом нерегулярная среднеквадратичная ошибка измерения дальности

$$\sigma_r = 0,5 \sqrt{\overline{(\delta\alpha)^2} r_{\Pi} r_0}.$$

Оценим далее ошибку определения угловых координат. Выберем две точки А и В (рис. П 8.1), лежащие в плоскости, перпендикулярной истинному направлению на данную цель, и удаленные друг от друга на расстояние d . Флюктуации угла прихода связаны с флюктуациями значений диэлектриче-

ской постоянной, а значит, и величин $\delta\alpha_A(r)$ и $\delta\alpha_B(r)$ на лучах, идущих в точки A и B . Отклонение направления прихода волны от истинного направления на цель, характеризуемое углом $\delta\gamma$, и сдвиг фаз $\Delta\psi_{AB}$ колебаний в точках A и B связаны соотношением

$$\sin \delta\gamma = \frac{c}{\omega} \frac{\delta\psi_{AB}}{d},$$

полученным из простых геометрических соображений.

Учитывая малость угла $\delta\gamma$ и используя формулу (20), получим

$$\delta\gamma = \frac{1}{2d} \int_0^{r_{\Pi}} [\delta\alpha_A(r) - \delta\alpha_B(r)] dr,$$

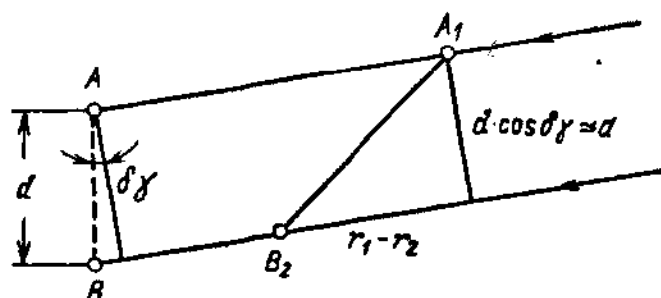


Рис. П8.1 К расчету флюктуационной ошибки определения угловых координат

откуда

$$\overline{(\delta\gamma)^2} = \frac{1}{4d^2} \int_0^{r_{\Pi}} \int_0^{r_{\Pi}} [\delta\alpha_A(r_1) - \delta\alpha_B(r_1)] [\delta\alpha_A(r_2) - \delta\alpha_B(r_2)] dr_1 dr_2.$$

Приняв для коэффициентов корреляции зависимость вида (21), имеем

$$\overline{\delta\alpha_A(r_1) \delta\alpha_A(r_2)} = \overline{\delta\alpha_B(r_1) \delta\alpha_B(r_2)} = \overline{(\delta\alpha)^2} e^{-\pi \left(\frac{r_1 - r_2}{r_0} \right)^2}.$$

Учитывая геометрию лучей (рис. П8.1) и полагая среду статистически изотропной, получим далее, что

$$\overline{\delta\alpha_A(r_1) \delta\alpha_B(r_2)} = \overline{\delta\alpha_A(r_2) \delta\alpha_B(r_1)} = \overline{(\delta\alpha)^2} e^{-\pi \left[\frac{d^2}{r_0^2} + \left(\frac{r_1 - r_2}{r_0} \right)^2 \right]}.$$

После интегрирования приходим к выражению

$$\overline{(\delta\gamma)^2} = \frac{1}{2} \overline{(\delta\alpha)^2} \frac{r_{\Pi} r_0}{d^2} \left(1 - e^{-\pi \frac{d^2}{r_0^2}} \right).$$

Для случая, когда размер антенны много меньше характерного размера неоднородности $d \ll r_0$, значение $\epsilon \approx 1 - \pi \frac{d^2}{r_0^2}$ и среднеквадратичная ошибка угла прихода

$$\sigma_\gamma = \sqrt{(\delta\gamma)^2} = 1,25 \sqrt{(\delta\alpha)^2 \frac{r_{\text{ц}}}{r_0}}.$$

Приложение 9 (к § 5.2, 6.4 и 7.5)

Элементы теории разрешения

Пусть принимается колебание с комплексной амплитудой $Y(t)$, которое может содержать два налагающихся случайных сигнала и помеху:

$$Y(t) = A_1 X_1(t) + A_2 X_2(t) + N(t),$$

где A_1, A_2 могут принимать значения 0 и 1. Полным разрешением можно назвать возможность одновременного вынесения решений A_1^* и A_2^* о значениях A_1 и A_2 с достаточно малой вероятностью ошибок. В ряде случаев представляют интерес более простые заключения о наличии или значении параметра одного из сигналов в присутствии случайного другого сигнала. Так, если качественные показатели обнаружения (измерения параметров) второго сигнала остаются выше допустимых в присутствии случайного первого сигнала, будем говорить, что второй сигнал разрешается в смысле обнаружения (измерения параметров). Если, кроме того, разрешается и первый сигнал в присутствии второго, говорят, что сигналы взаимно разрешаются.

Для разрешения, как и обнаружения (измерения), могут быть найдены оптимальные операции обработки и соответствующие качественные показатели. При разрешении в смысле обнаружения такими качественными показателями являются условные вероятности правильного обнаружения и ложной тревоги D и F . Правило оптимальной обработки и качественные показатели D и F проанализируем для случая разрешения когерентных сигналов с независимыми релеевскими амплитудными множителями и равновероятными начальными фазами.

Считая, что случайный сигнал 1 является дополнительной помехой, правило оптимального обнаружения случайного сигнала 2 найдем из отношения правдоподобия

$$\begin{aligned} l_2[Y(t)] &= \frac{p_{21\text{п}}[Y(t)]}{p_{1\text{п}}[Y(t)]} = \\ &= \frac{1}{p_{1\text{п}}[Y(t)]} \int_0^\infty dB \int_0^{2\pi} p[Y(t) - X_2(t, \beta, B)] p_2(\beta, B) d\beta, \end{aligned} \quad (1)$$

где $p_{21\text{п}}[Y(t)]$, $p_{1\text{п}}[Y(t)]$ — плотности вероятности реализации $Y(t)$ при наличии и отсутствии второго сигнала; $X_2(t, \beta, B) = BX_2(t) e^{i\beta}$ — случайная комплексная амплитуда второго сигнала; $p_2(\beta, B)$ — плотность вероятности совместного распределения его случайных параметров.

Чтобы воспользоваться ранее полученными результатами, перейдем в (1) от плотностей вероятности к отношениям правдоподобия, вводимым для вспомогательного случая обнаружения флюктуирующего первого сигнала на фоне одной помехи $N(t)$ (без мешающего второго сигнала)

$$l_1[Y(t)] = \frac{p_{1п}[Y(t)]}{p_n[Y(t)]},$$

где $p_n[Y(t)]$ — плотность вероятности реализации $Y(t)$ при условии наличия одной помехи. Тогда

$$\frac{p_{1п}[Y(t) - X_2(t, \beta, B)]}{p_{1п}[Y(t)]} = \frac{l_1[Y(t) - X_2(t, \beta, B)]}{l_1[Y(t)]} l'_2[Y(t) | \beta, B].$$

Здесь $l'_2[Y(t) | \beta, B]$ — отношение правдоподобия еще для одного вспомогательного случая — обнаружения второго сигнала с известными параметрами β, B на фоне помехи (без первого сигнала):

$$l'_2[Y(t) | \beta, B] = \frac{p_n[Y(t) - X_2(t, \beta, B)]}{p_n[Y(t)]}.$$

Отношение правдоподобия $l_1[Y(t)]$ в соответствии с изложенной теорией обнаружения флюктуирующего сигнала на фоне белого шума и правилом замены квадрата интеграла двойным интегралом будет

$$l_1[Y(t)] = \frac{N_0}{\mathfrak{A}_1 + N_0} \exp \left[\frac{1}{4N_0(\mathfrak{A}_1 + N_0)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) Y^*(s) X_1^*(t) X_1(s) dt ds \right].$$

Отношение правдоподобия для сигнала с известными параметрами $l'_2[Y(t) | \beta, B]$ может быть найдено из выражения

$$l'_2 = \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (y - x_2)^2 dt - \int_{-\infty}^{\infty} y^2 dt \right] \right\},$$

где следует положить

$$y = \frac{1}{2} Y(t) e^{j\omega_0 t} + \frac{1}{2} Y^*(t) e^{-j\omega_0 t},$$

$$x_2 = \frac{1}{2} BX(t) e^{j(\omega_0 t + \beta)} + \frac{1}{2} BX_2^* e^{-j(\omega_0 t + \beta)}.$$

Если при этом пренебречь слагаемыми с быстроосциллирующими множителями в подынтегральном выражении, получим:

$$l'_2[Y(t) | \beta, B] = \exp \left\{ -\frac{1}{2N_0} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left(Y(t) - BX_2(t) e^{j\beta} \right) \left(Y^*(t) - BX_2^*(t) e^{-j\beta} \right) dt - \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) Y^*(t) dt \right] \right\}.$$

В результате выражение (1) приводится к виду:

$$l = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dB \int_0^{2\pi} B e^{-B^2} e^{-\frac{B^2 \mathfrak{A}_2 \mathfrak{A}_{КВ}}{N_0}} e^{-\frac{2BZ_{\mathfrak{A}_{КВ}}}{N_0} \cos(\beta - \theta)} d\beta$$

или аналогично [(17), § 3.8]

$$l = \frac{N_0}{\mathcal{E}_{2\text{ экв}} + N_0} e^{\frac{1}{N_0} \frac{Z_{\text{экв}}^2}{\mathcal{E}_{2\text{ экв}} + N_0}}. \quad (2)$$

Здесь $Z_{\text{экв}}$ — результат оптимальной обработки сигнала

$$Z_{\text{экв}} = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) R^*(t) dt \right|, \quad (3)$$

$\mathcal{E}_{2\text{ экв}}$ — эквивалентная энергия полезного сигнала, которая эффективно используется в присутствии мешающего,

$$\mathcal{E}_{2\text{ экв}} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} X_2(t) R^*(t) dt = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(t) X_2^*(t) dt, \quad (4)$$

$R(t)$ — функция, описывающая правило оптимальной обработки,

$$R(t) = X_2(t) - \frac{X_1(t)}{\mathcal{E}_1 + N_0} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} X_2(s) X_1^*(s) ds. \quad (5)$$

Функция $R(t)$ в общем случае не совпадает с $X_2(t)$. Равенство $R(t) = X_2(t)$ имеет место только в том случае, если сигналы $X_1(t)$ и $X_2(t)$ ортогональны, т. е. когда интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} X_2(s) X_1^*(s) ds$ обращается в нуль.

Отношение модуля этого интеграла к квадратному корню из произведения интегралов от квадратов модулей $X_1(t)$, $X_2(t)$ называется коэффициентом корреляции этих сигналов

$$\rho = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} X_2(s) X_1^*(s) ds \right|}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} |X_1(s)|^2 ds \int_{-\infty}^{\infty} |X_2(s)|^2 ds}}. \quad (6)$$

Если $X_1(t)$ и $X_2(t)$ отличаются только временным запаздыванием и доплеровской частотой, определение (6) приводит к соотношениям § 6.3.

Проводя анализ качественных показателей обнаружения при обработке согласно соотношению (3), нетрудно проверить, что качество обнаружения определяется энергией $\mathcal{E}_{2\text{ экв}}$, т. е. эффективно используется часть всей энергии $\mathcal{E}_2$, определяемая величиной отношения

$$\frac{\mathcal{E}_{2\text{ экв}}}{\mathcal{E}_2} = 1 - \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_1 + N_0} \rho^2. \quad (7)$$

Чем меньше ρ , тем больше эта часть, т. е. тем лучше разрешаются сигналы. При одинаковых

$$q_{\text{экв}} = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_{2\text{ экв}}}{N_0}} \quad (8)$$

можно обеспечить одинаковые вероятности D и F как при отсутствии, так и при наличии сигнала $x_1(t, \beta, B)$.

Подобные же соображения могут быть развиты и для пространственного разрешения, которое осуществляется, например, при приеме сигналов на некоторой линейной апертуре $-l/2 < x < l/2$. В зависимости от расположения излучателей в пространстве, на отрезке l создается определенное распределение поля. На это поле накладывается поле шумов теплового излучения со спектральной плотностью N_0 , которое часто можно считать изотропным. Информация о наличии излучателя 2 в присутствии флюктуирующего излучателя 1 (и наоборот) может быть получена путем анализа напряженности поля как функции двух переменных $Y(t, x)$. Как показывают расчеты, аналогичные приведенным выше, этот анализ сводится к взятию интеграла:

$$Z_{\text{эkv}} = \frac{1}{2} \left| \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} dx \int_{-\infty}^{\infty} Y(t, x) R^*(t, x) dt \right|. \quad (9)$$

Дополнительное интегрирование по x на апертуре l практически может быть осуществлено с помощью многоэлементной антенны или же антенны с одним выходом, имеющей эквивалентную диаграмму направленности. Минимум последней при оптимальном обнаружении источника колебаний 2 должен быть направлен на источник колебаний 1 [44, 69, 90, 96, 102, 152, 182, 187, 190].

Приложение 10 (к § 6.14)

Функция Эйлера

Функция Эйлера $\varphi(n)$ равна количеству целых чисел, включая единицу, меньших числа n , взаимно простых с n , и определяется выражением

$$\varphi(n) = n \left(1 - \frac{1}{a_1}\right) \left(1 - \frac{1}{a_2}\right) \dots \left(1 - \frac{1}{a_s}\right), \quad (1)$$

где a_i ($i = 1, 2, \dots, s$) — простые множители, на которые разлагается число n , т. е.

$$n = a_1^{l_1} a_2^{l_2} \dots a_s^{l_s},$$

где l_i — показатели степени при простых множителях. Например, $63 = 3^2 \times 7$. Тогда $\varphi(63) = 63(1 - 1/3)(1 - 1/7) = 36$, т. е. в совокупности от 1 до 63 содержится 36 чисел (включая единицу) взаимно простых с числом 63: 1, 2, 4, 5, 8, 10, 11, 13, 16, 17, 19, 20, 22, 23, 25, 26, 29, 31, 32, 34, 37, 38, 40, 41, 43, 44, 46, 47, 50, 52, 53, 55, 58, 59, 61, 62.

Значения $\varphi(n)$ для $n = 2^m - 1$ при $m \leq 10$ даны в таблице:

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
n	1	3	7	15	31	63	127	255	511	1023
$\varphi(n)$	1	2	6	8	30	36	126	128	432	600

Формулу (1) поясним для случая, когда $n = a_1^{l_1} a_2^{l_2}$. Тогда количество меньших или равных n чисел, делящихся без остатка на a_1 и a_2 , соответственно будет $n_1 = n/a_1$ и $n_2 = n/a_2$. В состав как n_1 , так и n_2 чисел, войдут числа, одновременно делящиеся на a_1 и a_2 , в количестве $n_{1,2} = n/a_1 a_2$, в частности само число n . Поэтому количество чисел (включая единицу) меньших n и взаимно простых с n , т. е. не делящихся ни на a_1 , ни на a_2 , будет равно

$$\varphi(n) = n - (n_1 + n_2 - n_{1,2}) = n \left(1 - \frac{1}{a_1}\right) \left(1 - \frac{1}{a_2}\right).$$

Приложение 11 (к § 8.4)

К расчету характеристик обнаружения случайного сигнала при корреляционной обработке

Проанализируем выражения [(5)–(7), § 8.4]. В ссылах на § 8.4 используем запись (5*), (7*) и т. д.

В случае отсутствия сигнала входные напряжения $y_{1,2}(t)$ определяются выражениями (4*), а $\bar{z} = \bar{z}_n = 0$. В силу независимости помех различных каналов имеем: $\overline{y_1(t) y_2(t)} = 0$. По этой же причине $\overline{y_1(t) y_1(s) y_2(t) y_2(s)} = (1 + \gamma_1)(1 + \gamma_2) \overline{n_1(t) n_1(s)} \overline{n_2(t) n_2(s)}$. Используя (2*), находим

$$\overline{z_n^2} = P_1 P_2 \int_0^T \int_0^T \rho^2(t-s) dt ds. \quad (1)$$

При этом в квадратной области интегрирования $0 \leq (t, s) \leq T$ пик автокорреляционной функции $\rho(t-s)$ приходится на прямую $t = s$. Поскольку за пределами пика, имеющего ширину порядка $1/P \ll T$, эта функция очень быстро спадает до близких к нулю значений, то пределы интегрирования по одной из переменных, например по t , можно растянуть на бесконечные. Вводя замену переменной $t = s + \tau$, получим

$$\overline{z_n^2} = P_1 P_2 \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} \rho^2(\tau) d\tau ds = P_1 P_2 T \int_{-\infty}^{\infty} \rho^2(\tau) d\tau. \quad (2)$$

В случае наличия сигнала в соотношениях (6*), (7*) следует заменить функции $y_{1,2}(t)$ их значениями по формуле (1*). При этом в силу независимости соответствующих случайных процессов подынтегральное выражение формулы (6*) будет

$$\overline{y_1(t) y_2(t)} = \overline{n_1(t) n_2(t)} + \overline{x_2(t) n_1(t)} + \overline{x_1(t) n_2(t)} + \overline{x_1(t) x_2(t)} = \overline{x_1(t) x_2(t)}.$$

Используя (3*), преобразуем его к виду

$$\overline{y_1(t) y_2(t)} = \sqrt{\overline{y_1^2(t) y_2^2(t)}} \rho(0) = \sqrt{\frac{P_1 \gamma_1}{1 + \gamma_1} \frac{P_2 \gamma_2}{1 + \gamma_2}}.$$

Тогда из выражения (6*) получим

$$\overline{z_{сн}} = \sqrt{\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2}. \quad (3)$$

где $\mathcal{E}_{1,2} = P_{1,2} T \frac{\gamma_{1,2}}{1 + \gamma_{1,2}}$ — значения энергии полезных сигналов в каналах, выделяемой за время T на сопротивлении 1 ом.

Аналогично, сохраняя лишь отличные от нуля слагаемые и используя (3*), подынтегральное выражение формулы (7*) приводим к виду

$$\begin{aligned} & \overline{y_1(t) y_1(s) y_2(t) y_2(s)} = \\ & = \overline{n_1(t) n_1(s) n_2(t) n_2(s)} + \overline{n_1(t) n_1(s) x_2(t) x_2(s)} + \\ & + \overline{x_1(t) x_1(s) n_2(t) n_2(s)} + \overline{x_1(t) x_2(t) x_1(s) x_2(s)} = \\ & = P_1 P_2 \frac{1 + \gamma_1 + \gamma_2}{(1 + \gamma_1)(1 + \gamma_2)} \rho^2(t-s) + \overline{x_1(t) x_2(t) x_1(s) x_2(s)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь произведение $x_1(t)x_2(t)x_1(s)x_2(s)$ не может быть непосредственно разбито на произведения независимых величин. Поэтому для вычисления его математического ожидания требуется специальное рассмотрение. В силу оговоренной выше компенсации взаимных временных и фазовых сдвигов сигналов справедлива пропорция $\frac{x_2(t)}{x_1(t)} = \frac{x_2(s)}{x_1(s)}$, откуда $x_2(t)x_1(s) = x_2(s)x_1(t)$. Искомое математическое ожидание произведения $\overline{x_1(t)x_2(t)x_1(s)x_2(s)}$ приводится тогда к виду $\overline{x_1^2(t)x_2^2(s)}$ или в других обозначениях к $\overline{x_1^2 x_2^2}$. Здесь мгновенные значения случайных функций $x_1(t)$ и $x_2(s)$ рассматриваются как случайные величины x_1 и x_2 . Представим при этом случайную величину x_2 как линейную комбинацию случайной величины x_1 и независимого с ней случайного приращения

$$x_2 = ax_1 + u,$$

считая, что математические ожидания всех этих величин равны нулю. По принятому условию независимости корреляционный момент $\overline{ux_1} = \overline{(x_2 - ax_1)x_1} = 0$, откуда $a = -\frac{\overline{x_1 x_2}}{\overline{x_1^2}}$. Тогда смешанный корреляцион-

ный момент

$$\overline{x_1^2 x_2^2} = \overline{x_1^2 (ax_1 + u)^2} = a^2 \overline{x_1^4} + 2a \overline{x_1^3 u} + \overline{x_1^2 u^2},$$

где в силу независимости величины u от x_1 имеем $\overline{x_1^3 u} = 0$, а

$$\overline{x_1^2 u^2} = \overline{x_1^2} \overline{u^2} = \overline{x_1^2} \overline{(x_2 - ax_1)^2}.$$

Наряду с моментами второго порядка в выражение для смешанного момента $\overline{x_1^2 x_2^2}$ входит момент четвертого порядка $\overline{x_1^4}$. Подобный момент от произвольной центрированной нормальной случайной величины x равен утроенному квадрату ее момента второго порядка:

$$\begin{aligned} \overline{x^4} &= \int_{-\infty}^{\infty} x^4 p(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x^2}} \frac{d^2}{d\alpha^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx \Big|_{\alpha = \frac{1}{2x^2}} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi x^2}} \frac{d^2}{d\alpha^2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \Big|_{\alpha = \frac{1}{2x^2}} = 3(\overline{x^2})^2. \end{aligned}$$

Окончательно найдем, что смешанный момент

$$\overline{x_1^2 x_2^2} = \overline{x_1^2} \overline{x_2^2} + 2(\overline{x_1 x_2})^2. \quad (5)$$

Полученное ранее выражение (4) тогда приводим к виду

$$\overline{y_1(t) y_1(s) y_2(t) y_2(s)} = P_1 P_2 \kappa \rho^2(t-s) + \frac{1}{T^2} \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2, \quad (6)$$

где коэффициент

$$\kappa = 1 + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{(1 + \gamma_1)(1 + \gamma_2)}.$$

Подставляя (6) в (7*), получим, наконец, искомое условное математическое ожидание величины z^2 при наличии сигнала наряду с помехой:

$$\overline{z_{\text{сп}}^2} = P_1 P_2 T \kappa \int_{-\infty}^{\infty} \rho^2(\tau) d\tau + \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2. \quad (7)$$

В случае колокольной аппроксимации амплитудно-частотных характеристик цепей приемников

$$|K(f)| = e^{-\frac{\pi(f-f_0)^2}{P^2}} + e^{-\frac{\pi(f+f_0)^2}{P^2}},$$

где P — полоса частот по уровню $e^{-\pi/4} \approx 0,46$ ($P \ll f_0$), их энергетические частотные характеристики $|K(f)|^2$ описываются аналогичным выражением, однако с заменой P на $P/\sqrt{2}$. Тогда нормированная автокорреляционная функция, являющаяся (с точностью до множителя) преобразованием Фурье от $|K(f)|^2$, будет $\rho(\tau) = e^{-\pi(P/\sqrt{2})^2 \tau^2} \cos 2\pi f_0 \tau$. Определенный интеграл от квадрата этой функции $\rho^2(\tau) = \frac{1}{2} e^{-\pi P^2 \tau^2} (1 - \cos 4\pi f_0 \tau)$, вычисляемый в бесконечных пределах, распадается на два: на близкий к нулю интеграл от быстроосциллирующей функции и взятый с коэффициентом $\frac{1}{2}$

табличный интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha \tau^2} d\tau = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$, где $\alpha = \pi P^2$. Тогда получим, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho^2(\tau) d\tau = \frac{1}{2P}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (2) и (7) и используя (3), можно получить соотношения (8*) — (11*).

Приложение 12 (к § 8.5)

К расчету характеристик обнаружения случайного сигнала при квадратичном детектировании

При альтернативных гипотезах наличия и отсутствия сигнала имеем

$$y(t) = x(t) + n(t), \quad (1)$$

$$y(t) = n(t). \quad (2)$$

Найдем первый и второй статистические моменты интеграла

$$z = \int_0^T y^2(t) dt,$$

определяющего эффект оптимальной обработки, а именно:

$$\bar{z} = T \overline{y^2(t)} = T P_y, \quad \bar{z}^2 = \int_0^T \int_0^T \overline{y^2(t) y^2(s)} dt ds,$$

где P_y — мощность колебания $y(t)$. Применительно к нормальному закону распределения мгновенных значений $y(t)$ и $y(s)$ в силу [(5), приложение 11] имеем

$$\overline{y^2(t) y^2(s)} = \overline{y^2(t)} \overline{y^2(s)} + 2 [\overline{y_1(t) y_1(s)}]^2$$

или

$$\overline{y^2(t) y^2(s)} = P_y^2 [1 + 2\rho_y^2(t-s)],$$

где ρ_y — нормированная автокорреляционная функция. Интегрируя по t, s , для второго слагаемого можно провести такие же преобразования, как и при выводе (2) приложения 11. Тогда

$$\bar{z}^2 = P_y^2 T^2 \left(1 + \frac{2}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_y^2(\tau) d\tau \right).$$

В случае колоколообразных амплитудно-частотных характеристик, в силу (8) этого же приложения

$$\bar{z}^2 = P_y^2 T^2 \left(1 + \frac{1}{\pi T} \right).$$

Квадрат стандартного отклонения v^2 будет

$$v^2 = \bar{z}^2 - (\bar{z})^2 = \frac{T}{\pi} P_y^2.$$

В случае отсутствия сигнала мощность $P_y = P_{ш}$, при его наличии $P_y = P_{ш}(1 + \gamma)$, где γ — отношение сигнал/помеха. Соответственно

$$v_{сш}^2 = \frac{T}{\pi} P_{ш}^2 (1 + \gamma)^2, \quad v_{п}^2 = \frac{T}{\pi} P_{ш}^2, \quad \kappa = \frac{v_{сш}^2}{v_{п}^2} = (1 + \gamma)^2.$$

Если $\gamma \ll 1$, то можно пренебречь изменением интенсивности помехи на выходе детектора при включении сигнала ($\kappa \approx 1$) и с учетом нормализации расчет вести по кривым (рис. 3.53) при параметре обнаружения

$$q = \frac{\bar{z}_{сш} - \bar{z}_{п}}{v_{сш}} = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \sqrt{T\pi} \approx \frac{\bar{z}_{сш} - \bar{z}_{п}}{v_{п}} = \gamma \sqrt{T\pi}.$$

Устанавливая порог $q_0 = \sqrt{2v_{разл}}$ по заданным D, F (см. рис. 3.53), имеем

$$\frac{P_c}{P_{ш}} = \gamma = \frac{q_0^2}{T\pi} = \frac{2v_{разл}}{T\pi},$$

где $v_{разл}$ — некоторый коэффициент различимости для теплорадиолокации.

Литература

1. Попов А. С., Рыбкин П. Н., Васильев В. Ф. Отчет об опытах электрической сигнализации без проводов, произведенных на минном отряде в кампанию 1897 г. Сборник документов и материалов «50 лет радио. Изобретение радио А. С. Поповым», под ред. А. И. Берга. Изд-во АН СССР, 1945.
2. Лобанов М. М. К вопросу возникновения и развития отечественной радиолокации. «Военно-исторический журнал», 1962, № 8.
3. Лобанов М. М. Из прошлого радиолокации. Воениздат, 1969.
4. Хорошилов П. Е. Когда были созданы первые отечественные РЛС? «Вестник противовоздушной обороны», 1963, № 3.
5. Ощепков П. К. Жизнь и мечта. Изд. «Московский рабочий», 1967.
6. Водопьянов Ф. А. Радиолокация. (Обзор патентных материалов). Госпланиздат, 1946.
7. «Радар в США». Пер. с англ. изд-во «Советское радио», 1946.
8. Введенский Б. А. Наши работы по распространению ультракоротких волн. Юбилейный сборник, посвященный тридцатилетию Великой Октябрьской социалистической революции. Изд-во Академии наук СССР, 1947.
9. Папалекси Н. Д. Радиопомехи и борьба с ними. Гостехиздат, 1944.
10. Сифоров В. И. О наивыгоднейшей полосе частот при приеме импульсных радиосигналов. Труды ЛКВВИА, вып. 7, 1945.
11. Котельников В. А. Теория потенциальной помехоустойчивости. МЭИ, 1946. Фосэнергиздат, 1956.
12. Лившиц Н. А. и др. Радиолокационная техника, т. 1. Воениздат, 1948.
13. Потехин А. И. Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн. Изд-во «Советское радио», 1948.
14. Крамер Г. Математические методы статистики. Изд-во иностранной литературы, 1948.
15. «Радиолокационная техника», т. I, II. Пер. с англ. Батракова А. Д. и др. Изд-во «Советское радио», 1949.
16. Бунимович В. И. Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах. Изд-во «Советское радио», 1951.
17. «Пороговые сигналы», пер. с англ., под ред. А. П. Сиверса. Изд-во «Советское радио», 1952.
18. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
19. Харкевич А. А. Спектры и анализ. Гостехиздат, 1953.
20. Блейк Л. Эффективное число импульсов на ширину диаграммы направленности РЛС, ведущих обзор пространства. «Вопросы радиолокационной техники», 1953, № 6.
21. Богомолов А. Ф. Основы радиолокации. Изд-во «Советское радио», 1954.
22. Мельник Ю. А. Самолетные радиолокационные бомбоприцелы и радиолокационные станции перехвата. Воениздат, 1954.

23. «Распространение ультракоротких радиоволн». Пер. с англ., под ред. Б. А. Шиллерова. Изд-во «Советское радио», 1954.
24. Вудворд Ф. М. Теория вероятностей и теория информации с применениями в радиолокации. Изд-во «Советское радио», 1955.
25. Белавин О. В. Радиотехнические средства самолетовождения. Оборонгиз, 1956.
26. Сиверс А. П., Суслов Н. А. Основы радиолокации. Изд-во «Советское радио», 1956.
27. Ширман Я. Д. Способ повышения разрешающей способности радиолокационных станций и устройство для его осуществления. Авторское свидетельство № 146803 по заявке № 461 974/40 от 25.07.1956.
28. Аренберг А. Г. Распространение дециметровых и сантиметровых волн. Изд-во «Советское радио», 1957.
29. Лыков И. А. Координаты, определяемые радиолокатором. Воениздат, 1957.
30. Зиберт В. Общие закономерности обнаружения целей при помощи радиолокации. «Вопросы радиолокационной техники», 1957, № 4.
31. K r ö n e r t R. Impulsverdichtung. Nachrichtentechnik, 1957, № 5.
32. Харрис Е. А. Некоторые вопросы построения обзорных радиолокационных систем с активным ответом. Изд-во «Советское радио», 1957.
33. Хаффмен Д. А. Синтез линейных многотактных кодирующих схем. В сб. «Теория передачи сообщений». Изд-во иностранной литературы, 1957.
34. Бунимович В. И. Приближенное выражение вероятности правильного обнаружения при оптимальном приеме сигналов с неизвестной фазой. «Радиотехника и электроника», 1958, т. III, № 4.
35. Мигулин В. В. Лекции по основам радиолокации. Изд-во Московского университета, 1958.
36. Поляк Ю. В., Кельзон В. С. К теории обнаружения импульсных сигналов в гауссовом шуме при некогерентном накоплении. «Радиотехника и электроника», 1958, № 6.
37. Харкевич А. А. О теореме Котельникова. «Радиотехника», 1958, № 8.
38. L e r n e r R. Signals with Uniform Ambiguity Functions. IRE Convention Record, 1958.
39. Локк А. С. Управление снарядами. Физматгиз, 1958.
40. Дж. Р. Менцер. Дифракция и рассеяние радиоволн. Изд-во «Советское радио», 1958.
41. Котельников В. А. Сигналы с максимальной и минимальной вероятностями обнаружения. «Радиотехника и электроника», 1959, № 3.
42. Сиверс А. П., Суслов Н. А., Метельский В. И. Основы радиолокации. Судпромгиз, 1959.
43. Черняк Ю. Б. О некоторых способах обработки флюктуирующих сигналов в двухканальных системах. «Радиотехника и электроника», 1959, № 12.
44. Ширман Я. Д. Теория обнаружения полезного сигнала на фоне гауссовых шумов и произвольного числа мешающих сигналов. «Радиотехника и электроника», 1959, № 12.
45. Данн, Ховард. Влияние автоматической регулировки усиления на точность сопровождения целей моноимпульсными радиолокационными системами. «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 5.
46. Данн, Ховард, Кинг. Влияние флюктуаций эхо-сигнала на работу радиолокационных станций сопровождения цели. «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 6.
47. Мильман И. Влияние атмосферы на распространение метровых и дециметровых радиоволн. «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 2.

48. Р е р и х К. А. Обнаружение ракет радиолокационными станциями сверхдальнего действия. «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 2.
49. У о л т е р, Э т к и н, Б и к е л. Сравнительная оценка различных способов определения азимута путем имитации сигналов поискового радиолокатора и цифровой обработки данных. «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 2.
50. В а й н ш т е й н Л. А. и З у б а к о в В. Д. Выделение сигналов на фоне случайных помех. Изд-во «Советское радио», 1960.
51. В о л ж и н А. Н., Я н о в и ч В. А. Противорадиолокация. Воениздат, 1960.
52. С р а г о в и ч В. Г. О расчете характеристик обнаружения при квадратичном суммировании сигналов. «Радиотехника и электроника», 1960, № 4.
53. Стратонович Р. Л. Применение теории процессов Маркова для оптимальной фильтрации сигналов. «Радиотехника и электроника», 1960, № 11.
54. В а л ь д А. Последовательный анализ. Пер. с англ. Физматгиз, 1960.
55. К о в и т Б. и др. Методы и техника радиопротиводействия и борьба с ними. «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 11.
56. К у к. Повышение эффективности радиолокационных устройств за счет сжатия импульса. «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 9.
57. L e p n e r R. A. Matched Filter Detection System for Complicated Doppler Shifted Signals. IRE Transactions on Information Theory, 1960, 6, № 3.
58. М а р к у м. Статистическая теория обнаружения цели импульсной радиолокационной станцией. «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 10.
59. «Прием импульсных сигналов в присутствии шумов». Сб. переводов под ред. А. Е. Башарина и М. С. Александрова. Госэнергоиздат, 1960.
60. «Прием сигналов при наличии шума». Сб. переводов под ред. Л. С. Гуткина. Изд-во иностранной литературы, 1960.
61. Р о д с Д. Введение в моноимпульсную радиолокацию. Пер. с англ., под ред. Л. Д. Бахраха. Изд-во «Советское радио», 1960.
62. Б о л ь ш а к о в И. А., Р е п и н В. Г. Вопросы нелинейной фильтрации. «Автоматика и телемеханика», 1961, № 4.
63. В и н и ц к и й А. С. Очерк основ радиолокации при непрерывном излучении радиоволн. Изд-во «Советское радио», 1961.
64. Г у т к и н Л. С. Теория оптимальных методов радиоприема при флюктуационных помехах. Госэнергоиздат, 1961.
65. К о р о с т е л е в А. А. Автоматическое измерение координат. Воениздат, 1961.
66. М а л ы ш к и н Е. А. Пассивная радиолокация. Воениздат, 1961.
67. С а й б е л ь А. Г. Основы радиолокации. Изд-во «Советское радио», 1961.
68. Ф а л ь к о в и ч С. Е. Прием радиолокационных сигналов на фоне флюктуационных помех. Изд-во «Советское радио», 1961.
69. Ш и р м а н Я. Д. Статистический анализ оптимального разрешения. «Радиотехника и электроника», 1961, № 8.
70. Щ у к и н А. Н. Динамические и флюктуационные ошибки управляемых снарядов. Изд-во «Советское радио», 1961.
71. В е л т и. Четверичные коды для импульсного радиолокатора. «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 4.
72. К л а у д е р, П р а й с, Д а р л и н г т о н, Э л б е р з г а й м. Теория и расчет импульсных радиолокационных станций с частотной модуляцией. «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 1.
73. L e v i n e N. A. A new technique for increasing the flexibility of recursive least squares data smoothing. Bell System Techn. Journ., 1961, № 3.

74. «Система дальнего обнаружения и слежения за межконтинентальными ракетами BMEWS». «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 1.
75. Престон. Эффективность поиска радиолокационной станции, использующей последовательный анализ отношений вероятностей. «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 1.
76. Турин. Согласованные фильтры. «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 3.
77. Шапиро И. И. Расчет траекторий баллистических снарядов по данным радиолокационных наблюдений. Изд-во иностранной литературы, 1961.
78. Альперт Я. Л. Высотные атомные взрывы. Нарушения в ионосфере и околоземном пространстве. «Природа», 1962, № 8.
79. Башарин А. Е., Флейшман Б. С. Методы статистического последовательного анализа и их приложения. Изд-во «Советское радио», 1962.
80. Митяшев Б. Н. Определение временного положения импульсов при наличии помех. Изд-во «Советское радио», 1962.
81. Пугачев В. С. Теория случайных функций. Физматгиз, 1962.
82. Смирнов Г. Д., Горбачев В. П. Радиолокационные системы с активным ответом. Воениздат, 1962.
83. Типугин В. Н., Вейцель В. А. Радиоуправление. Изд-во «Советское радио», 1962.
84. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. Изд-во «Советское радио», 1962.
85. Катрона Д. и др. Радиолокационная станция с высокой разрешающей способностью для наблюдения за полем боя. «Зарубежная радиоэлектроника», 1962, № 12.
86. Келли Е. Радиолокационное измерение дальности, скорости и ускорения. «Зарубежная радиоэлектроника», 1962, № 2.
87. Миддлтон Д. Введение в статистическую теорию связи, т. 1 и 2. Изд-во «Советское радио», 1961—1962.
88. «Ракеты и противоракетная оборона». Сб. переводов, под ред. Монза А. Х. Воениздат, 1962.
89. Херли, Линфелд, Дэвис. Система для радиопеленгования на сверхдлинных волнах. «Зарубежная радиоэлектроника», 1962, № 3.
90. Бакут П. А., Большаков И. А., Герасимов Б. М., Курикша А. А., Репин В. В., Тартаковский Г. П., Широков В. В. Вопросы статистической теории радиолокации. Изд-во «Советское радио», т. I, 1963, т. II, 1964.
91. Гдалевич Г. Л., Грингауз К. И., Рудаков В. А., Рытов С. М. К вопросу о влиянии ионосферы на определение положения космических ракет. «Радиотехника и электроника», 1963, № 6.
92. Голев К. В. Расчет дальности действия радиолокационных станций. Изд-во «Советское радио», 1963.
93. Иванов Ю. А., Тяпкин Б. В. Инфракрасная техника в военном деле. Изд-во «Советское радио», 1963.
94. Лезин Ю. С. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. Изд-во «Советское радио», 1963, 1969.
95. Палий А. И. Радиовойна. Воениздат, 1963.
96. Ширман Я. Д. и Голиков В. Н. Основы теории обнаружения радиолокационных сигналов и измерения их параметров. Изд-во «Советское радио», 1963.
97. «Действие ядерного оружия». Пер. с англ. Воениздат, 1963.
98. Ланге Ф. Корреляционная электроника. Судпромгиз, 1963.
99. Мюллер, Гудвин. Широкополосный приемник со сжатием импульсов для разведки в сантиметровом диапазоне волн. «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 6.

100. Т и м с. Коррекция боковых лепестков в канале дальности радиолокационной станции со сжатием импульсов. «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 5.
101. Т о р. Техника получения больших сжатий импульсов с большим произведением длительности на ширину спектра. «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 12.
102. Х е л с т р о м К. Статистическая теория обнаружения сигналов. Изд-во иностранной литературы, 1963.
103. Х о л л. Обобщенное уравнение радиолокации для сопоставления характеристик РЛС различных типов. «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 4.
104. Ф р э н к Р. Многофазные коды с хорошими непериодическими корреляционными свойствами. «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 12.
105. Ц и р л е р. Линейные рекуррентные последовательности. «Кибернетический сборник», вып. 6, 1963.
106. Ш л е з и н г е р Р. Радиоэлектронная война. Воениздат, 1963.
107. Б а к у л е в П. А. Радиолокация движущихся целей. Изд-во «Советское радио», 1964.
108. Б а р а н у л ь к о В. А. Особенности распространения радиоволн. Воениздат, 1964.
109. Г р о ж и н с к и й, Я н г. Новый метод одновременного радиолокационного наблюдения многих целей, находящихся в широкой области обзора. «Зарубежная радиоэлектроника», 1964, № 3.
110. Ду л е в и ч В. Е., К о р о с т е л е в А. А., М е л ь н и к Ю. А., Б у р е н и н Н. И., П е т р о в А. В., В е р е т я г и н А. А., Б а н д у р к о Н. А. Теоретические основы радиолокации. Под ред. В. Е. Дулевича. Изд-во «Советское радио», 1964.
111. К у к е с И. С., С т а р и к М. Е. Основы радиопеленгации. Изд-во «Советское радио», 1964.
112. Н и к о л а е в А. Г., П е р ц о в С. В. Радиотеплолокация (пассивная радиолокация). Изд-во «Советское радио», 1964.
113. Р и х а ч е к А. В. Разрешающие свойства импульсных последовательностей. Пер. с англ. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1964, № 2.
114. У о р д. Применение корреляционного метода радиолокации к задачам связи и слежения за объектами в дальнем космосе. «Зарубежная радиоэлектроника», 1964, № 12.
115. Ф и н н. Новый подход к проблеме последовательного обнаружения в радиолокационных системах с фазированными решетками. «Зарубежная радиоэлектроника», 1964, № 8.
116. В а к м а н Д. Е. Сложные сигналы и принцип неопределенности в радиолокации. Изд-во «Советское радио», 1965.
117. «Дальнее тропосферное распространение УКВ». Под ред. Введенского Б. А., Колосова М. А., Калинина А. И., Шифрина Я. С. Изд-во «Советское радио», 1965.
118. Д о л у х а н о в М. П. Распространение радиоволн. Изд-во «Связь», 1965.
119. К а ц е н б о г е н М. С. Характеристики обнаружения. Изд-во «Советское радио», 1965.
120. Ф и л и п п о в В. Г. Цифраторы перемещений. Воениздат, 1965.
121. Х а р к е в и ч А. А. Борьба с помехами. Изд-во «Наука», 1965.
122. Б е н д а т Д. Основы теории случайных шумов и ее применение. Изд-во «Наука», 1965.
123. Б е д ж а м и н. Последние достижения в технике генерирования и обработки радиолокационных сигналов. «Зарубежная радиоэлектроника», 1965, № 7.
124. Д е в и с. Применение электронного сканирования в радиолокационных высотомерах. «Зарубежная радиоэлектроника», 1965, № 1.

125. М и л н и. Трехкоординатные радиолокационные станции со сжатием импульсов и частотным управлением лучом. «Зарубежная радиоэлектроника», 1965, № 5.
126. «Радиопоглощающие материалы». «Зарубежная радиоэлектроника», 1965, № 4.
127. Р у б и н, К а м е н. Новый метод построения схем сравнения в моноимпульсной радиолокации. «Зарубежная радиоэлектроника», 1965, № 8.
128. С к о л н и к М. Введение в технику радиолокационных систем. Пер. с англ., под ред. К. Н. Трофимова. Изд-во «Мир», 1965.
129. H o w e l l s P. W. Intermediate frequency side-lobe canceller, патент США, 3. 202. 990. 1965.
130. К р е м е р И. Я. К вопросу об анализе влияния модулирующих помех. «Радиотехника и электроника», 1966, № 8.
131. В л а д и м и р о в В. И., К а р п у х и н В. И., К р е м е р И. Я. Оценка влияния модулирующих помех на условия разрешения сигналов. Там же.
132. Л е в и н Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники (книга первая). Изд-во «Советское радио», 1966.
133. Л о б о д и н с к и й Ю. А., О н о п р и е н к о Е. И. Об анализе спектра устройством с дисперсией. «Радиотехника», 1966, № 10.
134. М и щ е н к о Ю. А. Радиолокационные цели. Воениздат, 1965.
135. С е р г и е в с к и й Б. Д. Методы и средства противодействия противоракетной обороне, «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 1.
136. Т и х о н о в В. И. Статистическая радиотехника. Изд-во «Советское радио», 1966.
137. «Физическая акустика», под ред. Мезона, т. I. Методы и приборы ультразвуковых исследований, ч. А. Пер. с англ., под ред. Розенберга Л. Д. Изд-во «Мир», 1966.
138. Б а р т о н. Характеристики радиолокационных систем. «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 3.
139. Д ж о н с о н Ф. (ред.) и др. Околоземное космическое пространство. Справочные данные. Пер. с англ., под ред. В. П. Шабанского. Изд-во «Мир», 1966.
140. К э п ь ю т и. Способ временного преобразования сигналов и его использование в пеленгационных системах. «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 2.
141. Ш а л к и н Д. Характеристики схем селекции движущихся целей. «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 3.
142. Б а д а л о в А. Л., П ч е л к и н В. Ф. Электромагнитная совместимость радиоаппаратуры и распределение радиочастотного спектра. «Радиотехника», 1967, № 10.
143. Б е л а в и н О. В. Основы радионавигации. Изд-во «Советское радио», 1967.
144. В а к м а н Д. Е. Регулярный метод синтеза ФМ сигналов. Изд-во «Советское радио», 1967.
145. В а с и н В. В. и С т е п а н о в Б. М. Выходные сигналы радиотехнических устройств при оптимальной фильтрации. М. — Л., Изд-во «Энергия», 1967.
146. В у з м а н П. М. Класс последовательностей для фазовой манипуляции сигналов. «Радиотехника», 1967, № 9.
147. Г р у д и н с к а я Г. П. Распространение радиоволн. Изд-во «Высшая школа», 1967.
148. К у з ь м и н С. З. Цифровая обработка радиолокационной информации. Изд-во «Советское радио», 1967.
149. Т у з о в Г. И. Выделение и обработка информации в доплеровских системах. Изд-во «Советское радио», 1967.
150. Б а р т о н Д. Радиолокационные системы. Воениздат, 1967.

151. Cook C. E., Bernfield M. Radar Signals. An introduction to Theory and Application. Academic Press New York, London, 1967.
152. У и д р о у, М а н т е й, Г р и ф ф и т с, Г у д. Адаптивные антенные решетки. ТИИЭР, 1967, № 12.
153. Б о л ь ш а к о в И. А., Г у т к и н Л. С., Л е в и н Б. Р., С т р а т о н о в и ч Р. Л. Математические основы современной радиоэлектроники. Изд-во «Советское радио», 1968.
154. В а к и п С. А., Ш у с т о в Л. Н. Основы радиопротиводействия и радиотехнической разведки. Изд-во «Советское радио», 1968.
155. Г у т к и н Л. С. Современная радиоэлектроника и ее проблемы. Изд-во «Советское радио», 1968.
156. Л е в и н Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники (книга вторая). Изд-во «Советское радио», 1968.
157. С т е п а н о в Ю. Г. Противорадиолокационная маскировка. Изд-во «Советское радио», 1968.
158. Ч и с т я к о в Н. И. К определению термина «радиоволны». «Радиотехника», 1968, № 5.
159. К и р ш, Ц е й г е р, Р е с и н с к и, Р о з е н б а у м. Последовательный обнаружитель. «Зарубежная радиоэлектроника», 1968, № 11.
160. К о л л и н з, З э п п. Четырехполюсные магнитоупругие линии задержки как фильтры для сжатия импульсов. ТИИЭР, 1968, № 3.
161. Л е й т, И н г а л с. Обработка сигналов РЛС с синтезированием апертуры методами голографии. «Зарубежная радиоэлектроника», 1968, № 12.
162. «Линии задержки диапазона УКВ». Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1968, № 1.
163. Maffioli F., Paraboni A., Tartara G. Adaptive delay — lock antenna array for large bandwidth signals. Alta Frequenza, 1968, № 8.
164. М о с к а. Уменьшение уровня боковых лепестков в РЛС со сжатием фазоманипулированного сигнала. «Зарубежная радиоэлектроника», 1968, № 3.
165. Nathanson F. E., Reilly J. P. Радиолокационные эхосигналы от осадков. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1968, № 44.
166. Ф и н н. Адаптивное обнаружение при регулируемой вероятности ошибки. «Зарубежная радиоэлектроника», 1968, № 10.
167. В и н и ц к и й А. С. Модулированные фильтры и следящий прием ЧМ. Изд-во «Советское радио», 1969.
168. З а ч е п и ц к и й А. А., П а х о м о в Ю. И. К вопросу о защищенности радиолокационного приемника с ограничением от импульсных помех. «Радиоэлектроника». «Известия вузов», 1969, № 2.
169. П ч е л к и н В. Ф. Определение пространственного и частотного разнесов между радиотехническими средствами, создающими взаимные помехи в диапазоне ультракоротких волн. «Радиотехника», 1969, № 1.
170. В а a g s E. P. Радиолокационное устройство, обеспечивающее измерение и запись на магнитную ленту характеристик отраженного от цели сигнала в цифровой форме (Radicord). Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1969, № 12.
171. Б о т к а, Б а н к е р, Г и л д е н. Входной блок приемника РЛС 3-см диапазона интегральной конструкции. «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 4.
172. Б р о м л е й, К о л л э н. Применение волноводной дисперсионной линии в системе сжатия частотно-модулированных импульсов. «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 2.
173. Wirth W. — D. Спектры сигналов, получаемые с помощью радиолокационного устройства Radicord и вопросы обнаружения движущихся целей импульсной радиолокационной станцией. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1969, № 16.

174. K a h r i l a s P. J. Разработка РЛС с электронным сканированием луча. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1969, № 15.
175. K i n g D. G., W o o d s T. J. Сжатие импульсов посредством оптических корреляционных методов. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1969, № 7.
176. К у л и к о в Е. И. Вопросы оценок параметров сигналов при наличии помех. Изд-во «Советское радио», 1969.
177. Н о в а к, Ш м и д. Цифровые фильтры. «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 2.
178. «Современная радиолокация». Пер. с англ., под ред. Кобзарева Ю. Б. Изд-во «Советское радио», 1969.
179. S p r a f f o r d L. Оптимальная обработка радиолокационного сигнала при воздействии помех. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1969, № 4.
180. Ф р и д м а н. Чувствительность радиотехнических систем к воздействию помех. «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 5.
181. Ш н е й д е р м а н Я. А. Новые радиопоглощающие материалы. «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 6.
182. К с и е н с к и. Антенная решетка как преобразователь пространственно-временной информации. «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 8.
183. Б о л ь ш а к о в И. А. Статистические проблемы выделения потока сигналов из шума. Изд-во «Советское радио», 1969.
184. В а р а к и н Л. Е. Теория сложных сигналов. Изд-во «Советское радио», 1970.
185. С л о к а В. К. Вопросы обработки радиолокационных сигналов. Изд-во «Советское радио», 1970.
186. Ф а л ь к о в и ч С. Е. Оценка параметров сигналов. Изд-во «Советское радио», 1970.
187. Ш и р м а н Я. Д., Н а й д е н о в Б. В., М а н ж о с В. Н., Т р у б н и к о в В. В. О первых отечественных исследованиях эффекта укорочения (сжатия) радиоимпульсов. «Радиотехника», 1970, № 3.
188. Ш и р м а н Я. Д., Д а в ы д о в С. Д., А б р а м о в Л. А., С е н к е в и ч Л. К. Первые опыты радиолокации с использованием эффекта сжатия импульсов в оптимальном фильтре. «Радиотехника», 1970, № 4.
189. Ш и р м а н Я. Д. Об оптимальном обнаружении радиолокационной цели в облаке пассивных отражателей. «Радиотехника и электроника», 1970, № 5.
190. Ш и р м а н Я. Д. Анализ временного и пространственно-временного разрешения при неизвестном параметре мешающего сигнала. «Радиотехника и электроника», 1970, № 6.
191. Б а р т о н. Простая методика расчета характеристик обнаружения целей и дальности действия РЛС. «Зарубежная радиоэлектроника», 1970, № 4.
192. J o h n s o n. С. М. Радиолокационные станции противоракетной обороны. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1970, № 29.
193. Л е й т. Методы оптической обработки сигналов с одновременным сжатием импульсов и сужением луча антенны. «Зарубежная радиоэлектроника», 1970, № 2.
194. Б р и н з а. Лазерно-акустическая система обработки сигналов. «Зарубежная радиоэлектроника», 1970, № 5.
195. Л о в е н а р. РЛС противоракетной обороны: миф или реальность. «Зарубежная радиоэлектроника», 1970, № 10.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автокорреляционная (корреляционная) функция сигналов (двумерная) 332, 333, 336, 340, 343, 349, 359, 362, 395
- случайных процессов 65, 68, 98, 483
- Автосопровождение по дальности 183, 206, 211, 372, 389
- скорости 357, 389
- угловым координатам 294, 306
- Азимут цели 6
- Активный ответ 9, 10, 315
- Анализ спектральный 347
- параллельный 374
- последовательный 372
- База (разноса) 300, 321, 494
- Бейеса формула 180
- Бернулли теорема 167
- Бесселя функция (немодифицированная) 49, 67, 272
- модифицированная 62, 106
- Блестящая точка 42, 44, 45, 49, 52, 55, 60
- Вероятность априорная наличия цели 85
- отсутствия цели 85
- ошибки ложного измерения 189
- основная ложной тревоги 85, 89, 92, 96, 160
- правильного обнаружения 85
- — обнаружения 85, 89, 92, 96, 160
- — нарастающая 269
- — пропуска цели 85
- Вибратор пассивный 35, 435
- Видикон 516
- Волновод «атмосферный» 256
- ультразвуковой 143
- Время запаздывания групповое 11, 18
- корреляции 67
- накопления 234
- обзора 234
- облучения 234
- Гетеродин когерентный 472
- местный 474
- обобщенный 152
- Гетеродинирование 152, 356
- Гидрометеоры 69
- Голография 418
- Гранат железо — иттриевый 147
- Гюйгенса — Кирхгофа принцип 42
- Дальность действия разнесенного радиолокатора 322
- системы: активного ответа 320
- совмещенного радиолокатора в свободном пространстве 235, 237
- — — по низколетящей цели 268
- — — при обзоре пространства 240, 241
- — — с учетом влияния атмосферы и космоса 254, 260, 262
- — — — земли 252, 253
- теплорадиолокатора 513
- Деполаризация в ионосфере 261
- целью 75
- Детектор (огнивающей) 114
- квадратичный 156
- линейный 156
- экспоненциальный 183
- Диаграмма направленности антенны веерообразная 227
- — — игольчатая 227
- — — косеканс-квадратная 227
- — — парциальная 230, 241, 242, 299
- — — вторичного излучения 27, 48, 73
- — — — обратного 27, 28, 47, 56
- неопределенности 325, 337, 342, 345, 352
- обобщенная 393, 395
- Дискриминатор временной 206
- фазовый 357
- частотный 357
- Дисперсия дискреты 100
- скорости распространения 15, 142
- случайной величины 61, 91
- отсчета 200
- ошибки 174
- Дифракция радиоволн 40
- Дифференцирование радиоимпульсов 224, 225
- Длительность сигнала эффективная 194
- Допплера — Белопольского эффект 51
- Допплера частота 51
- Закон распределения вероятностей нормальный (гауссов) 89, 91, 97
- — — равномерный 106
- Зона видимости 265, 428
- измерения 265
- обзора 227, 265
- изовысотная 227
- изодальностная 227
- обнаружения 265
- разнесенной системы 322
- «слепых» скоростей 470, 479
- Излучатель вторичный сосредоточенный 25
- — — групповой 25, 27
- — —, эффективный центр 31
- — — одиночный 25, 27
- — — распределенный 25, 69
- Излучение внеполосное 423
- вторичное 9, 20, 24, 33
- инфракрасное 514
- мешающее 8
- побочное 423
- собственное 9
- тепловое 10, 254, 263, 511
- Измерение 6
- , однозначность 219
- , оптимизация 173—216
- Интегрирование импульсов 157, 404
- Интервал доверительный 175, 190
- Интеграл вероятности 92
- корреляционный 101, 110, 498
- Интерференция радиоволн 252
- Ионизация ядерным взрывом (искусственная) 72, 260
- Кабанова эффект 19
- Канал квадратурный 108, 109
- приема зеркальный 151
- Квантование 158
- Коды псевдослучайные (Б и Д) 390
- Кодирование 286, 318, 382

- Компенсация помехи 431
 - когерентная 431, 432
 - некогерентная 431, 477, 478
 - «скорости ветра» 465, 474, 480
 - череспериодная 447
 - двукратная 447, 448, 480
 - однократная 447
- Концентрация электронов 70, 408
- Корреляционная обработка сигналов 100, 105, 498
 - обратная связь 432, 478
 - Когельникова теорема 94, 519
 - Коэффициент весовой 144, 278
 - антисимметричный 280, 282
 - симметричный 279, 280, 282
 - затухания радиоволн 258, 259
 - использования площади антенны 238
 - энергии 171, 340
 - корреляции входных колебаний 507
 - помехи 486
 - междупериодной корреляции 484, 487
 - ненадежности измерения 189, 524
 - обратной связи 127
 - пеленгационной чувствительности 295
 - подавления помехи 487
 - подпомеховой видимости 486, 488
 - преломления среды 15, 528
 - ионосферы 257
 - тропосферы 255
 - прохождения сигнала 487
 - сжатия 136, 377
 - различимости 247, 431, 512
 - углочастотной чувствительности 375, 376
 - усиления антенны 227, 235—238, 241
 - эквивалентный 235
 - широкополосности сигнала 326
 - шума 246
- Кривые обнаружения 93, 162, 271
- Критерий весовой 85
 - минимума среднего модуля ошибки 176
 - риска 85, 94, 176
 - среднеквадратичной ошибки 176
 - условного среднего риска 178
 - Неймана — Пирсона 86, 92
 - отношения правдоподобия 90
- Линия задержки дисперсионная 142, 147
 - недисперсионная 144
 - с дискретными съемами 144
 - с распределенным съемом 147
 - ультразвуковая 143
 - электрическая 143
 - положения 494
- Люнеберга линза 80, 81
- Ляпунова теорема 61
- Малоотражающая форма объекта 83
- Маркова цепь 199
- Матрица рассеяния (поляризационная) 76
- Мера разрешающей способности 223
- Множитель земли 253
- Модели движения цели 197, 198
- Модульное значение корреляционного интеграла 106, 113
- Мощность импульса мгновенная активная 220
 - импульсная 220
 - пиковая 220
- М-последовательность 382
- Область положения (неопределенности) 495
 - полутени, тени 40
- Обзор боковой 411, 418
 - быстрый 234, 375
 - двумерный 228
 - кадровый 227, 228
 - круговой 227
 - медленный 234, 375
 - механический 231, 375, 515
 - одновременный 226
 - одномерный 228
 - параллельный 501
 - по временному запаздыванию 500
 - последовательный 226, 234
 - по гибкой программе 226, 243
 - — — усеченный 244
 - — — жесткой программе 226
 - секторный 227, 228
 - смешанный 226, 230
 - спиральный 227, 228
 - электрический 231, 375, 515
- Обнаружение 6
 - Обнаружитель корреляционный 102, 103, 108
- Обработка сигналов весовой 144, 276
 - голографическая 418
 - корреляционная 103, 108, 278, 330, 367, 389
 - корреляционно-базовая 500, 501
 - — — фильтровая 148, 328, 367, 372, 376, 403
 - — — оптическая 415
 - — — последетекторная 278
 - — — фильтровая 110, 121, 127, 137, 139, 278, 328, 330, 383, 401
 - — — цифровая 230, 284, 460
- Объем импульсный 7, 223, 225
 - разрешаемый 7
 - тела неопределенности 334, 378
 - элементарный 7
- Отношение правдоподобия 90, 96, 100, 102, 104, 108, 154
 - сигнал/помеха 118
- Отсчет 195, 197
- Отражение диффузное (некогерентное) 71, 73
 - зеркальное (когерентное) 72, 73
 - полное 70
- Оценка измеряемого параметра 173, 177
 - — — несмещенная 175, 179
 - — — смещенная 175
 - максимума послеопытной плотности вероятности 181
 - наибольшего правдоподобия 184
- Ошибка измерения 173
 - вероятная (срединная) 174
 - динамическая 197
 - дискретности 269
 - максимальная 174, 175
 - математическое ожидание 174, 175
 - шумовая 215
 - среднеквадратичная 174, 188, 290
 - флюктуационная 215, 293, 532
- Параметр обнаружения 160, 164, 509
- Парсеваля теорема 121
- Пассивная локация корреляционно-базовая 500, 501
 - разностно-дальномерная 494, 496
 - — — триангуляционная 494, 501
 - — — угломерно-разностно-дальномерная 494, 497
- Пеленгация многоканальная (монопериодная) амплитудная 296
 - суммарно-разностная 301
 - фазовая 296, 300
- одноканальная методом антисимметричных весовых коэффициентов 276, 279
 - интегрирования импульсов 282
 - симметричных весовых коэффициентов 276, 279
 - — — сравнения площадей 282, 283
 - — — счета импульсов 282, 284
- Планка постоянная 246
- Плотность вероятности измеряемого параметра (доопытная, безусловная) 179, 182

- 185, 336, 394
- — — послеопытная (условная) 177, 185, 195, 200, 275, 336, 394, 502
- — случайных величин (процессов) 62, 63, 89, 93, 96, 104, 160, 177
- спектральная комплексной огибающей 119
- — мощности 66, 98, 215, 441, 483
- — напряжения 115, 121, 127, 133, 215
- потока энергии Солнца 422
- Поверхность неопределенности 337
- положения 495
- Покрывание интерференционного типа 82
- поглощающее 81
- Помеха аддитивная (налагающаяся) 88, 170
- активная 8, 421
- взаимная 421
- естественная 421, 422
- заградительная 425
- имитирующая 422, 492
- искусственная 421, 424
- маскирующая 422, 424
- модулирующая (мультипликативная) 170
- несинхронная 490
- пассивная 8, 421, 435
- прицельная 425
- синхронная 490
- скользящая 426
- флуктуационная 97
- Помехозащищенность 8
- Порог 92, 244
- Последовательное получение оптимальных оценок 200, 209
- Последовательность цифровая рекуррентная 380
- Потенциалоскоп (суммирующий) 158
- вычитающий 459
- Потоки информации 9, 13
- Преселектор 150, 151
- Приемник корреляционно-фильтровой 148
- супергетеродинный 150
- Прикрытие внешнее 427
- коллективное 427
- Приращение измеряемой величины второе 197
- — — первое 197
- Принцип корреляционной обратной связи 433
- неопределенности 334
- суперпозиции биений 372
- Прогнозирование значения параметра 200
- Пространство многомерное 95, 96
- Радиовидение 45
- Радиовзрыватель 355
- Радиолокатор 6, 14
- бокового обзора 411
- доплеровский 352
- — двухчастотный 361
- импульсный 217
- многофункциональный 14
- многоцелевой 14
- обнаружения 14
- одноцелевой 14
- распознавания 14
- тепловой 513
- точного измерения координат 14
- частотный 365, 371
- Радиолокация активная 9, 217, 324
- пассивная 9, 10, 494
- Радиолокационная информация 6
- система разнесенная 10, 21, 321
- — совмещенная 10
- — улов 14
- станция 6
- цель 6
- Радиолокационный портрет 45
- Радиус Земли эффективный 255
- кривизны луча 255, 256
- Разрешение целей 6, 7, 534
- Разрешающая способность 7
- — по дальности 7, 223
- — — скорости 7
- — — угловым координатам 7, 225
- Распознавание образов — целей 6, 8, 489
- Релея закон распределения вероятностей обобщенный 62
- — — — простой 62
- — — рассеяния 35
- Рефракция радиоволн 18, 254
- Рециркулятор 127, 158, 451
- Самоприкрытие 427
- Сверхрефракция 256
- Сектор эффективного подавления 428
- Селекция движущихся целей 438
- Сжатие сигнала 132, 137, 139
- Сигнал без внутримпульсной модуляции фазы 121, 127
- когерентный 105, 163
- многочастотный 217
- некогерентный 153
- опорный 103, 109, 206
- отраженный 9
- ошибки (рассогласования) 296, 306
- пороговый 164
- радиолокационный 105
- с внутримпульсной модуляцией фазы 132
- — со случайной начальной фазой 105, 107
- — случайными амплитудой и начальной фазой 107, 108
- — случайным модулирующим множителем 65, 170
- с полностью известными параметрами 100, 159
- широкополосный 132, 217
- Синтез раскрытия антенны 411
- Система активного ответа автономная 315, 316
- — — комбинированная 315, 316
- — — совмещенная 10, 315
- Сифорова полоса оптимальная 129, 139
- Сканирование электронное фазовое 231
- — частотное 232
- — фазо-фазовое 233
- — частотно-фазовое 233
- Скорость групповая 15
- фазовая 15
- «Слепая скорость» 464, 465, 466, 469, 479
- Сложение модульное 380
- Совместимость электромагнитная 423
- Спектр амплитудно-частотный 115, 121, 127, 133, 135
- фазо-частотный 121
- частотный 65, 121, 133, 483
- Сравнение 380
- Среда диспергирующая 15
- неоднородная 18
- Стоимость ошибки 85, 175, 176
- Суммирование квадратичное 156, 526
- когерентное 131, 150
- линейное 156
- некогерентное (последетекторное) 153
- цифровое 158, 284
- Тело неопределенности 337, 340, 343, 349
- Темп выдачи данных 8, 226
- Температура антенны шумовая эквивалентная 246, 263
- кажущаяся 512
- яркостная 263
- Трансформация сигнала 49, 52, 324, 438
- Угол места цели 6
- поворота плоскости поляризации 261

Угловой отражатель 78
Узел радиолокационный 14
Уравнение противорадиолокации 427
— радиолокации 237, 238, 241

Фазированная решетка 231, 434
Фазовая манипуляция 133, 379
Фарадея эффект 261
Фильтр гребенчатый 127, 158, 446, 451
— оптимальный 110, 114—118
— согласованный 110
— ультразвуковой 418
Фильтрация квазиоптимальная 128
— оптимальная 121, 127, 137, 139, 441
Фотоэффект 514
Функционал 94, 96, 97
Функция веса 110
— весовая 281
— неопределенности 337, 395
— — обобщенная 397
— решающая 89, 96, 177

Характеристика амплитудно-скоростная 468
469
— — частотная 116, 122, 125, 144, 443,
448, 451, 468, 480
— дискриминаторная 206
— импульсная 110

— фазо-частотная 18, 30, 116, 122, 139
— частотная 114, 122, 125, 144, 443, 446,
451, 455,

Цель ложная 493

Частота дальности 370
— мгновенная 365
— спектральная 365, 366
Частотная манипуляция 135
Череспериодное вычитание (компенсация)
447, 467

Ширина спектра эффективная 188
Шум 97, 98
— белый 99, 101
— квазибелый 101
— коррелированный 442
— небелый 441
— угловой 310

Эллипс ошибок 505
Энергия пороговая 246
— принимаемого сигнала 236, 246, 426
Эффект пьезоэлектрический 458
— стробоскопический 463
Эффективная поверхность вторичного излу-
чателя 25, 27, 33, 55, 69

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3

Глава 1

ВВЕДЕНИЕ

§ 1.1. Общие сведения о радиолокации	6
§ 1.2. Принципы получения радиолокационной информации	9
§ 1.3. Некоторые эффекты распространения радиоволн, существенно сказывающиеся на получении радиолокационной информации	15
§ 1.4. Краткие сведения из истории отечественной радиолокации	20
§ 1.5. Предмет и задачи курса	23

Глава 2

ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОВОЛН

А. ЯВЛЕНИЕ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭФФЕКТИВНАЯ ОТРАЖАЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ЦЕЛИ

§ 2.1. Явление вторичного излучения	24
§ 2.2. Эффективная поверхность произвольного сосредоточенного вторичного излучателя	25
§ 2.3. Особенности вторичного излучения группового излучателя	27

Б. ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СООТНОШЕНИЯХ РАЗМЕРОВ ЦЕЛИ И ДЛИНЫ ВОЛНЫ

§ 2.4. Эффективная поверхность тел, малых по сравнению с длиной волны	33
§ 2.5. Эффективная поверхность тел, соизмеримых с длиной волны	35
§ 2.6. Методика приближенного анализа вторичного излучения плоских и выпуклых тел, размеры которых значительно превышают длину волны	39
§ 2.7. Обратное вторичное излучение выпуклых поверхностей двойной кривизны. Понятие блестящей точки	42
§ 2.8. Вторичное излучение плоских поверхностей	46

В. ТРАНСФОРМАЦИЯ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ДВИЖУЩИМИСЯ БЛЕСТЯЩИМИ ТОЧКАМИ

§ 2.9. Трансформация сигнала, отраженного движущейся блестящей точкой	49
§ 2.10. Трансформация сигнала, отраженного совокупностью движущихся блестящих точек	52

Г. ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ЦЕЛЕЙ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

§ 2.11. Вторичное излучение реальных целей	55
§ 2.12. Законы распределения вероятностей амплитуды отраженного сигнала и эффективной поверхности	59
§ 2.13. Энергетический спектр и автокорреляционная функция флуктуаций отраженного сигнала	65

§ 2.14. Вторичное излучение гидрометеоров, земной и водной поверхностей, ионизированных областей	69
§ 2.15. Поляризационные эффекты при вторичном излучении	74
§ 2.16. Использование особенностей вторичного излучения в целях противорадиолокационной маскировки	78

Глава 3

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ ФЛЮКТУАЦИОННЫХ ПОМЕХ

А. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ ОБНАРУЖЕНИЯ

§ 3.1. Качественные показатели и критерии оптимальности радиолокационного обнаружения	84
§ 3.2. Простейший пример оптимизации обнаружения	88
§ 3.3. Постановка задачи оптимального обнаружения реальных сигналов	93
§ 3.4. Методика решения задачи оптимального обнаружения реальных сигналов	94
§ 3.5. Статистика флуктуационной помехи	97

Б. ОТНОШЕНИЕ ПРАВДОПОДОБИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ОБРАБОТКА КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ

§ 3.6. Отношение правдоподобия и простейший корреляционный обнаружитель для сигнала с полностью известными параметрами	100
§ 3.7. Методика определения отношения правдоподобия для сигналов со случайными нефиксируемыми параметрами	104
§ 3.8. Отношение правдоподобия и простейшие корреляционные обнаружители для когерентных сигналов с нефиксируемыми случайными параметрами	105

В. ФИЛЬТРОВАЯ И КОРРЕЛЯЦИОННО-ФИЛЬТРОВАЯ ОБРАБОТКА КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ

§ 3.9. Принципы фильтровой обработки когерентных сигналов. Импульсная характеристика оптимального фильтра	110
§ 3.10. Частотная характеристика, отношение сигнал/помеха и форма вершины импульса на выходе оптимального фильтра	114
§ 3.11. Пример оптимальной фильтрации колокольных радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции фазы колебаний	121
§ 3.12. Пример оптимальной фильтрации прямоугольных радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции фазы колебаний	127
§ 3.13. Широкополосные радиоимпульсы и понятие об эффекте сжатия	132
§ 3.14. Сжатие простейшего фазо-манипулированного радиоимпульса	137
§ 3.15. Сжатие частотно-манипулированных и частотно-модулированных радиоимпульсов	139
§ 3.16. Принципы корреляционно-фильтровой обработки когерентных сигналов	148

Г. ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ НЕКОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ (§ 3.17)

Д. КАЧЕСТВЕННЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ОПТИМАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ

§ 3.18. Качественные показатели обнаружения когерентных сигналов	159
§ 3.19. Качественные показатели обнаружения некогерентных сигналов	165

§ 3.20. Качественные показатели обнаружения при некогерентном цифровом накоплении	167

Е. ВЛИЯНИЕ МОДУЛИРУЮЩИХ ПОМЕХ НА КАЧЕСТВО ОБНАРУЖЕНИЯ (§ 3.21)

Глава 4

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

А. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИЗМЕРЕНИЙ

§ 4.1. Качественные показатели и критерии оптимальности измерения параметров радиолокационных сигналов	173
§ 4.2. Постановка и методика решения задачи оптимального измерения параметра. Простейший оптимальный измеритель	177

Б. ОДНОКРАТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ И ЧАСТОТЫ

§ 4.3. Измерение времени запаздывания когерентного сигнала со случайной начальной фазой	185
§ 4.4. Измерение частоты когерентного сигнала	194
§ 4.5. Измерение времени запаздывания некогерентной пачки радиоимпульсов	195

В. СИНТЕЗ ПРОСТЕЙШИХ МНОГОКРАТНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К СИСТЕМАМ АВТОСОПРОВОЖДЕНИЯ

§ 4.6. Простейшие модели движения цели	197
§ 4.7. Оптимальная последовательная обработка результатов наблюдения для движения с независимыми стационарными первыми приращениями	200
§ 4.8. Устройство автосопровождения по дальности с одним интегратором	206
§ 4.9. Оптимальная последовательная обработка для движения с независимыми стационарными вторыми приращениями. Устройство автосопровождения с двумя интеграторами	209

Г. ВЛИЯНИЕ МОДУЛИРУЮЩИХ ПОМЕХ НА КАЧЕСТВО ИЗМЕРЕНИЯ (§ 4.10)

Глава 5

МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА РАДИОИМПУЛЬСАМИ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. ОБЗОР ПО ДАЛЬНОСТИ И ОБЗОР ПРОСТРАНСТВА

§ 5.1. Общие особенности радиолокации при зондировании пространства радиопульсами малой длительности	217
§ 5.2. Разрешающая способность по дальности и импульсный объем	223
§ 5.3. Обзор пространства	226

Б. ДАЛЬНОСТЬ ДЕЙСТВИЯ И ЗОНЫ ВИДИМОСТИ СОВМЕЩЕННОГО РАДИОЛОКАТОРА

§ 5.4. Дальность действия совмещенного радиолокатора в свободном пространстве (общие соотношения)	235
§ 5.5. Влияние обзора на дальность действия радиолокатора	240
§ 5.6. Примеры учета факторов, влияющих на дальность действия в свободном пространстве	245
§ 5.7. Влияние земли на дальность действия	252
§ 5.8. Влияние атмосферы и космоса на дальность действия	254
§ 5.9. Зоны видимости	265

§ 5.10.	Нарастающая вероятность обнаружения и ошибки дискретности	269
§ 5.11.	Многочастотная работа как средство повышения вероятности обнаружения и снижения ошибок дискретности	271

В. ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ

§ 5.12.	Одноканальное измерение угловой координаты при обзоре пространства	274
§ 5.13.	Принципы весовой обработки пачки импульсов	276
§ 5.14.	Практические методы определения углового положения центра пачки при визуальном и автоматическом съеме	282
§ 5.15.	Потенциальные и реальные точности одноканального углового измерения	289
§ 5.16.	Одноканальные методы автосопровождения по угловым координатам	294
§ 5.17.	Многоканальные (моноимпульсные) методы измерения угловых координат	296
§ 5.18.	Использование суммарно-разностных методов измерения в моноимпульсных системах	301
§ 5.19.	Автосопровождение по угловым координатам при использовании двухканальных систем	306
§ 5.20.	Потенциальные и реальные точности двухканального моноимпульсного углового измерения	308
§ 5.21.	Влияние условий распространения радиоволн на точность измерения координат	310

Г. АКТИВНЫЙ ОТВЕТ И ОПОЗНАВАНИЕ В ИМПУЛЬСНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ (§ 5.22)

Д. ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАЗНЕСЕННОЙ ИМПУЛЬСНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ (§ 5.23)

Глава 6

МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА КОГЕРЕНТНЫМИ РАДИОСИГНАЛАМИ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. ОПТИМАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА И ТЕЛА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИЯ ЦЕЛИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ДЕФОРМАЦИИ ОГИБАЮЩЕЙ СИГНАЛА

§ 6.1	Общие соображения о применении длиннопериодных и непрерывных зондирующих сигналов	324
§ 6.2.	Особенности оптимальной обработки когерентных сигналов большой длительности	326
§ 6.3.	Двумерная автокорреляционная функция когерентного сигнала и ее свойства	331
§ 6.4.	Влияние вида двумерной автокорреляционной функции на обнаружение, измерение параметров и разрешение сигналов	336
§ 6.5.	Тела неопределенности радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции	340
§ 6.6.	Тела неопределенности радиоимпульсов с линейной частотной модуляцией. Приложение к спектральному анализу	343
§ 6.7.	Тела неопределенности когерентных пачек радиоимпульсов	349

Б. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА МОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ

✓ § 6.8.	Использование непрерывного немодулированного излучения. Допплеровский радиолокатор	352
§ 6.9.	Измерение дальности при непрерывном немодулированном излучении. Двухчастотный доплеровский радиолокатор	361

В. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

- § 6.10. Использование непрерывного и длинноимпульсного частотно-модулированного излучения 365
- § 6.11. Многоцелевая частотная радиолокация 371
- § 6.12. Возможности обзора по угловым координатам при частотном методе радиолокации 375

Г. МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА ШУМОПОДОБНЫМИ ФАЗО-МАНИПУЛИРОВАННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

- § 6.13. Задача реализации игольчатого тела неопределенности . . . 378
- § 6.14. Применение линейных рекуррентных цифровых последовательностей при фазовой манипуляции 379
- § 6.15. Оптимальная обработка и тела неопределенности непрерывных и импульсных сигналов, фазо-манипулированных М-последовательностями 383
- § 6.16. Некоторые разновидности импульсных фазо-манипулированных сигналов 390

Д. ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ИХ ОГИБАЮЩЕЙ

- § 6.17. Многократные измерения и обобщенные диаграммы неопределенности 393
- § 6.18. Оптимальная обработка радиосигнала, искаженного модулирующей помехой (случай быстрых флюктуаций) 399
- § 6.19. Влияние условий распространения на когерентные сигналы, имеющие широкую полосу частот или большую длительность 406

Е. МЕТОДЫ ИСКУССТВЕННОГО СИНТЕЗИРОВАНИЯ РАСКРЫВА АНТЕНН И ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ

- § 6.20. Использование когерентных сигналов большой длительности в РЛС с синтезированным раскрывом антенны 411
- § 6.21. Принципы обработки когерентных сигналов с помощью оптических корреляторов и оптимальных фильтров 415

Глава 7

ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ПОМЕХ АКТИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ ПОМЕХ

- § 7.1. Основные виды помех активной радиолокации 421

А. АКТИВНЫЕ МАСКИРУЮЩИЕ ПОМЕХИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ НИХ

- § 7.2. Естественные и взаимные маскирующие активные помехи, принципы защиты от них 422
- § 7.3. Искусственные маскирующие активные помехи, особенности их воздействия и способы создания 424
- § 7.4. Уравнение радиолокации, дальность действия и зоны видимости РЛС при воздействии маскирующих стационарных активных помех 426
- § 7.5. Возможные принципы защиты от маскирующих активных помех 429

Б. ПАССИВНЫЕ МАСКИРУЮЩИЕ ПОМЕХИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ НИХ

- § 7.6. Пассивные маскирующие помехи и способы их создания . . 435
- § 7.7. Основные отличия сигналов целей и маскирующих пассивных помех 437

§ 7.8.	Формула оптимальной фильтрации сигнала на фоне стационарного небелого шума и ее приложение	441
§ 7.9.	Гребенчатые фильтры подавления	446
§ 7.10.	Гребенчатые фильтры накопления	451
§ 7.11.	Принцип когерентной оптимальной обработки на видеочастоте	455
§ 7.12.	Простейший когерентно-импульсный радиолокатор с фазочувствительным детектором	461
§ 7.13.	Принципы череспериодной компенсации на видеочастоте	466
§ 7.14.	Принципы построения радиолокаторов с эквивалентной внутренней когерентностью	471
§ 7.15.	Влияние нестабильностей на эффективность СДЦ в радиолокаторе с внутренней когерентностью	474
§ 7.16.	Принципы построения радиолокаторов с внешней когерентностью	477
§ 7.17.	Методы уменьшения числа зон «слепых» скоростей при селекции движущихся целей	479
§ 7.18.	Статистические характеристики маскирующих пассивных помех и факторы, влияющие на эффективность их компенсации	483

В. ИМИТИРУЮЩИЕ ПОМЕХИ И ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ ОТ НИХ

§ 7.19.	Общие особенности имитирующих помех и сущность задачи распознавания	489
§ 7.20.	Несинхронные и синхронные взаимные помехи и принципы защиты от них	490
§ 7.21.	Искусственные имитирующие помехи и принципы защиты от них	492

Глава 8

ОСНОВЫ ПАССИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

§ 8.1.	Области применения пассивной радиолокации и методы определения координат	494
§ 8.2.	Особенности локации при большом числе источников излучений. Корреляционные методы обработки сигналов	498
§ 8.3.	Оптимальные оценки координат и потенциальные точности при триангуляционном и корреляционно-базовом методах определения координат излучающего объекта	501
§ 8.4.	Качественные показатели обнаружения стационарного случайного сигнала при корреляционной обработке	506
§ 8.5.	Некоторые вопросы пассивной локации источников естественных и близких к ним электромагнитных излучений	511

ПРИЛОЖЕНИЯ

<i>Приложение 1.</i>	Корреляция вторичного излучения во времени для вращающейся системы блестящих точек, случайно распределенных по окружности	517
<i>Приложение 2.</i>	Корреляция вторичного излучения на разных частотах для системы блестящих точек, случайно распределенных по окружности	518
<i>Приложение 3.</i>	Теорема Котельникова	519
<i>Приложение 4.</i>	Качественные показатели обнаружения при квадратичном суммировании некогерентных нефлюктуирующих сигналов	520
<i>Приложение 5.</i>	Расчет послеопытной среднеквадратичной ошибки с учетом эффекта ложных тревог	523

Приложение 6. Качественные показатели обнаружения при независимых флюктуациях элементов сигнала	525
Приложение 7. Расчет поправки к энергии порогового сигнала при замене прямоугольной пачки импульсов прямоугольной	527
Приложение 8. Ошибки определения координат цели, обусловленные влиянием атмосферы	528
Приложение 9. Элементы теории разрешения	534
Приложение 10. Функция Эйлера	537
Приложение 11. К расчету характеристик обнаружения случайного сигнала при корреляционной обработке	538
Приложение 12. К расчету характеристик обнаружения случайного сигнала при квадратичном детектировании	540
Литература	542
Предметный указатель	550

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОЛОКАЦИИ

Под редакцией ЯКОВА ДАВИДОВИЧА ШИРМАНА

Редактор В. И. Грознова, Е. В. Вязова

Художник Б. К. Шаповалов

Художественный редактор В. Т. Сидоренко

Технический редактор Г. З. Шалимова, А. А. Белоус

Корректоры Е. П. Озерецкая, Н. М. Давыдова

Сдано в набор 2 / VI—70 г.

Подписано в печать 2/XI—70 г. T-17206.

Формат 60×90/16. Бумага типографская № 2

Объем 35 усл. п. л. Уч.-изд. л. 35,57.

Тираж 25000 экз. Зак. 1200 Цена 1 р. 42 к.

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, п/я 693.

Московская типография № 4 Главполиграфпрома Комитета
по печати при Совете Министров СССР
Москва, Б. Переславская, д. 46