М. П. ДОЛУХАНОВ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Издание четвертое

Допущено Министерством связи СССР
в качестве учебника
для радиотехнических специальностей
электротехнических институтов связи

ФБ СПбГТУ
000021488

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СВЯЗЬ»
МОСКВА 1972

Рецензенты *Г. З. Айзенберг, Е. Л. Черенкова*

6Ф2
Д64
УДК 621.371

Долуханов М. П.

Д 64 Распространение радиоволн. Учебник для вузов. М., «Связь», 1972.

336 с., с илл., табл., библ.

В книге наряду с общими вопросами распространения радиоволн подробно рассмотрено распространение над плоской и гладкой сферической поверхностями Земли, над неровной местностью; анализируется влияние тропосферы на распространение земных волн; рассмотрены процессы распространения тропосферных волн, поглощения радиоволн в тропосфере. Изложены вопросы строения ионосферы и распространения в ней радиоволн. Подробно рассмотрены особенности распространения радиоволн различных диапазонов, а также вопросы космической связи.

Книга рассчитана на студентов вузов связи, а также специалистов, работающих в области распространения радиоволн.

3-4-1
21-72

6Ф2

Марк Павлович Долуханов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Редактор *М. Е. Янсилс*

Техн. редактор *Г. И. Шефер* Корректор *Г. Г. Лев*

Сдано в набор 21/II 1972 г. Подписано в печ. 28/VII 1972 г.
Форм. бум. 60×90 1/16 21,0 печ. л. 21,0 усл.-п. л. 21,41 уч.-изд. л.
Т-03333 Тираж 30 000 экз. Зак. изд. 14828 Цена 99 коп.

Издательство «Связь», Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2

Типография издательства «Связь» Комитета по печати при Совете Министров СССР. Москва-центр, ул. Кирова, 40. Зак. тип. 61

Отпечатано в 11-й типографии Главполиграфпрома, Москва, Нагатинская ул., д. 1, зак. 556.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 6

Глава первая. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН . . 7

1.1. Основные определения 7
1.2. Классификация радиоволн по способу распространения 12
1.3. Система применяемых обозначений и единиц 17
1.4. Распространение волн в свободном пространстве 19
1.5. Понятие множителя ослабления. Принципы расчета линий радиосвязи с неизменяющимися во времени параметрами 25
1.6. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн . . . 27

Глава вторая. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН 30

2.1. Электрические параметры различных видов поверхности Земли . . 30

Распространение земных волн над плоской поверхностью Земли . . 33

2.2. Распространение радиоволн при поднятых передающей и приемной антеннах 33
2.3. Приближенные граничные условия Леонтовича 49
2.4. Структура поля радиоволны в пункте приема 54
2.5. Распространение радиоволн при расположении антенн непосредственно у границы раздела 61
2.6. Распространение радиоволн над неоднородной почвой 71

Распространение радиоволн над сферической поверхностью Земли . . 79

2.7. Учет сферичности Земли при распространении в пределах прямой видимости 79
2.8. Распространение радиоволн над однородной гладкой сферической поверхностью Земли 85
2.9. Распространение радиоволн над неоднородной сферической поверхностью Земли 99

Распространение радиоволн над неровной местностью 101

2.10. Область пространства, эффективно участвующая в передаче энергии радиоволн 101
2.11. Распространение радиоволн в холмистой местности в пределах прямой видимости 105
2.12. Распространение радиоволн в пределах прямой видимости над шероховатой поверхностью Земли 110
2.13. Распространение радиоволн при наличии на пути экранирующих препятствий 114

Глава третья. ВЛИЯНИЕ ТРОПОСФЕРЫ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗЕМНЫХ ВОЛН. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРОПОСФЕРНЫХ ВОЛН 120

Общие свойства тропосферы 120

3.1. Строение и основные параметры тропосферы 120
3.2. Коэффициент преломления тропосферы 122

Влияние тропосферы на распространение земных радиоволн . . . 125

3.3. Явление тропосферной рефракции 125
3.4. Учет тропосферной рефракции при распространении земных радиоволн.

Понятие об эквивалентном радиусе земного шара 127
3.5. Различные виды тропосферной рефракции 130
3.6. Влияние флуктуационных процессов в тропосфере на распространение земных радиоволн 136

Распространение тропосферных волн 137
3.7. Условия возникновения явления сверхрефракции 137
3.8. Дальнее распространение ультракоротких волн за счет рассеяния в тропосфере 141
3.9. Определение удельной эффективной площади рассеяния тропосферы и объема тропосферы, активно участвующего в создании рассеянного излучения 148
3.10. Многолучевость как фактор, осложняющий условия распространения. Дискретная и диффузиая многолучевость 152
3.11. Замирания сигналов при тропосферном распространении радиоволн . 159
3.12. Сезонные изменения уровня сигиала при тропосферном распространении ультракоротких волн. Влияние климатических условий . . . 168
3.13. Приближенный расчет условий прохождения сигналов в тропосферных линиих связи 169

Поглощение радиоволн в тропосфере 174
3.14. Поглощение в осадках 174
3.15. Молекулярное поглощение 179

Глава четвертая. СТРОЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ В НЕЙ РАДИОВОЛН 184

4.1. Состав и строение верхних слоев атмосферы 184
4.2. Механизм ионизации 191
4.3. Источники ионизации 194
4.4. Образование ионизированной области в однородной по своему составу атмосфере 196
4.5. Исчезновение свободных зарядов в атмосфере 201
4.6. Образование ионизированной области в реальной атмосфере . . . 205
4.7. Распространение радиоволн в однородном ионизированном газе . . 212
4.8. Фазовая и групповая скорости распространеиия радиоволн в ионизированиом газе 215
4.9. Распространение радиоволн в однородном ионизированном газе при наличии постоинного магнитного поля 218
4.10. Преломление и отражение радиоволн в ионосфере 227
4.11. Исследование верхних слоев атмосферы при помощи ионосферных станций, геофизических ракет и космических станций 235
4.12. Характеристика состояния ионизации верхних слоев атмосферы при помощи ионосферных карт 243

Глава пятая. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ 247

Радиоволны звуковых частот 247
5.1. Физические процессы при распространении радиоволн звуковых частот 247
Сверхдлинные и длинные радиоволны 249
5.2. Физические процессы при распространении сверхдлинных и длиных волн 249
5.3. Особенности распространения сверхдлинных и длинных радиоволн . . 255
5.4. Методы расчета напряженности поли 258
Средние волны 260
5.5. Физические процессы при распространеиии средних волн 260
5.6. Особенности распространеиия средних волн 262
5.7. Методы расчета иапряженности поля иоиосферных волн 267

Короткие волны 268
5.8. Физические процессы при распространении коротких радиоволн . . 268
5.9. Замирания в диапазоне коротких волн 273
5.10. Зоны молчания 279
5.11. Эхо на коротких волнах 281
5.12. Влияние 11-летнего периода солнечной активности на условия распространения коротких волн 284
5.13. Влияние геомагнитных возмущений на условия распространеиия коротких волн 288
5.14. Основы расчета условий прохождения на коротковолновых линиях связи 292
5.15. Понятие о способах передачи сигналов по коротковолновым каналам связи, адаптированиым к условиям распространения 306
Метровые волны 307
5.16. Особениости распространения метровых волн в качестве земных . . 307
5.17. Распространение метровых волн за счет отражений от регулярных областей ионосферы и от спорадического слоя E_s 308
5.18. Распространение метровых волн за счет рассеяния в ионосфере . . 308
5.19. Распространение метровых волн за счет отражений от ионизированных следов метеоров 312
Дециметровые, сантиметровые, миллиметровые волны и радиоволны оптического диапазона 318
5.20. Особенности распространения дециметровых и сантиметровых волн . 318
5.21. Особенности распространения миллиметровых волн 318
5.22. Особенности распространения радиоволн оптического диапазона . . 319
Глава шестая. ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В СИСТЕМАХ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ 321
6.1. Общие сведения 321
6.2. Поглощение радиоволн в межпланетном и межзвездном пространстве 322
6.3. Выбор оптимальных частот для космических лнний связи . . . 323
6.4. Особенности распространения радиоволн в космическом пространстве 326
6.5. Связь между космическими кораблями 329
Приложение 330
Литература 333

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 4-м издании сохранен тот же порядок изложения, что и в предыдущем. Заново написана, с учетом новейших достижений техники, 6-я глава «Вопросы распространения радиоволн в системах космической связи». В пределах отдельных глав сокращен устаревший материал и внесены методические изменения. Опыт работы со студентами показал, что целесообразно вернуться к прежнему способу определения коэффициентов отражения от земли по графикам, несмотря на то, что они занимают несколько больше места, чем формулы. В формуле Шулейкина—ван-дер-Поля множитель ослабления теперь вводится по отношению к формуле идеальной передачи, что упрощает последующие выкладки. Изменена методика изложения вопросов распространения волн над неоднородными трассами.

В целом подчеркнута роль флуктуационных процессов при распространении радиоволн. Введен специальный параграф о многолучевости как факторе, осложняющем условия распространения. Расширено содержание главы о замираниях. Наконец, изменено название и содержание пятой главы, в которой теперь рассматриваются особенности распространения радиоволн различных диапазонов (а не только ионосферных волн, как раньше). Это позволило освещать вопросы распространения с точки зрения классификации как по способам распространения, так и по диапазонному признаку.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность профессору Б. В. Брауде за ряд ценных замечаний и коллективу кафедры антенн и распространения радиоволн ЛЭИС имени проф. М. А. Бонч-Бруевича за неоднократные совместные обсуждения методики изложения отдельных разделов курса.

Автор также выражает глубокую признательность проф. Г. З. Айзенбергу и доц. Е. Л. Черенковой за ряд ценных замечаний, которые учтены при переработке рукописи.

Обращаюсь с просьбой к читателям направлять свои замечания и пожелания в адрес издательства (Москва-центр, Чистопрудный бульвар, д. 2).

АВТОР

Глава первая

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

1.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Радиоволнами условно называют электромагнитные волны в диапазоне частот от 0,001 до 10^{12} *гц*. В переводе на длины волн нижняя граница соответствует длине волны в свободном пространстве $3 \cdot 10^{11}$ *м*, а верхняя — $3 \cdot 10^{-4}$ *м* (0,3 *мм*). Последнее значение приходится уже на область инфракрасного излучения. В связи с научным прогрессом в области радиоэлектроники электромагнитные волны оптических частот можно излучать не только при помощи тепловых источников и газоразрядных приборов, но и посредством оптических квантовых генераторов (лазеров). По своим свойствам (монохроматичности и когерентности) электромагнитные волны, создаваемые квантовыми приборами, вполне тождественны радиоволнам, излучаемым антеннами на более низких частотах.

Именно по этой причине в курсе распространения радиоволн рассматриваются не только радиоволны в указанных выше частотных пределах, но и электромагнитные волны оптических частот, верхняя граница которых имеет порядок 10^{16} *гц* (0,03 *мк*). Некоторые авторы когерентные электромагнитные волны оптического диапазона условно называют радиоволнами оптических частот.

Следует заметить, что указанные здесь границы спектра радиоволн значительно шире тех, которые принимались до последнего времени. Со стороны низких частот до сих пор радиоволны ограничивались обычно звуковой частотой 10^3 *гц*. Это наиболее низкая частота, применяемая в настоящее время для радиосвязи. Исследования последних лет, однако, показали, что в природе встречаются явления, в которых участвуют радиоволны весьма низких частот, измеряемых тысячными долями герца. Такие волны, в частности, создаются при флуктуациях испускаемого Солнцем электронно-протонного потока при проникновении его в атмосферу Земли. Радиоволны весьма низких частот тесно связаны с возникающими в ионной плазме атмосферы механическими волнами, получившими название магнитогидродинамических волн. Радиоволны очень низких частот возникают также при разряде молний.

Ясно поэтому, что приведенная здесь величина 0,001 *гц* действительно условна, ибо возможно, что по мере развития науки в

будущем придется считаться с радиоволнами еще более низких частот.

Со стороны высоких частот, с учетом достижений лазерной техники, граница диапазона электромагнитных волн, применяемых в технике связи, достигает значений порядка 10^{15} *гц*.

В СССР принято разбивать весь указанный выше спектр радиоволн на отдельные диапазоны; причем в основу деления положен десятичный принцип (табл. 1.1). Наименования отдельным

Таблица 1.1

КЛАССИФИКАЦИЯ РАДИОВОЛН ПО ДИАПАЗОНАМ

Нижняя граница		Диапазон	Верхняя граница	
f, *гц*	λ, *м*		*f*, *гц*	λ, *м*
$3 \cdot 10^{-3}$ (3 *мгц*)	10^{11}	Радиоволны инфразвуковых и звуковых частот	$3 \cdot 10^{3}$	10^{5}
$3 \cdot 10^{3}$ (3 *кгц*)	10^{5}	Сверхдлинные волны (сдв)	$3 \cdot 10^{4}$	10^{4}
$3 \cdot 10^{4}$ (30 *кгц*)	10^{4}	Длинные волны (дв)	$3 \cdot 10^{5}$	10^{3}
$3 \cdot 10^{5}$ (300 *кгц*)	10^{3}	Средние волны (св)	$3 \cdot 10^{6}$	10^{2}
$3 \cdot 10^{6}$ (3 *Мгц*)	10^{2}	Короткие волны (кв)	$3 \cdot 10^{7}$	10
$3 \cdot 10^{7}$ (30 *Мгц*)	10	Ультракороткие волны: метровые (мв)	$3 \cdot 10^{8}$	1
$3 \cdot 10^{8}$ (300 *Мгц*)	1	дециметровые (дмв)	$3 \cdot 10^{9}$	10^{-1}
$3 \cdot 10^{9}$ (3 *Ггц*)	10^{-1}	сантиметровые (смв)	$3 \cdot 10^{10}$	10^{-2}
$3 \cdot 10^{10}$ (30 *Ггц*)	10^{-2} (1 *см*)	миллиметровые (ммв)	$3 \cdot 10^{11}$	10^{-3}
$3 \cdot 10^{11}$ (300 *Ггц*)	10^{-3} (1 *мм*)	Оптические волны: инфракрасные (икл)	$4 \cdot 10^{14}$	$7{,}5 \cdot 10^{-7}$
$4 \cdot 10^{14}$ (400 *Ггц*)	$7{,}5 \cdot 10^{-7}$ (0,75 *мк* = = 7500 Å)	видимый свет	$7{,}5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{-7}$
$7{,}5 \cdot 10^{14}$ (750 *Ггц*)	$4 \cdot 10^{-7}$ (0,4 *мк* = = 4000 Å)	ультрафиолетовые (уфл)	$3 \cdot 10^{15}$ (3000 *Ггц*)	10^{-7} (0,1 *мк* = = 1000 Å)

диапазонам даются по длинам волн. Наиболее длинные и наиболее короткие волны пока не получили названия. Наиболее длинные волны нами условно называются волнами звуковых и инфразвуковых частот.

Эта таблица требует некоторых пояснений. Прежде всего, волны длиннее 10^5 *м*, т. е. радиоволны звуковых и инфразвуковых частот, в технике пока не применяются и используются только в научных исследованиях. Сокращения «икл» и «уфл» соответственно обозначают инфракрасные и ультрафиолетовые лучи. Диапазон от 10^{-7} до 10^{-3} *м* принято называть диапазоном оптических радиоволн.

Волны в диапазоне от 1 *см* до 10 *м* часто называют ультракороткими (укв). Волны сантиметрового и дециметрового диапазонов иногда называют радиоволнами сверхвысоких частот (свч). Некоторые авторы пользуются термином свч в качестве синонима укв. В американской литературе диапазон св и дмв часто называют микроволнами. Этот термин следует признать неудачным.

В связи с освоением диапазона оптических радиоволн весьма удобно выражать соответствующие длины волн в микронах (1 *мк* $=10^{-6}$ *м* $=10^{-3}$ *мм*). Для еще более коротких волн можно применять единицу ангстрем (1Å $=10^{-10}$ *м* $=10^{-7}$ *мм* $=10^{-4}$ *мк*). При выражении частот радиоволн удобно пользоваться следующими производными единицами:

1 *мгц* (миллигерц) $=10^{-3}$ *гц*;
1 *кгц* $=10^{3}$ *гц*;
1 *Мгц* $=10^{6}$ *гц*;
1 *Ггц* (гигагерц) $=10^{9}$ *гц*;
1 *Тгц* (терагерц) $=10^{12}$ *гц*.

Следует обратить внимание на различие между обозначениями миллигерца (*мгц*) и мегагерца (*Мгц*).

В настоящем учебнике рассматривается круг вопросов, связанных с процессами свободного распространения радиоволн, причем под этим термином будем понимать распространение волн в атмосфере, вдоль поверхности Земли, в толще Земли и в космическом пространстве. Таким образом, из рассмотрения исключаются случаи распространения радиоволн, направляемых каким-либо искусственным сооружением, будь то система проводов, коаксиальная линия, волновод, световод, полосковая или однопроводная линия.

Свободно распространяющиеся (в указанном выше смысле) радиоволны находят в современной науке и технике обширные, важные и многообразные применения. Прежде всего, следует упомянуть использование радиоволн для передачи на малые и большие расстояния разного рода информации (телеграфия, телефония, фототелеграфия, телевидение), обнаружения различных объектов, определения их направления и расстояния до них (радиолокация), для управления на расстоянии механизмами и устройствами (телеуправление), определения направления на излучающую станцию и

местоположения кораблей и самолетов (радионавигация), передачи на расстояние результатов измерений (радиотелеметрия) и других целей. Широкое применение свободно распространяющиеся радиоволны находят также в геофизике при изучении строения верхних слоев атмосферы, в радиоастрономии при изучении строения Солнца, планет, звезд и туманностей, находящихся как в пределах нашей Галактики, так и вне ее.

Несмотря на существенные различия в особенностях использования свободно распространяющихся волн, во всех перечисленных выше применениях имеется много общего и, прежде всего, то, что во всех случаях для передачи информации используется так назы-

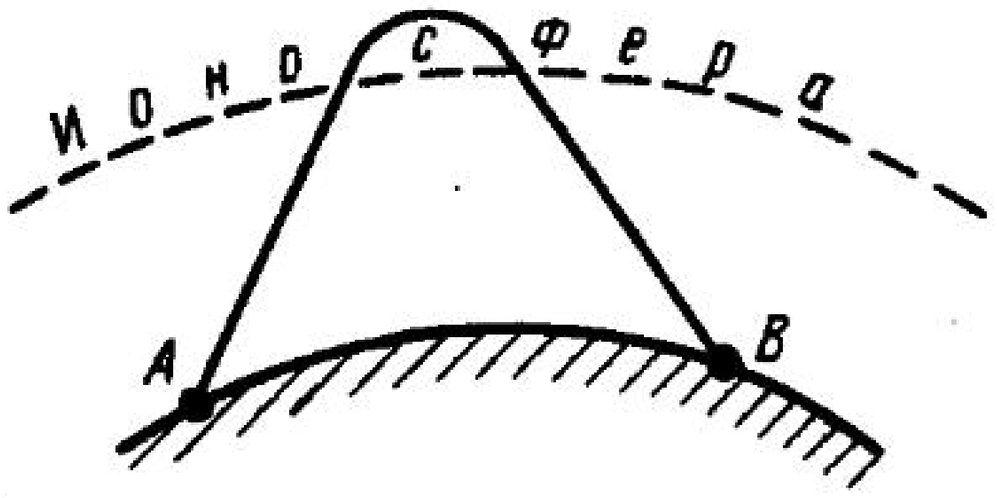


Рис. 1.1. Простейшая линия радиосвязи:
A — передатчик, B — приемник. Линия показывает путь распространения радиоволн

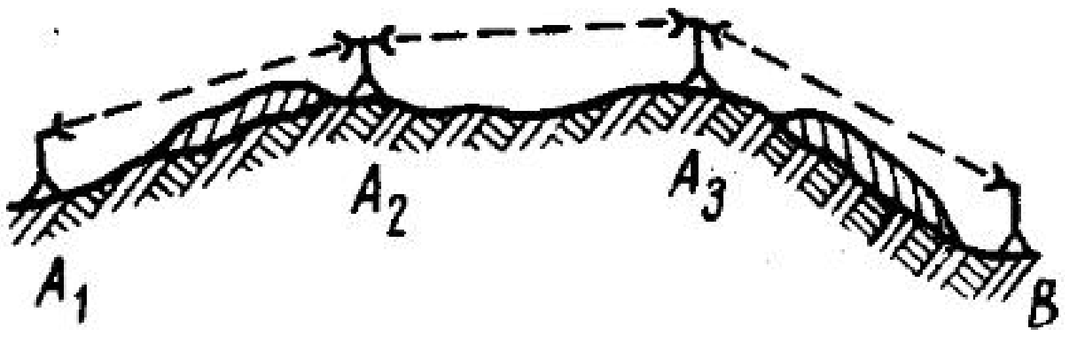


Рис. 1.2. Радиорелейная линия связи:
A_1 и B — оконечные станции; A_2, A_3 — промежуточные (ретрансляционные) станции

ваемая линия радиосвязи, или радиолиния. В одних случаях по радиолинии осуществляется связь, в других — передаются сигналы радиолокационного наблюдения, телеуправления и т. д.

В каждой линии радиосвязи различают три составные части: передатчик, приемник и среду, в которой распространяются радиоволны. Отличие линий радиосвязи от проводных линий заключается в том, что в последних в качестве связующего звена используются провода или кабель. В радиолиниях связующим элементом является природная среда, а именно, окружающая земной шар атмосфера, космическое пространство.

В технике применяются радиолинии трех типов.

На рис. 1.1 показана радислиния простейшего типа, характеризуемая тем, что передатчик и приемник расположены по ее концам. В качестве частного примера такой линии рассмотрен случай, когда радиоволны достигают пункта приема в результате отражения от ионосферы. Очевидно, что в других случаях радиоволны могут попадать в место расположения приемника путем дифракционного огибания земного шара, рассеяния в тропосфере или иным способом. Другим примером такой линии может служить связь наземной радиостанции с космическим кораблем. К подобным же линиям можно отнести линию «звезда, создающая радиоизлучение,— радиотелескоп». Роль передатчика здесь выполняет наблюдаемая звезда.

На рис. 1.2 показана радиорелейная линия связи, характеризуемая тем, что передаваемая по системе связи информация попа-

дает не непосредственно в конечный пункт, а через посредство промежуточных релейных (трансляционных) станций. Такие линии применяются в случаях, когда по каким-либо причинам невозможно непосредственно передавать информацию в конечный пункт (например, из-за большой протяженности линии связи *AB*); каждый участок радиорелейной линии (A_1A_2; A_2A_3 и т. д.) может при этом рассматриваться как линия простейшего типа. Заметим, что все промежуточные станции (A_2, A_3 и т. д.) являются так называемыми активными ретрансляторами, т. е. включают в себя приемное устройство, подсоединенное ко входу передатчика. Принимаемый сигнал усиливается и излучается в направлении на соседнюю станцию обычно на несколько измененной частоте. К этому типу относятся также линии связи, использующие в качестве активного ретранслятора искусственный спутник Земли (например, спутник связи «Молния-1»).

Наконец, в технике связи и при научных исследованиях находят применение так называемые вторичные линии радиосвязи (рис. 1.3). Их особенность заключается в том, что излучаемый передатчиком сигнал непосредственно не попадает в пункт приема *B*. Сигнал, создаваемый передатчиком *A*, предварительно облучает искусственное или естественное тело *C*, которое по своим электрическим параметрам отличается от окружающей среды. Тело *C* создает в этих условиях вторичное излучение, которое и принимается в пункте *B*. Вторичное излучение на рис. 1.3 условно показано пунктирными стрелками. В частном случае приемное устройство может быть расположено в том же пункте, что и передающее. Примерами вторичных линий радиосвязи могут служить линии связи, использующие эффект рассеяния радиоволн в тропосфере, ионосфере, на метеорных ионизированных следах, от Луны или от пассивных искусственных спутников Земли. В первых четырех случаях роль рассеивающего тела выполняют естественные тела или элементы природы; в пятом случае — искусственный спутник Земли, созданный руками человека. Примерами вторичных линий с совмещенным расположением передатчика и приемника могут служить радиолокационная станция (роль тела *C* выполняет обнаруживаемый объект) и ионосферная станция вертикального зондирования (роль тела *C* выполняет отражающая область ионосферы).

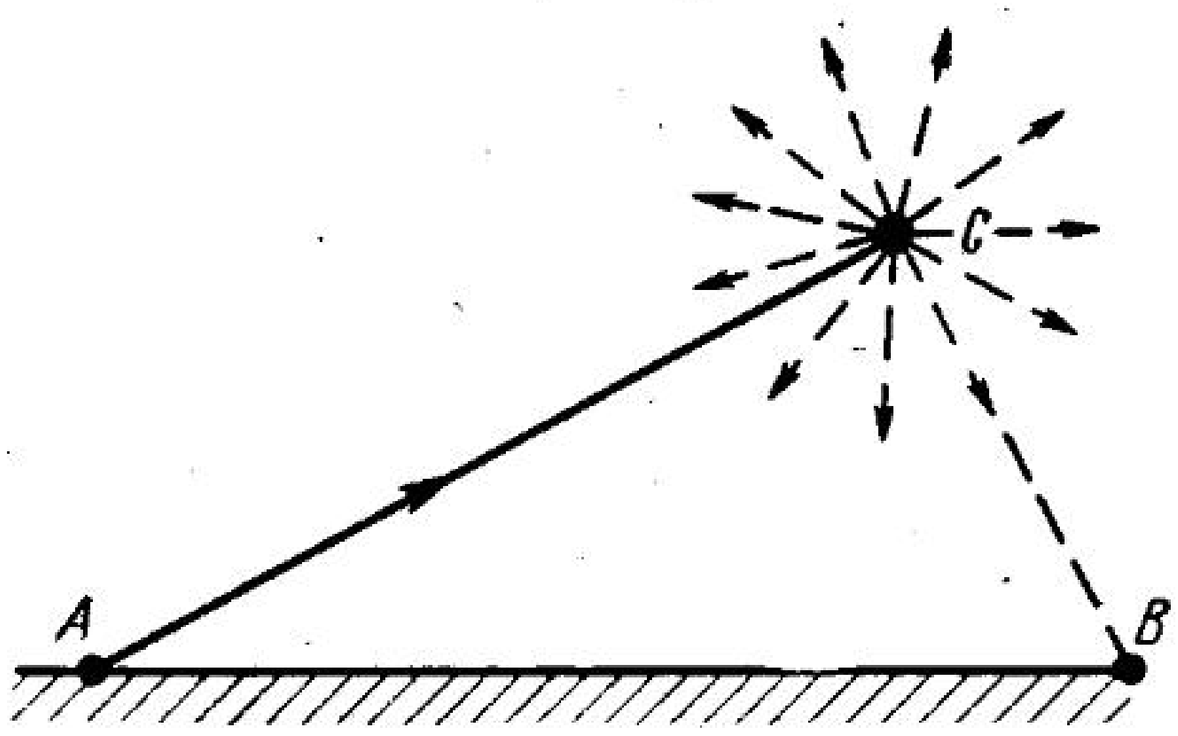


Рис. 1.3. Вторичная радиолиния: *A* — передатчик, *B* — приемник, *C* — облучаемый объект

1.2. КЛАССИФИКАЦИЯ РАДИОВОЛН ПО СПОСОБУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Успехи последних лет в области освоения космического пространства заставили пересмотреть ту классификацию, которая успешно применялась до последнего времени, когда радиостанции размещались либо на поверхности Земли, либо на небольшой высоте над ней. В прошлые годы речь шла о различных способах распространения радиоволн над поверхностью Земли. В настоящее же время классификация должна включать случаи осуществления радиосвязи с объектами, находящимися в космическом пространстве.

В однородных и изотропных средах радиоволны распространяются по прямолинейным траекториям с постоянной скоростью. Космическому пространству можно в первом приближении приписать свойства однородной изотропной среды и считать, что распространение волн в нем происходит, как в свободном пространстве. Такие волны принято называть свободно распространяющимися или прямыми. Траектория свободно распространяющейся волны условно показана на рис. 1.4. Необходимо считаться с тем, что в некоторых случаях при прохождении сквозь земную атмосферу (которая, как будет показано ниже, не является однородной средой) луч может несколько искривиться. Очевидно, что связь между двумя космическими объектами также осуществляется при помощи свободно распространяющихся волн. Наконец, все радиоастрономические наблюдения ведутся над свободно распространяющимися волнами, излучаемыми звездами, туманностями и другими радиоисточниками.

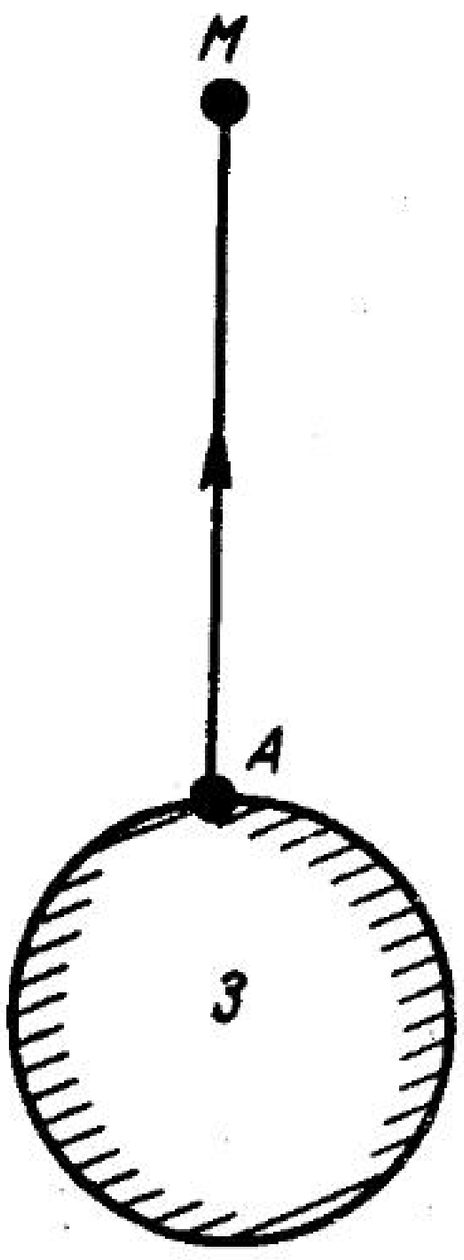


Рис. 1.4. Траектория свободно распространяющейся волны: *З* — Земля, *А* — передающая станция, *М* — космический объект

1) Определение. Радиоволны, распространяющиеся в однородной или слабо неоднородной среде, в частности, в космическом пространстве, по прямолинейным (или близким к ним) траекториям, носят название *свободно распространяющихся* или *прямых* волн. Такие волны при прохождении сквозь атмосферу Земли могут претерпеть небольшое искривление (рефракцию), рассеяние и поворот плоскости поляризации.

Однако в большинстве случаев мы имеем дело с такими линиями радиосвязи, конечные пункты которых расположены в непосредственной близости от поверхности Земли. В этих условиях уже нельзя пренебречь ни близостью Земли, ни влиянием окружающей ее атмосферы на процессы распространения радиоволн. Детальное исследование условий распространения радиоволн над поверхностью Земли позволило установить, что воздействие бли-

зости Земли и особенностей строения атмосферы на распространение радиоволн проявляется в виде трех факторов.

Этими факторами являются: 1) влияние близости и сферической формы поверхности Земли, 2) воздействие неоднородности тропосферы (т. е. нижней, примыкающей к поверхности Земли части атмосферы, простирающейся примерно до высоты 15 *км*) и 3) влияние ионосферы (верхних ионизированных слоев атмосферы, расположенных в интервале высот от 60 до примерно 600 *км*).

Рассмотрим воздействие этих факторов отдельно.

Для того чтобы выявить в чистом виде влияние близости Земли, предположим, что земной шар находится в безвоздушном пространстве. Присутствие полупроводящей поверхности Земли, с одной стороны, искажает структуру радиоволн (по сравнению со структурой волны в свободном пространстве) и вызывает поглощение радиоволн (вследствие проникновения волны в толщу Земли); с другой стороны, из-за сферической формы поверхности Земли распространяющиеся над ней волны испытывают дифракцию.

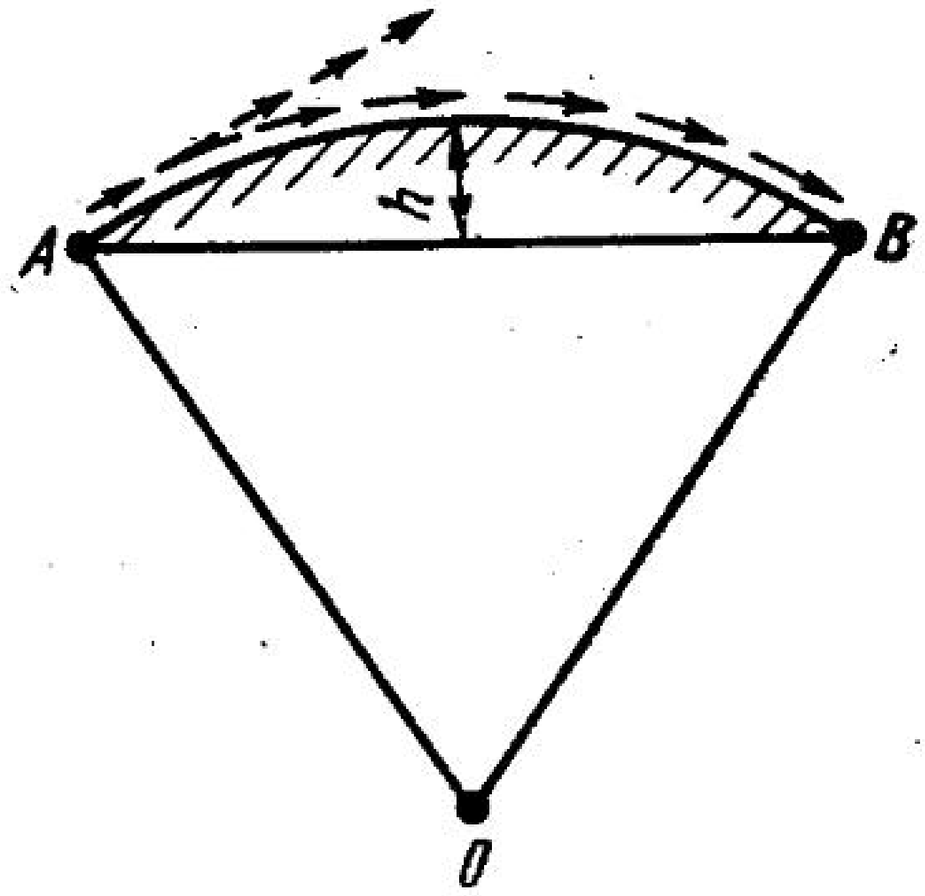


Рис. 1.5. Дифракциоиое распространеиие радиоволн вокруг земного шара

Из курса физики известно, что явление дифракции заметно проявляется в тех случаяу когда размеры препятствия на пути распространения волн соизмеримы с длиной волны. Таким препятствием в рассматриваемом случае можио считать шаровой сегмент высотой h (рис. 1.5), отсекаемый плоскостью, перпендикулярной плоскости рисунка и проходящей через хорду AB, соединяющую пункты передачи A и приема B. Судить о размерах этого препятствия можно по данным, приведенным в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Длина линии радиосвязи, *км*	1	5	10	50	100	500	1000	5000
Высота шарового сегмента, *м*	0,031	0,78	3,1	78	310	7800	$3,1 \cdot 10^4$	$3,75 \cdot 10^5$

Размер h настолько больше длин радиоволн оптического диапазона, что последние практически на земном шаре дифракции не испытывают и распространяются по прямолинейным траекториям. Наоборот, радиоволны, длина которых измеряется километрами и метрами, удовлетворяют условиям, благоприятствующим возникновению дифракции. Траектория дифрагирующей волны схематически показана на рис. 1.5 сплошными стрелками. На том же ри-

сунке пунктирной линией показан путь распространения волны, не испытывающей дифракции и распространяющейся вдоль касательной к поверхности Земли в точке *A*.

Дифракцией можно объяснить лишь частичное огибание радиоволнами выпуклой поверхности земного шара. Даже в наиболее благоприятных условиях (на самых длинных волнах) дальность дифракционного распространения не превышает 3000—4000 *км*.

Определение. Радиоволны, распространяющиеся в непосредственной близости от поверхности Земли и частично огибающие выпуклость земного шара вследствие явления дифракции, получили название *земных* или поверхностных волн. В настоящем учебнике будем придерживаться первого термина.

Отбросим теперь введенное выше допущение и предположим, что земной шар окружен тропосферой, простирающейся на высоту порядка 15 *км*. Однако по-прежнему будем считать, что вне тропосферы находится безвоздушное пространство.

Повлияет ли как-нибудь присутствие тропосферы на особенности распространения радиоволн?

Как будет показано в последующих разделах книги, тропосфера представляет собой неоднородную среду, свойства которой под действием метеорологических условий изменяются во времени и которая характеризуется не только постепенным уменьшением коэффициента преломления с высотой, но и обладает локальными (местными) неоднородностями коэффициента преломления. Плавное изменение однородности тропосферы приводит к искривлению траекторий распространяющихся в ней радиоволн, что способствует огибанию радиоволнами выпуклости земного шара. Таким образом, тропосфера влияет известным образом на условия распространения земных волн, как правило, способствуя повышению дальности распространения.

Локальные неоднородности претерпевают флуктуации. Они непрерывно изменяются во времени и в пространстве, т. е. постоянно меняют свою конфигурацию и перемещаются. Одни неоднородности исчезают, на их месте возникают новые. Локальные неоднородности тропосферы вызывают рассеяние радиоволн, и рассеянные волны могут попадать на расстояние до 1000 *км* от передатчика (рис. 1.6). Влияние рассеяния проявляется только на волнах короче 10 *м*, которые очень слабо дифрагируют вокруг земного шара. На более длинных волнах дифракция проявляется достаточно ярко; кроме того, здесь вступает в силу механизм дальнего распространения за счет отражений от ионосферы (см. ниже), поэтому рассеяние излучения теряет свое значение. Следует также отметить, что при некоторых благоприятных метеорологических условиях в приземном слое тропосферы возникают области резкого уменьшения коэффициента преломления с высотой; это позволяет волнам короче 3 *м* (в этом диапазоне дифракция выражена еще слабее) распространяться на расстояние до 800—1000 *км* от передатчика за счет направляющего (волноводного) действия тропосферы.

2) Определение. Радиоволны, распространяющиеся на значительные (примерно до 1000 *км*) расстояния за счет рассеяния в тропосфере и направляющего (волноводного) действия тропосферы, получили название *тропосферных* волн. Как тропосферные могут распространяться только волны короче 10 *м*.

Таким образом, присутствие тропосферы существенно влияет только на особенности распространения радиоволн короче 10 *м*.

Отбросим теперь последнее ограничение и предположим, что

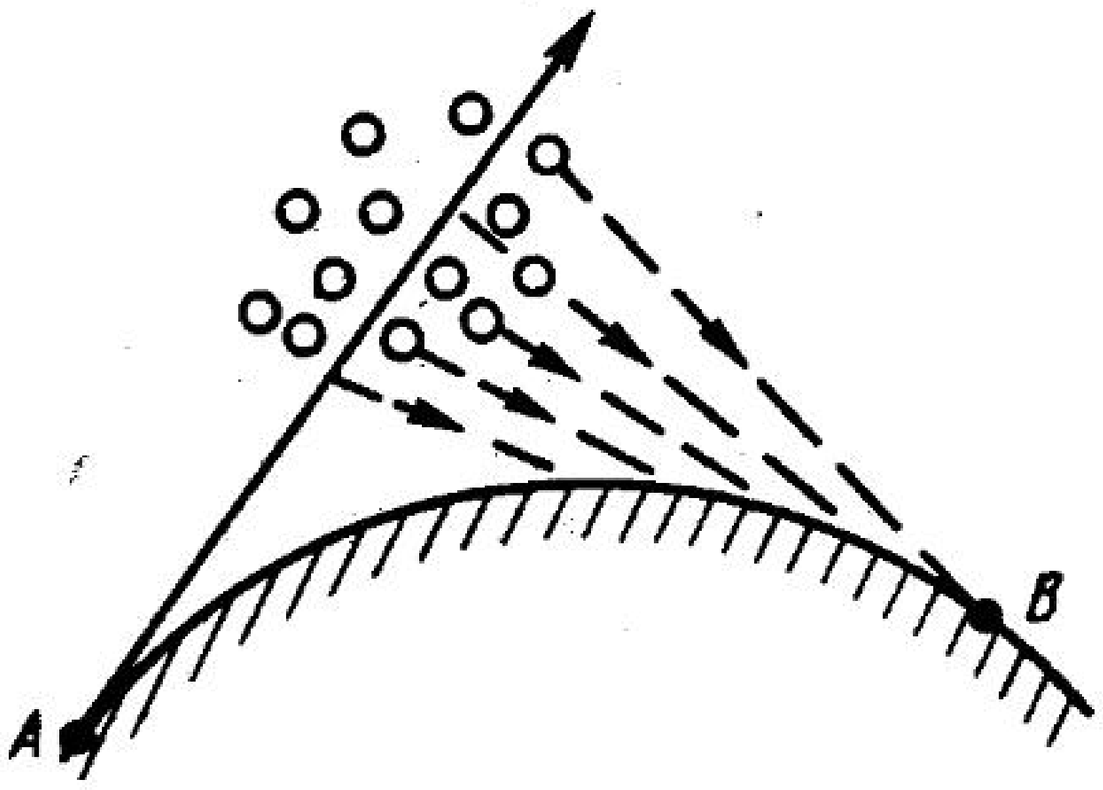


Рис. 1.6. Рассеяние радиоволн на локальных неоднородностях тропосферы: *A* — передатчик, *B* — приемник

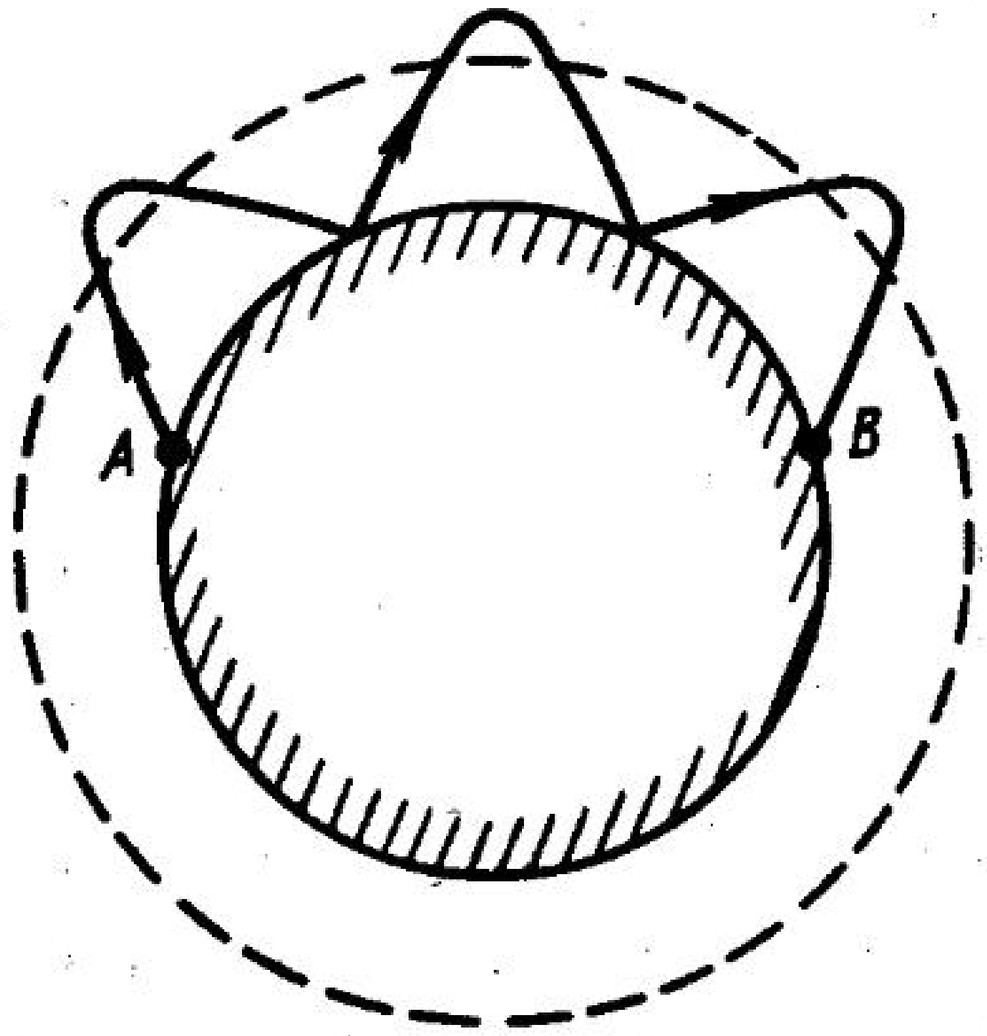


Рис. 1.7. Распространение радиоволн за счет многократного отражения от ионосферы

земной шар окружен реальной атмосферой, т. е. и той оболочкой воздуха, которая расположена над тропосферой. Ранее отмечалось, что область высот от 60 до 600 *км* занимает так называемая ионосфера. По отношению к радиоволнам ионосфера ведет себя как полупроводящая среда, от которой волны могут отражаться. Теоретические расчеты показывают, что от ионосферы обычно отражаются только волны длиннее 10 *м*. Таким образом, для волн этого диапазона ионосфера непрозрачна и они, как правило, не могут покинуть пределы земной атмосферы [1]).

Для более коротких волн, в том числе и для радиоволн оптического диапазона, ионосфера является вполне прозрачной средой. При однократном отражении от ионосферы радиоволны могут перекрывать расстояния, не превышающие примерно 4000 *км*. Однако падающие на полупроводящую поверхность Земли волны также отражаются от нее и, распространяясь вверх, могут вновь отразиться от ионосферы. В результате подобного многократного отражения от ионосферы и поверхности Земли радиоволны могут попасть

---

[1]) Исключением являются сверхдлинные волны, обладающие при некоторых условиях способностью распространяться вдоль силовых линий магнитного поля Земли.

в сколь угодно удаленные точки земной поверхности и даже несколько раз обогнуть земной шар. На рис. 1.7 схематически показана траектория распространения радиоволн при трехкратном отражении от ионосферы.

Помимо способности отражать радиоволны, ионосфера, благодаря наличию в ней мелких неоднородностей, обладает свойством рассеивать падающие на нее радиоволны. Кроме того, вторгающиеся в атмосферу Земли метеоры образуют ионизированные столбы воздуха, так называемые ионизированные следы метеоров, обладающие способностью отражать падающие на них радиоволны. Заметим, что рассеиваться от неоднородностей ионосферы и отражаться от метеорных следов могут волны короче 10 *м*, т. е. волны, которые уже не обладают способностью испытывать регулярные отражения от ионосферы. Метровые волны за счет рассеяния от ионосферы и отражения от ионизированных следов метеоров могут распространяться на расстояния до 2000 *км*. Эффекты рассеяния в ионосфере и отражения от ионизированных следов метеоров на волнах длиннее 10 *м* маскируются процессами регулярного отражения от ионосферы, которые приводят к созданию в месте приема гораздо более сильных полей.

Подобно тропосфере, ионосфера представляет собой образование, свойства которого непрерывно изменяются. На медленные изменения накладываются более быстрые беспорядочные флуктуации. Таким флуктуациям подвержены, в частности, образующиеся в ионосфере локальные неоднородности.

Определение. Радиоволны, распространяющиеся на большие расстояния и огибающие земной шар в результате однократного или многократного отражения от ионосферы (в диапазоне волн длиннее 10 *м*), а также волны, рассеивающиеся на неоднородностях ионосферы и отражающиеся от ионизированных следов метеоров (в диапазоне метровых волн), получили название *ионосферных* или пространственных волн. В настоящем учебнике будем придерживаться первого термина.

Впервые изучающие курс распространения радиоволн обычно встречаются с известными трудностями в вопросе о том, волны каких диапазонов распространяются как земные, тропосферные и ионосферные. Чтобы облегчить понимание этого вопроса, ниже даются общие указания. На близких расстояниях от передатчика волны всех диапазонов распространяются как земные.

Тропосфера влияет только на условия распространения радиоволн короче 10 *м*. Поэтому как тропосферные распространяются только метровые, дециметровые и сантиметровые волны.

Регулярные отражения от ионосферы испытывают волны длиннее 10 *м*. Поэтому как ионосферные могут распространяться лишь сверхдлинные, длинные, средние и короткие волны. Однако метровые волны также могут распространяться как ионосферные — за счет рассеяния на неоднородностях ионосферы и отражений от метеорных следов.

Наконец, все волны короче 10 *м*, включая миллиметровые волны и волны оптического диапазона, распространяются как прямые (в атмосфере Земли и в космическом пространстве).

1.3. СИСТЕМА ПРИМЕНЯЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И ЕДИНИЦ

В учебнике применяется система единиц СИ, которая по отношению к величинам электромагнитного характера совпадает с практической рационализированной системой единиц МКСА. Во всех случаях принимается зависимость от времени вида $e^{i\omega t}$. Применяются две группы обозначений: для величин, характеризующих поле и источники радиоволн, и для величин, характеризующих среду, в которой распространяются волны.

Поле радиоволны характеризуется следующими величинами:

E — мгновенное значение напряженности электрического поля радиоволны, *в/м*;

E_m — амплитудное значение напряженности электрического поля радиоволны, *в/м*;

$E_д$ — действующее значение напряженности электрического поля радиоволны, *в/м*;

H — мгновенное значение напряженности магнитного поля радиоволны, *а/м*;

H_m — амплитудное значение напряженности магнитного поля радиоволны, *а/м*;

$H_д$ — действующее значение напряженности магнитного поля радиоволны, *а/м*;

П — вектор Пойнтинга, *вт/м²*;

P_1 — излучаемая антенной мощность, *вт*;

P_2 — принимаемая антенной мощность, *вт*;

I_m — амплитудное значение тока в антенне, *а*;

$I_д$ — действующее значение тока в антенне, *а*.

Среда характеризуется следующими величинами:

$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ — диэлектрическая проницаемость свободного пространства, *ф/м*;

ε_a — диэлектрическая проницаемость среды, *ф/м*;

$\varepsilon = \varepsilon_a/\varepsilon_0$ — относительная диэлектрическая проницаемость, совпадающая по абсолютному значению с диэлектрической проницаемостью в системе СГСЕ;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная проницаемость свободного пространства, *гн/м*;

μ_a — магнитная проницаемость среды, *гн/м*;

$\mu = \mu_a/\mu_0$ — относительная магнитная проницаемость среды, совпадающая по абсолютному значению с магнитной проницаемостью в системе СГСМ;

σ — удельная электрическая проводимость среды, *сим/м*;

δ — плотность электрического тока, *а/м²*.

Для облегчения практического пользования расчетными формулами и учитывая, что, помимо основных единиц системы МКСА, часто применяются производные (с десятичными приставками), будем во всем последующем изложении придерживаться следующих правил:

а) после написания формулы обязательно указывается, в каких единицах она выражена;

б) если все величины, входящие в формулу, выражены в основных единицах (*м, сек, кг, а, в, к, гн, ф* и т. д.), то единицы измерения величин не указываются;

в) если хотя бы одна из входящих в формулу величин выражена в производных единицах, то в виде индексов указываются единицы измерения для всех входящих в формулу величин.

Систематическое применение этих правил избавит учащихся от многих возможных ошибок и недоразумений.

Большого упрощения расчетных формул можно достичь введением понятия о комплексной диэлектрической проницаемости полупроводящей среды.

Первое уравнение Максвелла для полупроводящих сред в принятой системе единиц имеет вид

$$\varepsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} = \operatorname{rot} \mathbf{H}, \ a/м^2. \qquad (1.1)$$

Жирными буквами принято обозначать векторные величины.

Если напряженность электрического поля радиоволны меняется во времени по гармоническому закону

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{i\omega t}, \ в/м,$$

то путем дифференцирования легко выразить **E** через ее производную по времени:

$$\mathbf{E} = -\frac{i}{\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \ в/м.$$

Подставляя это значение в ф-лу (1.1), получаем

$$\left(\varepsilon_a - i\frac{\sigma}{\omega}\right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathbf{H}, \ a/м^2.$$

Сопоставляя полученное уравнение с уравнением Максвелла для идеального диэлектрика, которое можно получить из ф-лы (1.1), положив в нем $\sigma = 0$,

$$\varepsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathbf{H}, \qquad (1.1а)$$

замечаем, что комплексная величина $\varepsilon_{ak} = \varepsilon_a - i\frac{\sigma}{\omega}$ играет роль диэлектрической проницаемости полупроводящей среды. Она получила название комплексной диэлектрической проницаемости.

При расчетах удобнее пользоваться относительной (безразмерной) комплексной диэлектрической проницаемостью, которая получается путем деления ε_{ak} на ε_0 и выражается формулой

$$\varepsilon_k = \frac{\varepsilon_{ak}}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\varepsilon_0} - i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} = \varepsilon - i\frac{\sigma\lambda 36\pi 10^9}{2\pi c} = \varepsilon - i\,60\lambda\sigma, \quad (1.2)$$

где $c = 3\cdot 10^8$ *м/сек* — скорость света в свободном пространстве. Поскольку в полученной формуле не указываются единицы измерения, то в соответствии со сформулированным выше правилом λ следует выражать в *м*, а σ — в *сим/м*.

Первый член в левой части первого уравнения Максвелла (1.1), как известно, выражает собой плотность тока смещения

$$j_{см} = \varepsilon_a \frac{\partial E}{\partial t}, \ a/м^2, \quad (1.3)$$

в то время как второй член — плотность тока проводимости

$$j_{пр} = \sigma E, \ a/м^2. \quad (1.4)$$

При рассмотрении влияния полупроводящей поверхности Земли на условия распространения земных волн полученные формулы можно в значительной степени упростить, если в полупроводящей среде доминируют соответственно токи смещения или токи проводимости. Поэтому большое практическое значение приобретает знание отношения токов смещения к токам проводимости [1]. Путем деления из ф-л (1.3) и (1.4) находим

$$\left|\frac{j_{см}}{j_{пр}}\right| = \left|\frac{i\varepsilon_a\omega E}{\sigma E}\right| = \frac{2\pi c\varepsilon\varepsilon_0}{\lambda\sigma} = \frac{\varepsilon}{60\lambda\sigma}.$$

Отношение $j_{см}/j_{пр}$ составлено из величин, входящих в выражение (1.2) для комплексной диэлектрической проницаемости.

1.4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Предположим, что в свободном пространстве (т. е. в однородной непоглощающей среде, относительная диэлектрическая проницаемость которой равна единице) помещен изотропный излучатель — воображаемый точечный излучатель, равномерно излучающий радиоволны во всех направлениях.

Обозначая через P_1 излучаемую источником мощность, определим плотность потока энергии (вектор Пойнтинга) на расстоянии r от источника радиоволн (рис. 1.8), основываясь на том, что излучаемая энергия *равномерно* распределяется по поверхности сферы радиуса r. Выражая мощность излучателя в *вт*, а линейные размеры — в *м*, получим для численного значения вектора Пойнтинга выражение

$$\Pi = P_1/4\pi r^2, \ вт/м^2. \quad (1.5)$$

В принятой системе единиц среднее за период численное значение вектора Пойнтинга выражается формулой

$$\Pi = E_д H_д, \ вт/м^2, \tag{1.6}$$

где напряженности электрического и магнитного полей связаны между собой соотношением

$$H_д = E_д/120\,\pi, \ а/м. \tag{1.7}$$

Здесь величина 120π представляет собой волновое сопротивление свободного пространства и выражается в омах.

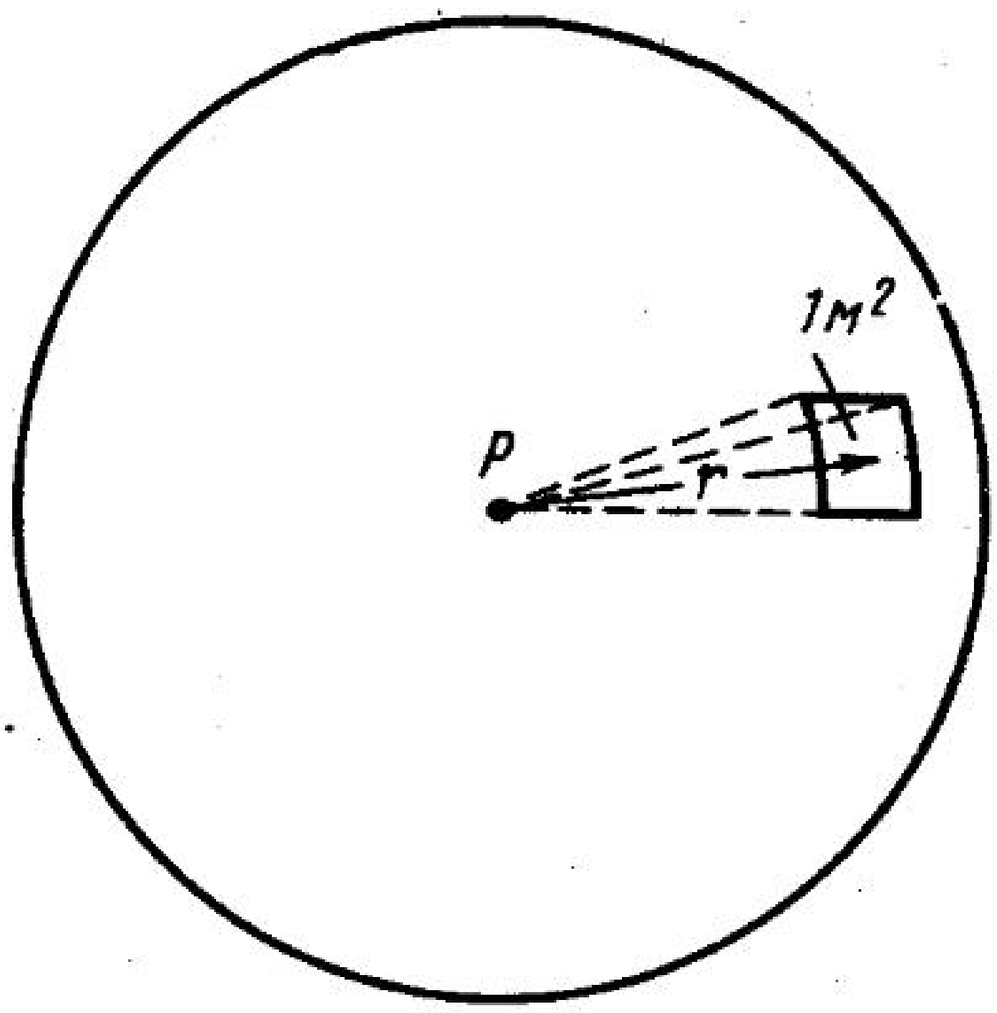


Рис. 1.8. К определению напряжеиности поля волиы, создаваемой изотропным излучателем

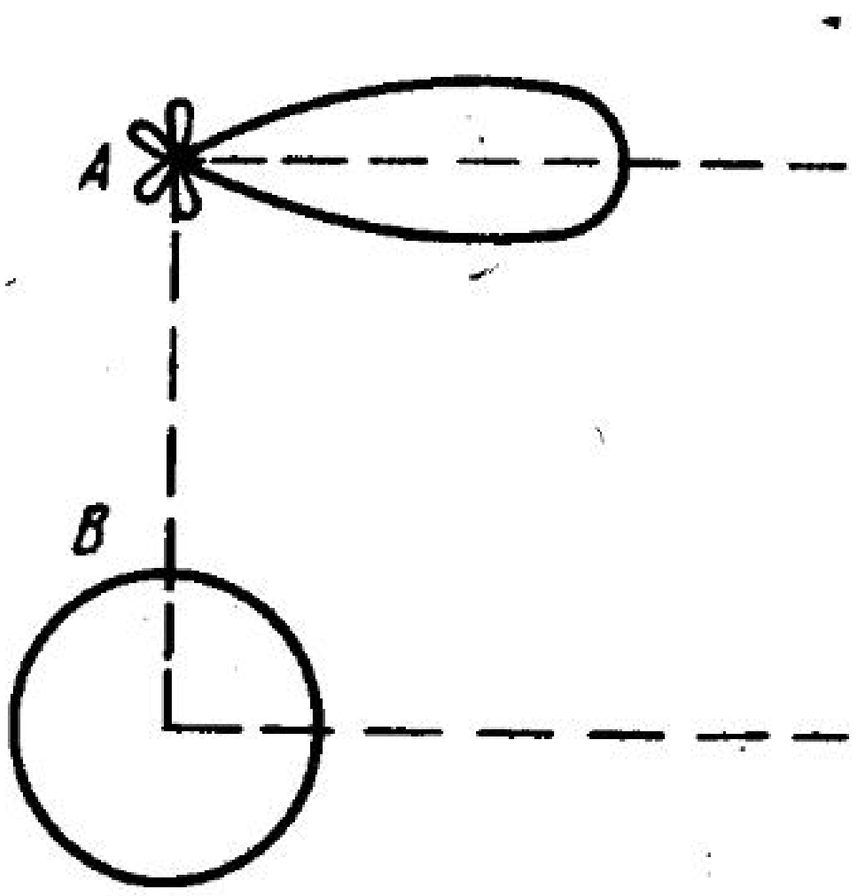


Рис. 1.9. Диаграммы направленности антенн, направленной (*A*) и изотропной (*B*)

Подставляя ф-лу (1.7) в (1.6), получаем

$$\Pi = E_д^2/120\,\pi, \ вт/м^2. \tag{1.8}$$

Приравнивая выражения (1.5) и (1.8) и решая полученное уравнение относительно $E_д$, находим

$$E_д = \sqrt{30\,P_1}/r, \ в/м. \tag{1.9}$$

В реальных условиях изотропные излучатели, конечно, не применяются, а используются антенны, обладающие направленным излучением. Степень направленности антенны характеризуется ее коэффициентом направленности D (или усилением) по отношению к изотропному излучателю.

Предположим, что рядом расположены направленная A и изотропная B антенны. На рис. 1.9 схематически показаны диаграммы направленности обеих антенн. Изотропная антенна, как и следовало ожидать, обладает круговой диаграммой направленности. Если обе антенны излучают одинаковые мощности P_1, то ясно, что в пункте приема, который достаточно удален от антенн и на который ориентирована направленная антенна, бóльшая напряженность поля создается от направленной антенны, так как она концентри-

рует излучаемую энергию в желаемом направлении. Будем постепенно увеличивать подводимую к изотропной антенне мощность до тех пор, пока она не создаст такое же поле, что и направленная антенна. Множитель D_1, показывающий, во сколько раз следует увеличить мощность, подводимую к изотропной антенне, чтобы она создавала такую же напряженность поля, что и направленная, носит название коэффициента направленности или коэффициента усиления [1]).

Таким образом, направленная антенна по создаваемой ею в месте приема напряженности поля эквивалентна изотропной антенне, которая излучает в D_1 раз бо́льшую мощность. Это позволяет представить формулу для напряженности поля, создаваемой в свободном пространстве направленной антенной, в следующем виде:

$$E_д = \sqrt{30 P_1 D_1}/r, \ в/м. \tag{1.10}$$

Амплитудное значение напряженности поля выражается формулой

$$E_m = \sqrt{60 P_1 D_1}/r, \ в/м. \tag{1.10а}$$

Выражение для мгновенного значения напряженности электрического поля радиоволны можно записать в форме

$$E = \frac{\sqrt{60 P_1 D_1}}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c}\right) = \frac{\sqrt{60 P_1 D_1}}{r} \cos(\omega t - \kappa r), \ в/м, \tag{1.11}$$

где $\kappa = \omega/c = 2\pi/\lambda$ — волновой множитель. Часто вместо тригонометрической формы зависимости поля от расстояния предпочитают пользоваться символической записью. Тогда вместо ф-лы (1.11) получим

$$E = \frac{\sqrt{60 P_1 D_1}}{r} e^{i(\omega t - \kappa r)}, \ в/м. \tag{1.11а}$$

Такая запись существенно упрощает все промежуточные выкладки. При пользовании символической записью необходимо постоянно иметь в виду, что фактически наблюдаемое поле является вещественной частью выражения (1.11а). Однако для упрощения записи символ Re (вещественная часть) обычно опускается.

Единицы измерения величин, входящих в ф-лы (1.9)—(1.11), не очень удобны для практического применения, так как напряженность поля выражена в *в/м*, а расстояние — в *м*. Выражая мощность в *квт*, расстояние — в *км*, а напряженность поля — в *мв/м*, получаем

$$E_д = \frac{173 \sqrt{P_{1\,[квт]} D_1}}{r_{[км]}}, \ мв/м;$$

---

[1]) Коэффициент усиления несколько отличается от коэффициента направленности, так как он учитывает кпд антенны. Однако эту тонкость не будем принимать во внимание, потому что у многих направленных антенн кпд близок к 100%.

для действующего значения напряженности поля и

$$E_m = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}},\ мв/м$$

— для амплитудного.

Обращаем внимание читателя, что в соответствии с установленным правилом единицы измерения в этих формулах написаны в виде индексов.

В течение долгого времени условия распространения волн было принято оценивать напряженностью электрического поля, создаваемого передатчиком в месте приема. Такой критерий был более или менее оправдан в условиях, когда радиосвязь осуществлялась в диапазоне длинных, средних и, частично, коротких волн. В связи с широким применением в последние годы диапазона укв более рационально характеризовать условия приема мощностью, создаваемой на входе приемного устройства, ибо чувствительность современных приемных устройств принято выражать мощностью на входе, требуемой для уверенного приема сигналов. Для этого необходимо знать направленность приемной антенны D_2. Однако это обстоятельство не ограничивает область применения такого метода, так как направленность передающей антенны D_1 также должна быть известна. Наконец, чтобы исключить конкретные типы антенн, можно предположить, что обе антенны изотропны, т. е. $D_1 = D_2 = 1$.

В учебниках по антенно-фидерным устройствам показывается, что эффективная площадь антенны A, т. е. площадь, из которой приемная антенна извлекает энергию подходящей к ней радиоволны, связана с коэффициентом направленности D_2 соотношением

$$A = D_2 \lambda^2/4\pi,\ м^2.$$

Для того чтобы определить мощность, подводимую ко входу приемного устройства, достаточно умножить плотность потока энергии в месте расположения приемной антенны (вектор Пойнтинга) на эффективную площадь этой антенны. В случае направленного излучателя численное значение вектора Пойнтинга будет в D_1 раз больше значения, выражаемого ф-лой (1.5), т. е.

$$\Pi_2 = \frac{P_1 D_1}{4\pi r^2},\ вт/м^2.$$

В более удобных единицах

$$\Pi_2 = 8\cdot 10^4 \frac{P_{1\,[квт]}\,D_1}{r^2_{[км]}},\ квт/м^2.$$

Умножая это значение на A_2, находим

$$P_2 = \Pi A_2 = \frac{P_1 D_1 D_2 \lambda^2}{(4\pi r)^2},\ вт, \qquad (1.12)$$

или, в более удобных единицах,

$$P_2 = 6{,}33 \cdot 10^3 P_{1\,[квт]} D_1 D_2 \frac{\lambda_{[м]}}{r^2_{[км]}}, \text{ вт.} \qquad (1.12а)$$

При проектировании систем связи очень удобно пользоваться понятием о потерях при распространении, понимая под этим отношение излучаемой мощности к принимаемой. Из ф-лы (1.12) получаем

$$L_{св} = \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}, \qquad (1.13)$$

где индекс «св» означает, что речь идет о потерях при распространении в свободном пространстве.

Для того чтобы исключить влияние антенн, можно ввести понятие об основных потерях при распространении, понимая под этим потери в случае применения в качестве передающей и приемной антенн изотропных излучателей. Положив в ф-ле (1.13) $D_1 = D_2 = 1$, находим

$$L_{0\,св} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2. \qquad (1.13а)$$

Поскольку абсолютное значение потерь может изменяться в весьма больших пределах, их удобно выражать в *дб*. В этом случае ф-лы (1.13) и (1.13а) принимают вид:

$$L_{св\,[дб]} = 10 \lg L_{св} = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - D_{1\,[дб]} - D_{2\,[дб]} \qquad (1.14)$$

и

$$L_{0\,св\,[дб]} = 10 \lg L_{0\,св} = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda. \qquad (1.14а)$$

Здесь следует твердо помнить, что расстояние и длина волны должны выражаться в *м*.

Формулы (1.14) и (1.14а) особенно удобны еще и потому, что в антенной технике коэффициент направленности (усиление антенн) также принято выражать в *дб*.

До сих пор передающая антенна характеризовалась излучаемой ею мощностью и коэффициентом направленности. В диапазонах длинных и средних волн иногда более удобно характеризовать передающую антенну силой протекающего по ней тока и так называемой действующей длиной. В основу расчета можно положить представление о находящемся в свободном пространстве элементарном излучателе (рис. 1.10). Обозначая через $I_д$ действующее значение силы тока в элементарном излучателе, через

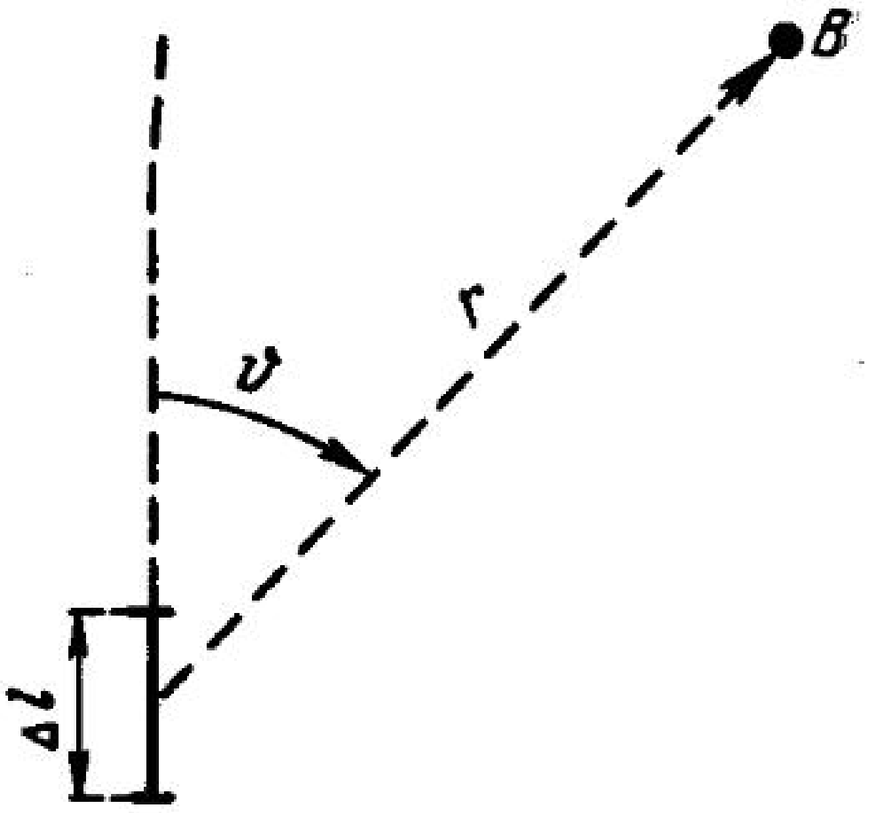


Рис. 1.10. К определению поля, создаваемого элементарным излучателем

Δl — его длину, а через ϑ — угол между осью излучателя и направлением на пункт приема, для напряженности поля на удалении r получим

$$E_д = \frac{60\pi I_д \Delta l}{\lambda r} \sin\vartheta, \ в/м. \qquad (1.15)$$

Множитель $\sin\vartheta$ характеризует направленные свойства элементарного излучателя. $E_д$ достигает максимума в экваториальной плоскости, когда $\vartheta = 90°$. Формулу (1.15) можно использовать и для нахождения поля излучателей конечной длины. Для этого длину элементарного излучателя следует заменить так называемой действующей длиной антенны $l_д$. Для поля в экваториальной плоскости ф-ла (1.15) при этом принимает внд:

$$E_д = \frac{60\pi I_д l_д}{\lambda r}, \ в/м,$$

или, в более удобных единицах,

$$E_д = \frac{60\pi I_{д\,[а]}\, l_{д\,[м]}}{\lambda_{[м]}\, r_{[км]}}, \ мв/м.$$

Здесь под $I_д$ следует понимать действующее значение тока в пучности антенны.

Находящийся в однородной и изотропной среде излучатель (независимо от того, какой направленностью он обладает) создает сферические волны, т. е. волны, у которых поверхность одинаковых фаз представляет собой поверхность сферы с центром в месте расположения излучателя. Это положение очевидно, ибо фаза φ волны определяется из выражения (1.11) в зависимости от пройденного пути и скорости распространения:

$$\cos\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) = \cos\left(\omega t - \frac{\omega r}{c}\right) = \cos(\omega t - \varphi).$$

В однородной и изотропной среде скорость распространения во всех направлениях одинакова, и условие $\varphi = \omega r/c = \text{const}$ равносильно выполнению равенства $r = \text{const}$, которое является уравнением сферы в сферической системе координат.

Пример 1.1. Определить величину основных потерь при распространении в свободном пространстве в двух случаях: а) при распространении на расстояние $r = 10$ *км* и длине волны $\lambda = 20000$ *м* и б) при распространении на расстоянии $r = 10^7$ *км* (в случае связи с космическими кораблями) и длине волны $\lambda = 3$ *см*.

Подставляя заданные значения r и λ в ф-лы (1.13а) и (1.14а), находим:

а) $L = 39{,}3$ или $L = 15{,}9$ *дб*;

б) $L = 1{,}75 \cdot 10^{25}$ или $L = 252$ *дб*.

Полученные цифры наглядно показывают, в сколь больших пределах может изменяться значение основных потерь в практически встречаемых случаях распространения радиоволн и насколько удобно в этих условиях выражать потери *в дб*.

1.5. ПОНЯТИЕ МНОЖИТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ. ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА ЛИНИЙ РАДИОСВЯЗИ С НЕИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ВО ВРЕМЕНИ ПАРАМЕТРАМИ

Процесс распространения радиоволн над поверхностью Земли неразрывно связан с явлением поглощения энергии волны и со всякого рода потерями энергии. При распространении земных волн энергия, во-первых, теряется из-за проникновения радиоволн в толщу Земли, а также вследствие дифракционных потерь энергии, так как лишь небольшая доля энергии волны огибает выпуклость земного шара. При распространении тропосферных волн основной поток энергии волны проходит сквозь тропосферу, и лишь небольшая доля его рассеивается тропосферой, образуя полезный поток энергии. Ионосферные волны претерпевают потери при проникновении сквозь полупроводящие ионизированные слои атмосферы.

Ослабление поля радиоволны при распространении в реальных условиях по сравнению с ослаблением, которое наблюдалось бы при распространении в свободном пространстве, принято характеризовать множителем или функцией ослабления F. Если тем или иным способом определен множитель ослабления, то напряженность поля вычисляется по формуле

$$E_{д} = \frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\,F,\ мв/м, \qquad (1.16)$$

где r — путь, проходимый волной от пункта передачи до пункта приема.

В этом параграфе рассматриваются линии связи простейшего типа, параметры которых либо не изменяются во времени, либо изменяются весьма незначительно и для которых множитель ослабления F является фиксированной величиной. Это, конечно, известная идеализация реальных условий распространения. Подобные условия в первом приближении выполняются в диапазонах сверхдлинных и длинных волн и в космических системах связи.

Аналогичным образом можно найти плотность потока энергии

$$\Pi = \frac{P_1 D_1}{4\pi r^2}\,F^2,\ вт/м^2, \qquad (1.17)$$

или, в более удобных единицах,

$$\Pi = 8\cdot 10^4 \cdot \frac{P_{1[квт]}\,D_1}{r^2_{[км]}}\cdot F^2,\ нвт/м^2. \qquad (1.17а)$$

В ф-лы (1.17) и (1.17а) входит квадрат множителя ослабления, так как вектор Пойнтинга пропорционален квадрату напряженности поля [ф-ла (1.8)].

При учете ослабления формула для потерь при распространении [ф-ла (1.13)] принимает вид:

$$L = \frac{P_1}{P_2} = \frac{L_{св}}{F^2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda F}\right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}, \qquad (1.18)$$

а основные потери определяют формулой

$$L_0 = \frac{L_{0\,св}}{F^2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda F}\right)^2.$$

Потери при распространении, выраженные в *дб*, соответственно представляются формулами:

$$L_{[дб]} = 10 \lg L = L_{св\,[дб]} - 20 \lg F = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - \\ - F_{[дб]} - D_{1\,[дб]} - D_{2\,[дб]}; \qquad (1.18а)$$

$$L_{0\,[дб]} = 10 \lg L_0 = L_{0\,св\,[дб]} - 20 \lg F = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - F_{[дб]}.$$

Заметим, что по определению децибела множитель ослабления $F_{[дб]}$ по полю равен по абсолютной величине множителю ослабления $F^2_{[дб]}$ по потоку энергии. Действительно, по полю $F_{[дб]} = 20 \lg F$ и по потоку энергии $(F^2)_{[дб]} = 10 \lg F^2 = 20 \lg F$. Поэтому очень удобно выражать множитель ослабления просто в *дб*. При этом нет нужды уточнять, идет ли речь об ослаблении поля, или об ослаблении потока энергии.

Формулу (1.18) можно положить в основу расчета линий радиосвязи. Обычно бывают заданными требуемая для уверенного приема сигналов мощность на входе приемного устройства P_2, длина волны λ, расстояние r и множитель ослабления F, определяемый условиями распространения волн. Требуется рассчитать мощность, которую должна излучать передающая антенна, и коэффициенты направленности передающей и приемной антенн. Для подобных расчетов ф-лу (1.18) удобно представить в следующем виде:

$$P_1 D_1 D_2 = \left(\frac{4\pi r}{\lambda F}\right)^2 P_2, \ вт. \qquad (1.19)$$

Следует выбрать такие значения сомножителей P_1, D_1, D_2, при которых стоимость сооружения линии радиосвязи окажется минимальной. Задача упрощается в тех случаях, когда дополнительно задаются типы антенн, а следовательно, и значения их коэффициентов направленности.

Задачу можно решить и в логарифмическом варианте. Для этого условимся выражать мощность на входе приемного устройства P_2 и излучаемую передатчиком мощность в *дб* по отношению к 1 *вт*. Введем обозначения: $10 \lg P_{2[вт]} = P_{2[дб,\,вт]}$ и $10 \lg P_{1\,[вт]} = P_{1[дб,вт]}$. Обозначение *дб, вт* следует понимать как *дб* по отношению к мощности в 1 *вт*.

Эквивалентами ф-лы (1.19) в этих условиях будут выражения

$$P_{1\,[дб,\,вт]} + D_{1\,[дб]} + D_{2\,[дб]} = P_{2\,[дб,\,вт]} + 20 \lg (4\pi r) - \\ - 20 \lg \lambda - F_{[дб]} \qquad (1.20)$$

или $$P_{1\,[дб,\ вт]} + D_{1\,[дб]} + D_{2\,[дб]} = P_{2\,[дб,\ вт]} + L_{0\ св\ [дб]} - F_{[дб]},$$

или $$P_{1\,[дб,\ вт]} = P_{2\,[дб,\ вт]} + L_{св[дб]} - F_{[дб]},$$

или $$P_{1\,[дб,\ вт]} = P_{2\,[дб,\ вт]} + L_{[дб]}.$$

Таким образом, процедура определения необходимых параметров проектируемой линии связи еще более упрощается и сводится к операциям сложения и вычитания.

Из ф-л (1.19) и (1.20) следует, что с точки зрения распространения радиоволн основной задачей расчета линий связи, параметры которых не меняются во времени, является умение определять величину множителя ослабления F в разных условиях распространения земных, тропосферных и ионосферных волн. К определению множителя ослабления при различных встречаемых в практике случаях распространения радиоволн и сводится, по существу, основное содержание дальнейших разделов книги.

Пример 1.2. Определить мощность передатчика, необходимую для осуществления радиосвязи при следующих условиях: требуемая мощность на входе приемного устройства $P_2 = 10^{-14}$ *вт* или $P_2 = 10 \lg 10^{-14} = -140$ *дб, вт;* расстояние $r = 400$ *км;* длина волны $\lambda = 20$ *см;* множитель ослабления $F = -80$ *дб*; усиление передающей и приемной антенн $D_1 = D_2 = 30$ *дб*. Подставляя эти значения в ф-лу (1.20), находим $P_1 = -140 - 30 - 30 + 134 + 14 + 80 = 28$ *дб, вт*. Мощность передатчика в ваттах вычисляем из соотношения: $28 = 10 \lg P_1$, откуда $P_1 = 630$ *вт*.

В этом весьма упрощенном примере не учитывались флуктуации множителя ослабления. Учет этих флуктуаций, конечно, изменил бы значение требуемой мощности.

1.6. ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН

До сих пор мы обращали внимание только на одну сторону процесса распространения радиоволн, а именно, на испытываемое волнами ослабление, которое учитывалось при помощи множителя ослабления F. Однако такой подход является весьма грубой идеализацией гораздо более сложных явлений, сопровождающих процесс распространения. Суть дела заключается в том, что далеко не всегда параметры среды, в которой распространяются волны, можно считать постоянными, не изменяющимися во времени. Речь идет об электрических параметрах поверхности Земли (диэлектрической проницаемости и электрической проводимости), о параметрах тропосферы (диэлектрической проницаемости, поскольку проводимостью нижние слои атмосферы практически не обладают) и о диэлектрической проницаемости и электрической проводимости верхних ионизированных слоев атмосферы.

Параметры почвы быстрых изменений не претерпевают. Можно говорить только о суточных, сезонных изменениях проводимости

почвы и то весьма незначительных. Наоборот, как в тропосфере, так и в ионосфере под действием воздушных течений и восходящих и нисходящих токов воздуха происходят весьма заметные и быстрые флуктуационного характера изменения электрических параметров. В тропосфере могут быстро сформироваться слоистые образования с резким перепадом значений диэлектрической проницаемости, отражающие ультракороткие волны. Эти области под действием ветра и вертикальных течений, подобно облакам, перемещаются как по горизонтали, так и по вертикали. Еще более сложные, быстро меняющиеся во времени процессы, связанные с образованием и перемещением вверх и вниз отражающих слоев, происходят в ионосфере.

Часто возникают условия, при которых в пункт приема попадают несколько лучей, прошедших пути различной длины (например, при одном и двух отражениях от ионосферы). Это явление получило название многолучевости.

Многолучевость в сочетании с беспорядочным изменением свойств тропосферы и ионосферы влечет за собой целый ряд искажений формы передаваемых сигналов. Если передатчик излучает монохроматический сигнал строго постоянной амплитуды (рис. 1.11а), то в месте приема сигнал приобретает форму, показанную на рис. 1.11б. Возникают беспорядочные изменения (флуктуации) амплитуды и фазы принимаемого сигнала, называемые замираниями.

В реальных условиях передатчик работает не в режиме непрерывного излучения, а в режиме манипуляции или модуляции. Например, при телеграфной связи в простейшем случае антенна передатчика излучает импульсы (при амплитудной манипуляции) или

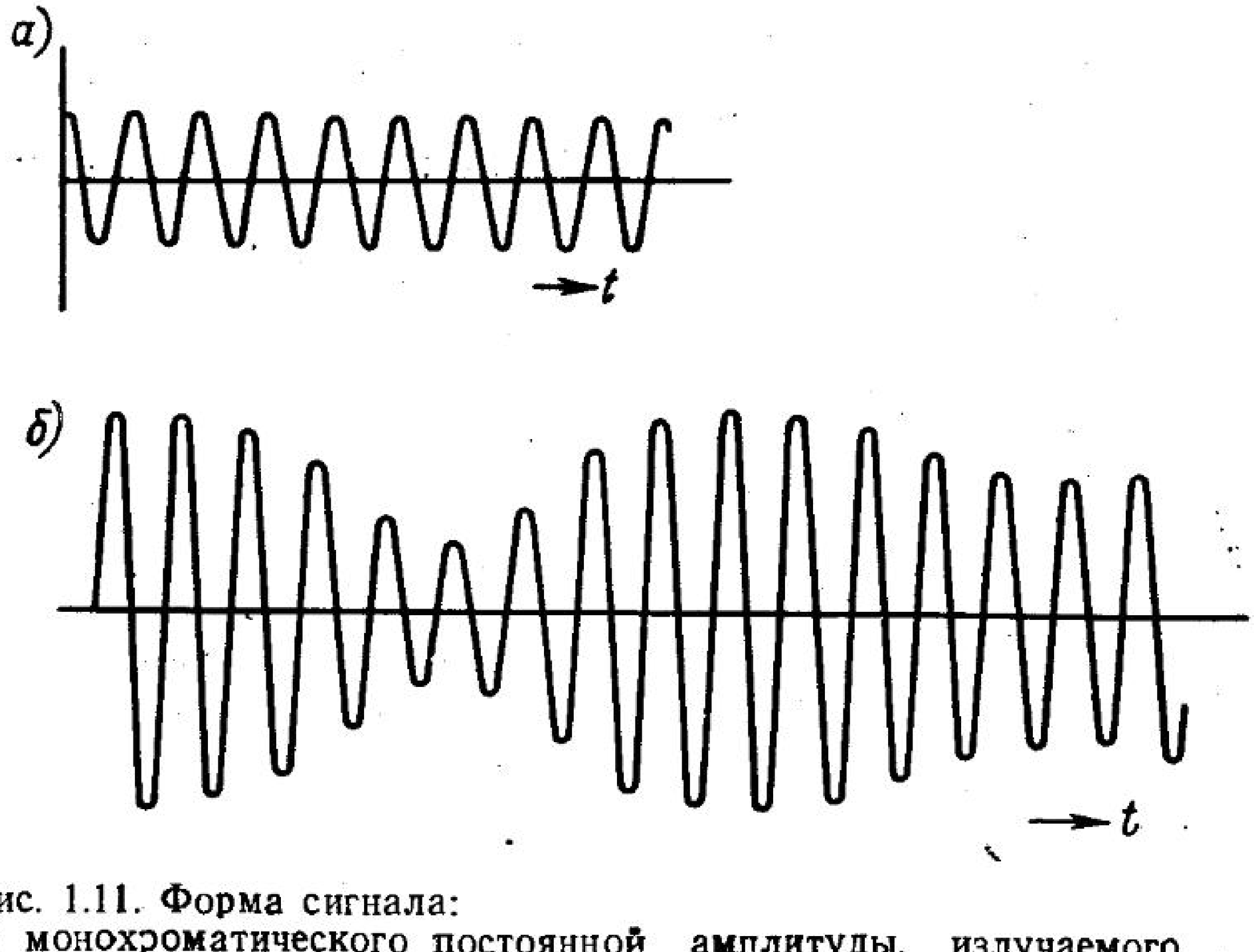


Рис. 1.11. Форма сигнала:
а) монохроматического постоянной амплитуды, излучаемого передатчиком; *б)* в месте приема под действием замираний.

импульсы на одной или другой частоте (при частотной манипуляции). При модуляции амплитуда огибающей или частота внутреннего заполнения изменяется по заданному закону. В этих условиях искажения носят еще более сложный характер: изменяется форма импульса, мгновенные значения амплитуды испытывают флуктуации, возникают дробления, эхо-сигналы. Если область, от которой отражаются или рассеиваются сигналы, перемещается в пространстве, дополнительно возникает допплеровское изменение частоты.

В этих условиях входящий в ф-лу (1.16) множитель ослабления F представляет собой уже не постоянную, а случайную, флуктуирующую величину, беспорядочно изменяющуюся во времени. В зависимости от особенностей распространения множитель ослабления подчиняется вполне определенному статистическому распределению. Зная этот закон, можно вычислить вероятность того, что величина F превысит заданное значение.

В тех случаях, когда искажения проявляются в изменении формы передаваемого сигнала и в возникновении эхо-сигналов, канал связи удобно рассматривать как эквивалентный четырехполюсник, частотная и фазовая характеристики которого изменяются во времени по соответствующему статистическому закону.

Наконец, следует постоянно помнить о том, что прием сигналов всегда осуществляется на шумовом фоне, который создается атмосферными или космическими помехами, а в некоторых случаях — собственными шумами приемного устройства. Напомним, что эти шумы также носят флуктуационный характер. Все это в конечном счете приводит к тому, что в ряде случаев флуктуационный, т. е. подверженный флуктуациям сигнал принимается на фоне флуктуирующих же помех. В этих условиях для надежной работы канала связи необходимо одновременное соблюдение двух условий:

а) средняя мощность принимаемого сигнала должна в определенное число раз (в зависимости от требуемой надежности и вида работы) превышать мощность шумов;

б) возникшие в процессе распространения искажения не должны превышать установленных норм.

Расчет линий связи, подверженных флуктуациям, проводится по схеме, описанной в параграфе 1.5, с тем отличием, что множитель ослабления F рассматривается как случайная величина, подчиняющаяся определенному закону распределения. Подобный статистический подход к расчету позволяет, пользуясь ф-лой (1.19), определить такое значение произведения $P_1D_1D_2$, при котором обеспечивается необходимая надежность работы канала связи. Примеры подобных расчетов приводятся в следующих разделах книги.

Умение определять значение множителя ослабления и законы его распределения во времени при различных условиях распространения радиоволн, понимание механизма возникновения разного рода искажений сигналов в процессе распространения и знание методов устранения этих искажений — таковы задачи, которые ставятся перед изучающими курс распространения радиоволн.

Глава вторая

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН

2.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Распространение земных радиоволн происходит непосредственно над полупроводящей сферической поверхностью Земли. Поэтому при рассмотрении этих вопросов совершенно необходимы знание электрических параметров различных видов поверхности Земли (т. е. ее диэлектрической проницаемости и удельной электрической проводимости) и учет ее неоднородностей.

Бóльшая часть (71%) поверхности земного шара покрыта водой. С точки зрения электрических свойств следует отличать соленую воду океанов, морей и некоторых озер от пресной воды озер и рек. В то время как при отсутствии ветра поверхность небольших озер и водоемов может быть зеркально гладкой, поверхность океанов и морей подвержена более или менее значительному волнению. Высота волн в открытом океане может достигать десятков метров. Такого же порядка неровности образуются на замерзшей поверхности моря и океана.

Встречаются следующие разновидности суши: влажная почва в виде полей, лугов и вспаханной земли; та же почва, покрытая кустарником и лесом; сухая почва в виде песков (пустыня); холмистая местность, покрытая растительностью, и скалистые, лишенные растительности горы. Вот далеко не полный перечень различных видов поверхности Земли.

При изучении особенностей распространения земных волн приходится в какой-то мере идеализировать условия, в которых протекают процессы распространения. Например, не представляется возможным учитывать непрерывные изменения свойств почвы на пути распространения волны. При практических расчетах довольствуются тем, что принимают во внимание только резкие изменения, например, береговую линию, границу между полем и большим лесным массивом и т. д. Наконец, при практических расчетах невозможно учесть, что электрические параметры почвы непостоянны по глубине. По мере приближения к уровню грунтовых вод повышается проводимость почвы. Реальную неоднородную по вертикали почву заменяют воображаемой однородной почвой, которая вызывает такое же поглощающее действие, как и реальная почва.

Встречающиеся разновидности поверхности земного шара можно разбить на две группы: к первой относятся те виды поверхности земного шара, которые характеризуются незначительными неровностями, поэтому их непосредственно можно заменить сглаженной поверхностью с теми же электрическими параметрами; ко второй группе относятся поверхности со значительными неровностями, которые должны быть заменены сглаженной поверхностью с эквивалентными электрическими параметрами. Эквивалентные электрические параметры почвы выбирают из тех соображений, чтобы вызываемое реальной неровной поверхностью поглощение земных радиоволн соответствовало поглощению, создаваемому эквивалентной сглаженной поверхностью в заданном диапазоне частот.

Например, типичными поверхностями второй группы являются лес и большой город. Распространяющаяся над лесом волна поглощается, главным образом, за счет токов, наводимых ею в стволах и ветвях деревьев, которые можно рассматривать как своеобразные заземленные антенны из полупроводящего материала. Разумеется, механизм поглощения энергии радиоволны лесом не имеет ничего общего с механизмом поглощения гладкой полупроводящей поверхностью. С другой стороны, можно подобрать электрические параметры гладкой полупроводящей почвы так, чтобы поглощение волн, распространяющихся над этой воображаемой почвой, было таким же, как и над лесом. Таким же способом можно подобрать параметры гладкой полупроводящей поверхности, эквивалентной по своему поглощающему действию городу (в определенном диапазоне частот).

В табл. 2.1 приведены средние значения действительных (для почв первой группы) и эквивалентных электрических параметров для различных видов поверхности Земли.

Таблица 2.1

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Вид поверхности	Пределы изменения		Средние значения	
	ε	σ, *сим/м*	ε	σ, *сим/м*
Морская вода	80	1—4,3	80	4
Пресная вода рек и озер	80	10^{-3}—$2,4\cdot10^{-2}$	80	10^{-3}
Влажная почва	10—30	$3\cdot10^{-3}$—$3\cdot10^{-2}$	10	10^{-2}
Сухая почва	3—6	$1,1\cdot10^{-5}$—$2\cdot10^{-3}$	4	10^{-3}
Леса[1])	—	—	—	10^{-3}
Крупные города[1])	—	—	—	$7,5\cdot10^{-4}$
Гористая местность[1])	—	—	—	$7,5\cdot10^{-4}$

[1]) Приводятся эквивалентные значения электрической проводимости почвы для диапазона средних волн.

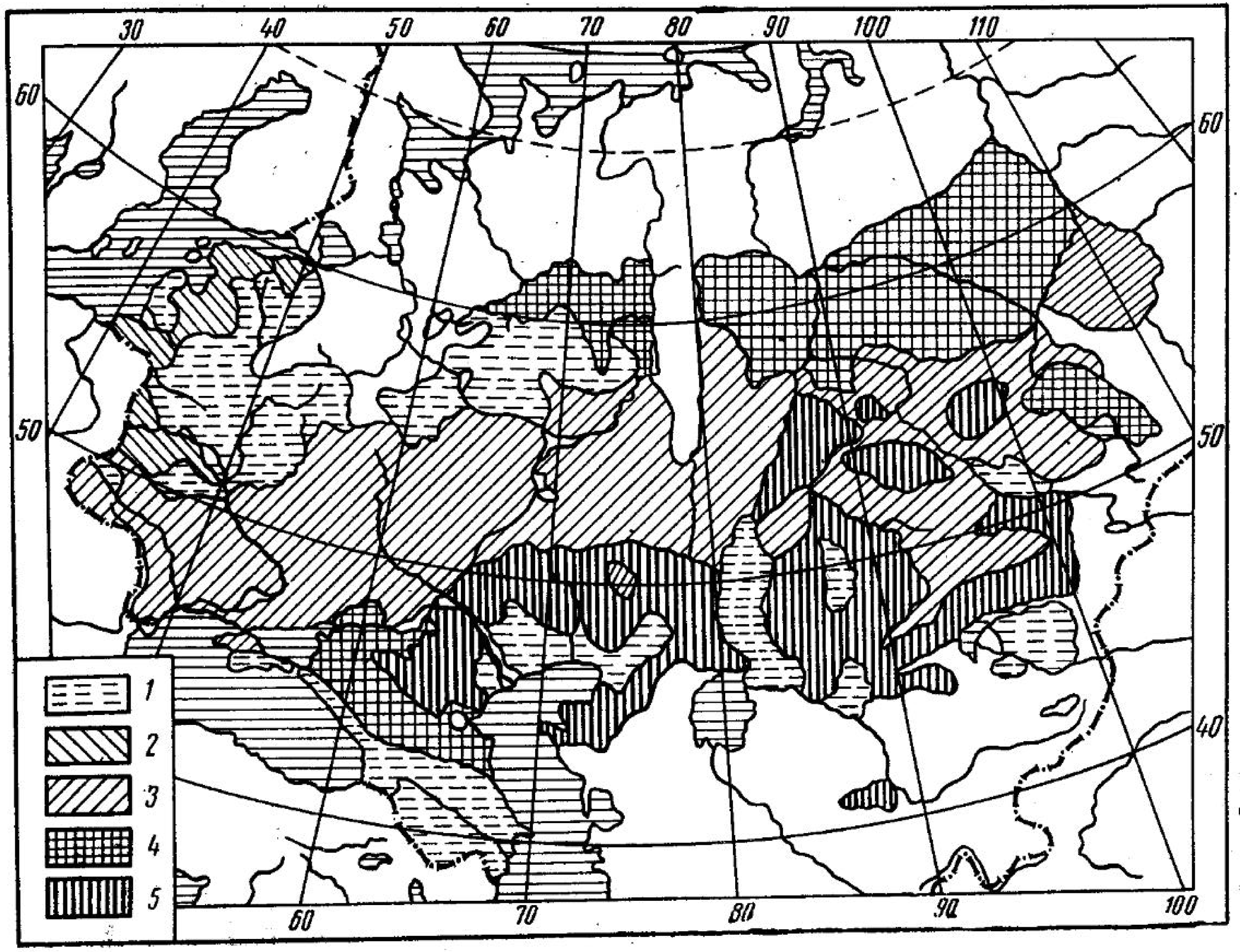


Рис. 2.1. Карта проводимости почв СССР:

1 — $\sigma = 15 \div 20$ *мсим/м*; *2* — $\sigma = 30 - 40$ *мсим/м*; *3* — $\sigma = 45$ *мсим/м*; *4* — $\sigma = 65$ *мсим/м*; *5* — $\sigma = 70 \div 90$ *мсим/м*

Для проведения расчетов, относящихся к распространению земных волн, необходимо располагать данными о точных значениях электрических параметров почвы в различных районах страны. С этой целью в отдельных странах проводятся обширные работы по составлению карт проводимости почвы.

На рис. 2.1 показана карта проводимости почвы СССР, составленная В. Е. Кашпровским [2], охватывающая районы Европейской части СССР, Зауралья и Среднеазиатской части СССР.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ ВОЛН НАД ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

2.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ ПОДНЯТЫХ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ АНТЕННАХ

Изучение распространения земных радиоволн естественно начать с этого наиболее простого случая. При небольших расстояниях между передающей и приемной антеннами кривизной Земли можно с полным основанием пренебречь и считать, что радиоволны распространяются над плоской полупроводящей поверхностью. Дальнейшая идеализация заключается в том, что поверхность Земли предполагается совершенно гладкой и однородной на протяжении всей трассы. Подобные условия часто встречаются в реальных линиях связи.

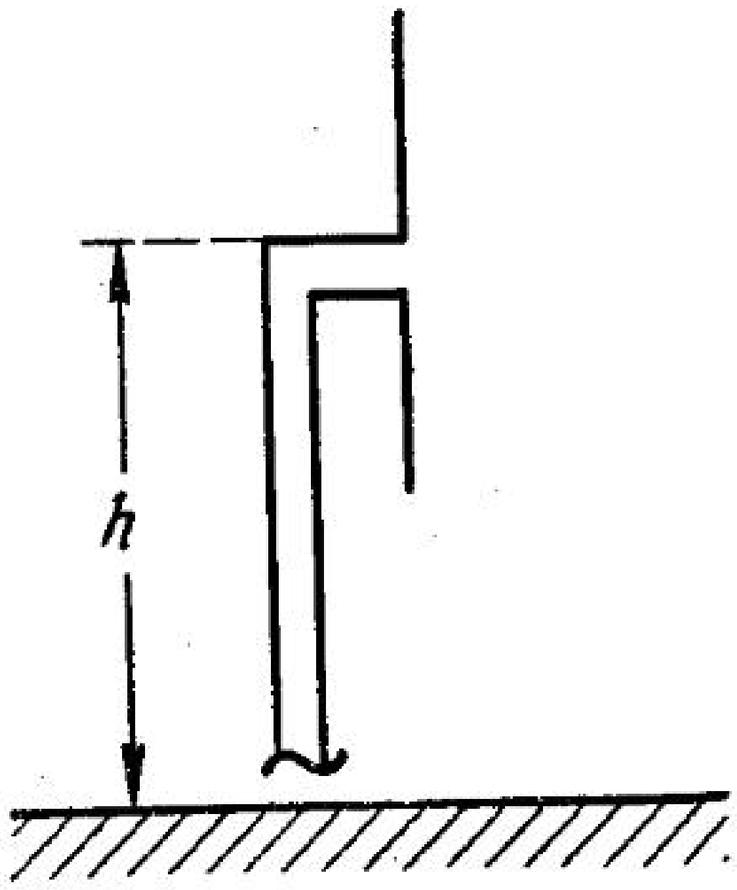


Рис. 2.2. К понятию «поднятой антенны»

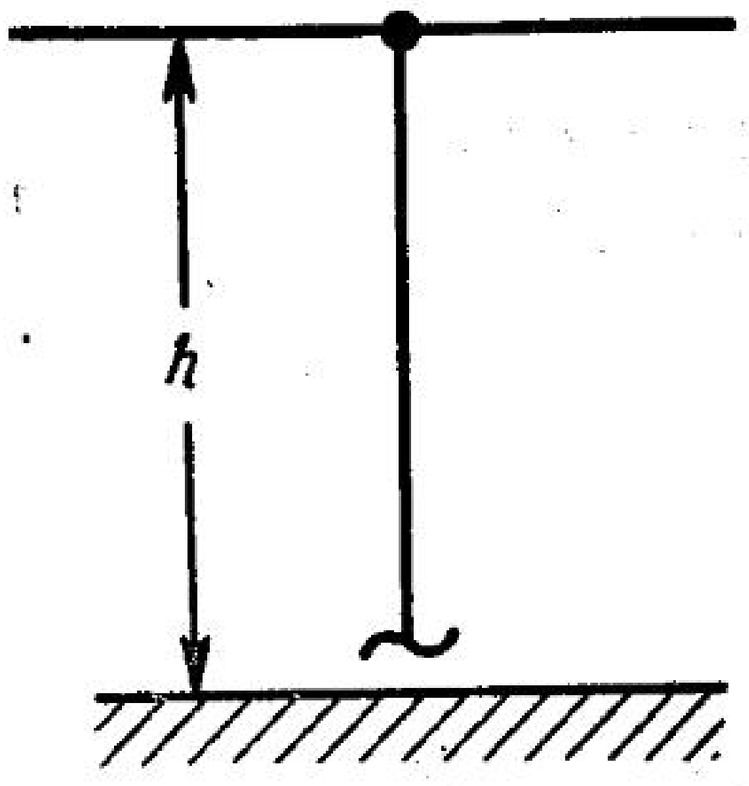


Рис. 2.3. Высокая антенна, не являющаяся поднятой

Уточним, что следует понимать под термином «поднятая антенна». При отнесении антенны наземной радиостанции к категории поднятых следует обратить внимание на два обстоятельства. Прежде всего, антенна должна питаться неизлучающим фидером, как это показано на рис. 2.2. С этой точки зрения даже весьма высокая антенна с вертикальным излучающим снижением не может считаться поднятой (рис. 2.3). Во-вторых, высота h должна, по крайней мере, в несколько раз превышать длину волны.

Практически с поднятыми наземными антеннами встречаются только в диапазоне ультракоротких и коротких волн. Типичными примерами поднятых антенн являются антенны телецентров, антенны УКВ ЧМ передатчиков, антенны радиорелейных и радиолокационных станций. Естественно, что антенны самолетных радиостанций почти во всех диапазонах волн можно отнести к группе поднятых антенн.

В случае поднятых передающей и приемной антенн строгое решение задачи о нахождении множителя ослабления, сводящееся к решению уравнений Максвелла применительно к заданным граничным условиям, можно значительно упростить. В этих условиях напряженность электрического поля в месте расположения приемной антенны можно найти методами геометрической оптики.

Подлежащая решению задача формулируется так:

заданы геометрические параметры — расстояние r между основаниями антенн, высо́ты h_1 передающей и h_2 приемной антенн — и электрические параметры — излучаемая передающей антенной мощность P_1, коэффициенты направленности передающей D_1 и приемной D_2 антенн, длина волны λ, вид поляризации, относительная диэлектрическая проницаемость ε почвы и ее электрическая проводимость σ;

требуется определить множитель ослабления F, иными словами, представить напряженность поля в месте расположения приемной антенны при помощи формулы

$$E_{д} = \frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\,F,\ мв/м, \qquad (2.1$$

или, что то же самое, мощность на входе приемного устройства при помощи выражения

$$P_2 = \frac{6{,}33\cdot 10^3\,P_{1\,[квт]}\,D_1\,D_2\,\lambda^2_{[м]}}{r^2_{[км]}}\,F^2,\ квт.$$

Как впервые было показано еще в 1922 г. академиком Б. А. Введенским [3], электрическое поле радиоволны в месте расположения приемной антенны можно рассматривать как результат интерференции прямого (свободно распространяющегося в воздухе) луча *1* (рис. 2.3) и луча *2*, отраженного в точке *C* от поверхности Земли и попадающего в приемную антенну. Следует заметить, что из множества отражаемых от поверхности Земл

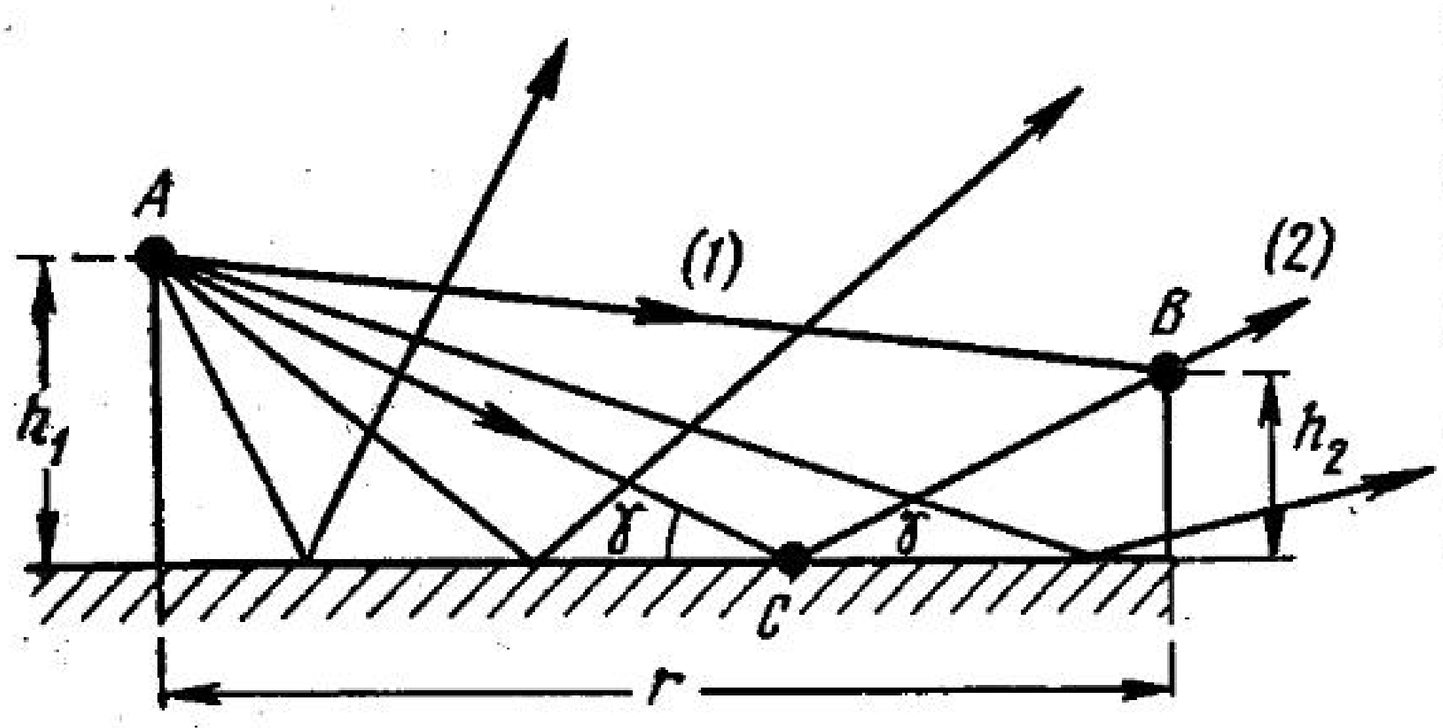


Рис. 2.4. К поднятой приемной антенне попадает только один луч из множества отражаемых от поверхности Земли

лучей только один (как показано на рис. 2.4) попадает в место расположения приемной антенны. Это обстоятельство позволяет представить результирующую напряженность поля в виде суммы мгновенных значений напряженности поля прямого луча

$$E_1 = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{1\,[км]}}\,e^{i\omega t},\ мв/м, \qquad (2.2)$$

и отраженного от поверхности Земли

$$E_2 = \mathbf{R}\,\frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{2\,[км]}}\,e^{i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r\right)},\ мв/м. \qquad (2.3)$$

В ф-лах (2.2) и (2.3) через r_1 обозначена длина пути AB, проходимого прямым лучом, а через $r_2 = AC + CB$ — длина пути отраженного от земли луча; $\Delta r = AC + CB - AB$ — разность хода между отраженным от земли и прямым лучами, $R = \mathbf{R}e^{-i\theta}$ — комплексный коэффициент отражения от поверхности Земли.

Формулы (2.2) и (2.3) требуют некоторых пояснений.

1. Прежде всего, в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только тех случаев, когда высоты антенн много меньше горизонтального расстояния, т. е. когда выполняются неравенства $h_1 \ll r$ и $h_2 \ll r$. Это значит, что мы рассматриваем только наземные трассы. В этих условиях вертикальный масштаб на рис. 2.4 и 2.5 пришлось для наглядности рисунков очень растянуть, поэтому углы на рисунках не соответствуют действительным значениям. На самом деле углы γ и ψ очень малы и обычно измеряются долями градуса.

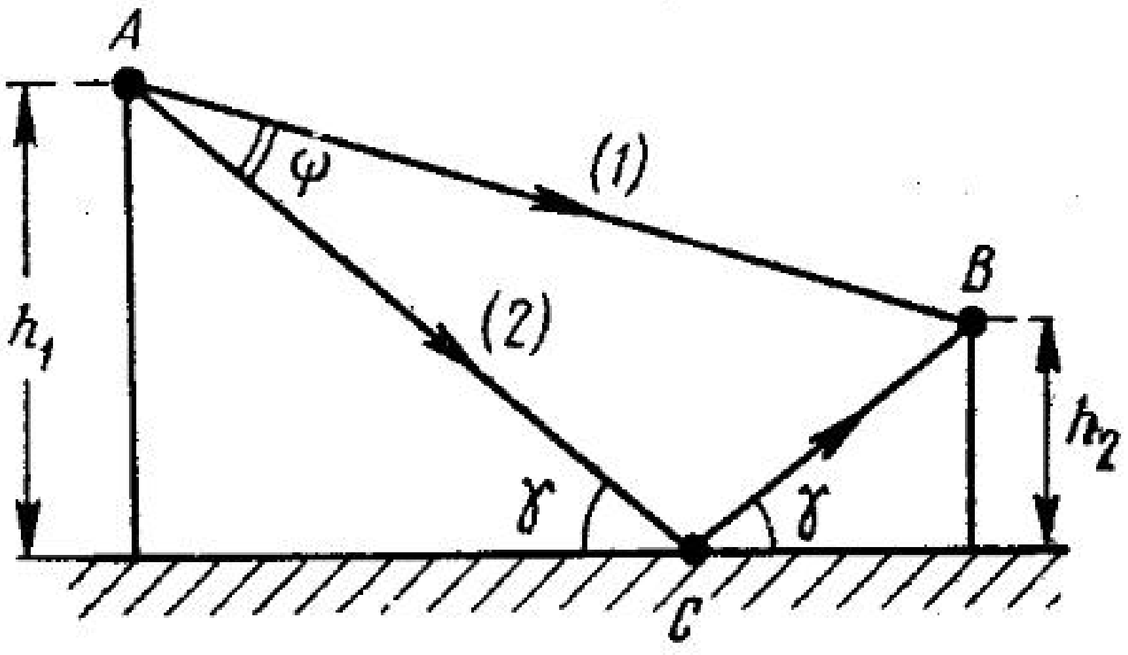


Рис. 2.5. К определению электрического поля радиоволны в месте расположения поднятой приемной антенны

2. Лучи *1* и *2* излучаются передающей антенной почти в одном направлении, и именно это обстоятельство позволило предположить при написании ф-л (2.2) и (2.3), что коэффициенты направленности для обоих лучей имеют одно и то же значение.

3. Наконец, при написании выражения (2.3) учтено, что отраженный луч проходит бóльший на величину Δr путь, что приводит к дополнительному отставанию по фазе на угол $\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r$. Действительно, прохождение дополнительного пути в одну длину волны вызывает сдвиг по фазе на 2π, откуда и вытекает указанное выше значение.

В силу неравенств $h_1 \ll r$ и $h_2 \ll r$ длина пути прямого луча лишь очень незначительно отличается от горизонтального расстояния r.

Учитывая это обстоятельство и подставляя в выражение (2.3) значение R, находим:

$$E_1 = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\,e^{i\omega t},\ мв/м, \qquad (2.4)$$

$$E_2 = \frac{R\,245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{(r+\Delta r)_{[км]}}\,e^{i\left(\omega t-\theta-\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r\right)},\ мв/м. \qquad (2.5)$$

Сравнение ф-л (2.4) и (2.5) показывает, что отраженный луч отличается от прямого луча по амплитуде из-за неизбежных потерь при отражении от поверхности Земли и по фазе вследствие двух причин: во-первых, в результате сдвига фазы в процессе отражения и, во-вторых, из-за потери фазы за счет разности хода лучей.

Во всех практических случаях $\Delta r \ll r$, что позволяет пренебречь величиной Δr рядом с r в знаменателе ф-лы (2.5). Однако ни в коем случае нельзя пренебречь величиной Δr рядом с λ в показателе степени.

Учитывая изложенное, для результирующего поля получаем выражение

$$E = E_1 + E_2 = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\left[1 + R\,e^{-i\beta}\right]e^{i\omega t},\ мв/м, \qquad (2.6)$$

где для краткости введено обозначение $\beta = \theta + \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r$. При помощи простых преобразований выражение в квадратных скобках можно представить в виде произведения модуля на фазовый множитель:

$$1 + R\,e^{-i\beta} = 1 + R\cos\beta - i\,R\sin\beta = \sqrt{1 + 2R\cos\beta + R^2}\,e^{-i\varphi}, \qquad (2.7)$$

где $\operatorname{tg}\varphi = \dfrac{R\sin\beta}{1 + R\cos\beta}$.

Подставляя выражение (2.7) в (2.6) и вспоминая введенное выше обозначение β, находим

$$E = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\sqrt{1 + 2R\cos\left(\theta + \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r\right) + R^2}\;e^{i(\omega t - \varphi)},\ мв/м. \qquad (2.8)$$

Действующее значение результирующей напряженности поля определяется формулой

$$E_д = \frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\cdot\sqrt{1 + 2R\cos\left(\theta + \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r\right) + R^2},\ мв/м. \qquad (2.8а)$$

Сравнивая полученную формулу с (2.1), легко видеть, что в рас-

сматриваемом случае множитель ослабления равен

$$F=\sqrt{1+2R\cos\left(\theta+\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r\right)+R^2}. \qquad (2.9)$$

В полученное выражение входят три неизвестные величины: модуль коэффициента отражения R, угол потери фазы при отражении θ и разность хбда лучей Δr. Для определения R и θ, как известно из технической электродинамики, необходимо знать угол скольжения γ, вид поляризации и электрические константы отражающей поверхности. Согласно постановке задачи все перечисленные величины заданы, за исключением угла скольжения γ. Итак, надлежит определить угол скольжения γ и разность хода лучей Δr. Обратимся для этой цели к рис. 2.6, на котором линия BC продолжена до пересечения с продолжением перпендикуляра, опущенного из точки A на поверхность Земли. Точку пересечения обозначим буквой A'. Треугольник $A'DC$ равен треугольнику ACD, поэтому $AC=A'C$ и $AD=A'D$.

Проводя из точки B прямую, параллельную поверхности Земли, и обозначая точку пересечения этой прямой с линией AA' через B', из треугольника $B'BA'$ непосредственно получим $\operatorname{tg}\gamma=(h_1+h_2)/r$, что определяет первую из неизвестных величин. В большинстве практических случаев тангенс можно заменить аргументом, поэтому

$$\gamma\approx(h_1+h_2)/r. \qquad (2.10)$$

Из того же рисунка, из треугольников ABB' и $B'BA'$ находим:

$$r_1=AB=\sqrt{r^2+(h_1-h_2)^2}=r\left[1+\left(\frac{h_1-h_2}{r}\right)^2\right]^{1/2}\approx$$

$$\approx r+\frac{h_1^2-2h_1h_2+h_2^2}{2r},\ м;$$

$$r_2=A'B=\sqrt{r^2+(h_1+h_2)^2}=r\left[1+\left(\frac{h_1+h_2}{r}\right)^2\right]^{1/2}\approx$$

$$\approx r+\frac{h_1^2+2h_1h_2+h_2^2}{2r},\ м.$$

После вычитания получаем

$$\Delta r=r_2-r_1\approx 2h_1h_2/r,\ м. \qquad (2.11)$$

До сих пор мы не обращали внимания на поляризацию волны, излучаемой передающей антенной. Строго говоря, ф-лы (2.8) и (2.9) справедливы только для горизонтально поляризованной волны, ибо при горизонтальной поляризации векторы прямой и отраженной волн имеют общее направление. При вертикальной поляризации, как видно из рис. 2.7, складываемые векторы не совпадают по направлению, так как вектор E_1 находится в плоскости рисунка и перпендикулярен прямой AB, а вектор E_2, находящий-

ся в той же плоскости, перпендикулярен направлению *CB*. Однако углы α и β, которые составляют указанные векторы с вертикалью, обычно настолько малы, что можно считать $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ также совпадающими по направлению. При необходимости не представляет труда, учитывая, что $\alpha \approx (h_1 - h_2)/r$, а $\beta = \gamma$, вычислить проекции $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ на вертикальную и горизонтальную (продольную) оси. Таким образом, при горизонтальной поляризации радиоволн результирующее поле является горизонтально поляризованным, а при вертикальной — вертикально поляризованным.

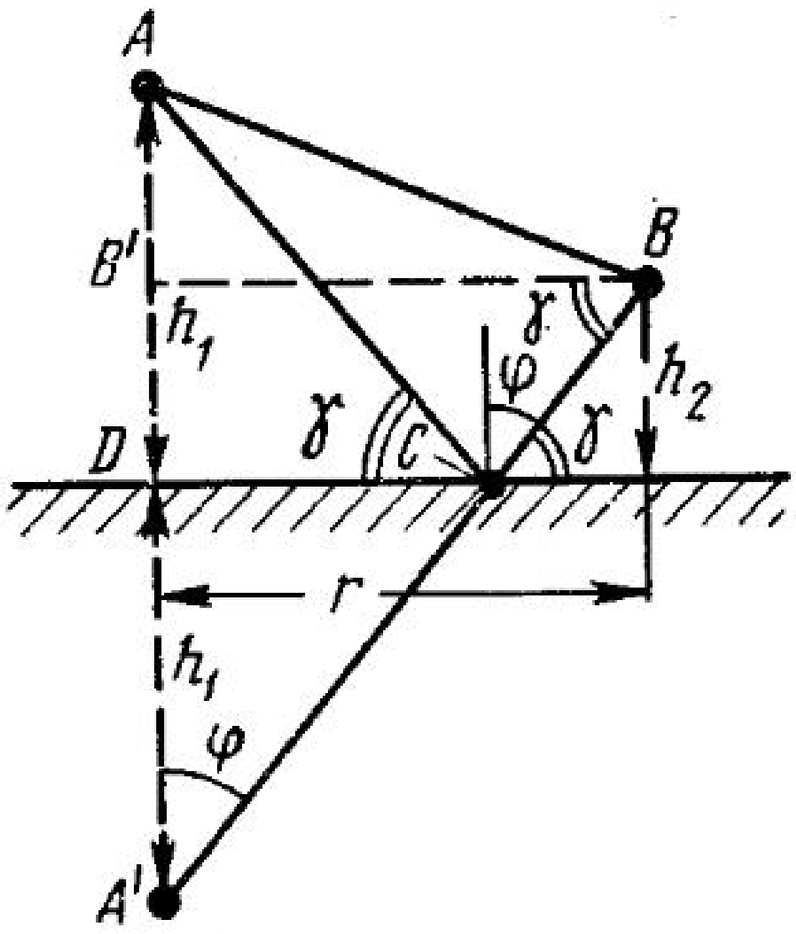


Рис. 2.6. К определению угла скольжения γ и разности хода лучей Δr

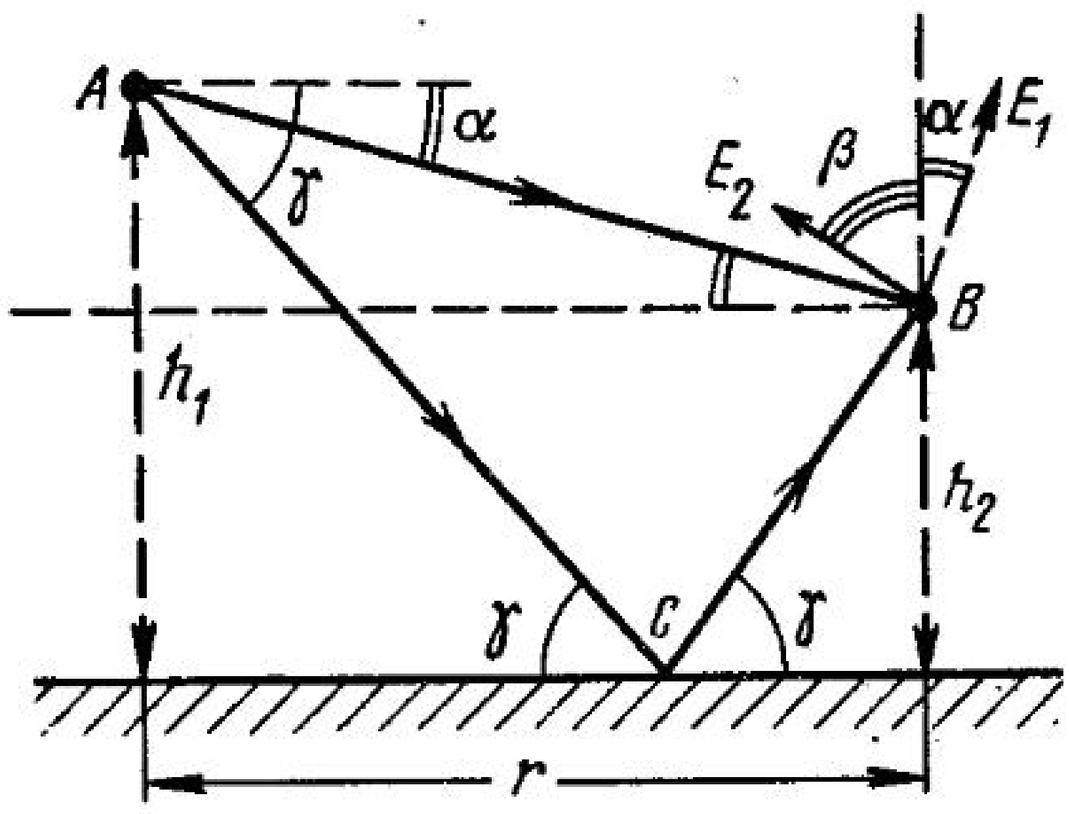


Рис. 2.7. К определению результирующего поля у приемной антенны при вертикальной поляризации радиоволны

Коэффициенты отражения R и углы потери фазы θ определяются по графикам П.1—П.6 (см. приложение), составленным для сухой и влажной почв, морской воды, для вертикальной и горизонтальной поляризации. По оси абсцисс графиков отложены углы скольжения, а по оси ординат — значения R и θ. Параметром на серии кривых является величина $60\lambda\sigma$. Сплошными линиями нанесены значения R и θ для вертикальной поляризации, а пунктиром — для горизонтальной.

Как следует из ф-лы (2.9), множитель ослабления F от расстояния r явно не зависит. Для установления этой зависимости подставим в ф-лу (2.9) значение Δr из ф-лы (2.11). После этого выражение для множителя ослабления принимает вид:

$$F = \sqrt{1 + 2R\cos\left(\theta + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}\right) + R^2}. \qquad (2.12)$$

При этом необходимо иметь в виду, что как модуль коэффициента отражения R, так и угол потери фазы θ также зависят от расстояния r, так как по мере изменения расстояния меняется значение угла скольжения γ, а следовательно, и значения указанных величин.

При изменении растояния r множитель ослабления проходит последовательно через ряд максимумов [когда $\cos(\theta+4\pi h_1h_2/\lambda r)=+1$] и ряд минимумов [когда $\cos(\theta+4\pi h_1h_2/\lambda r)=-1$]. Значения F в максимумах равны $(1+R)$, а в минимумах $(1-R)$. Таким образом, величину F можно назвать «множителем ослабления» лишь условно, так как в максимумах она больше единицы. На рис. 2.8

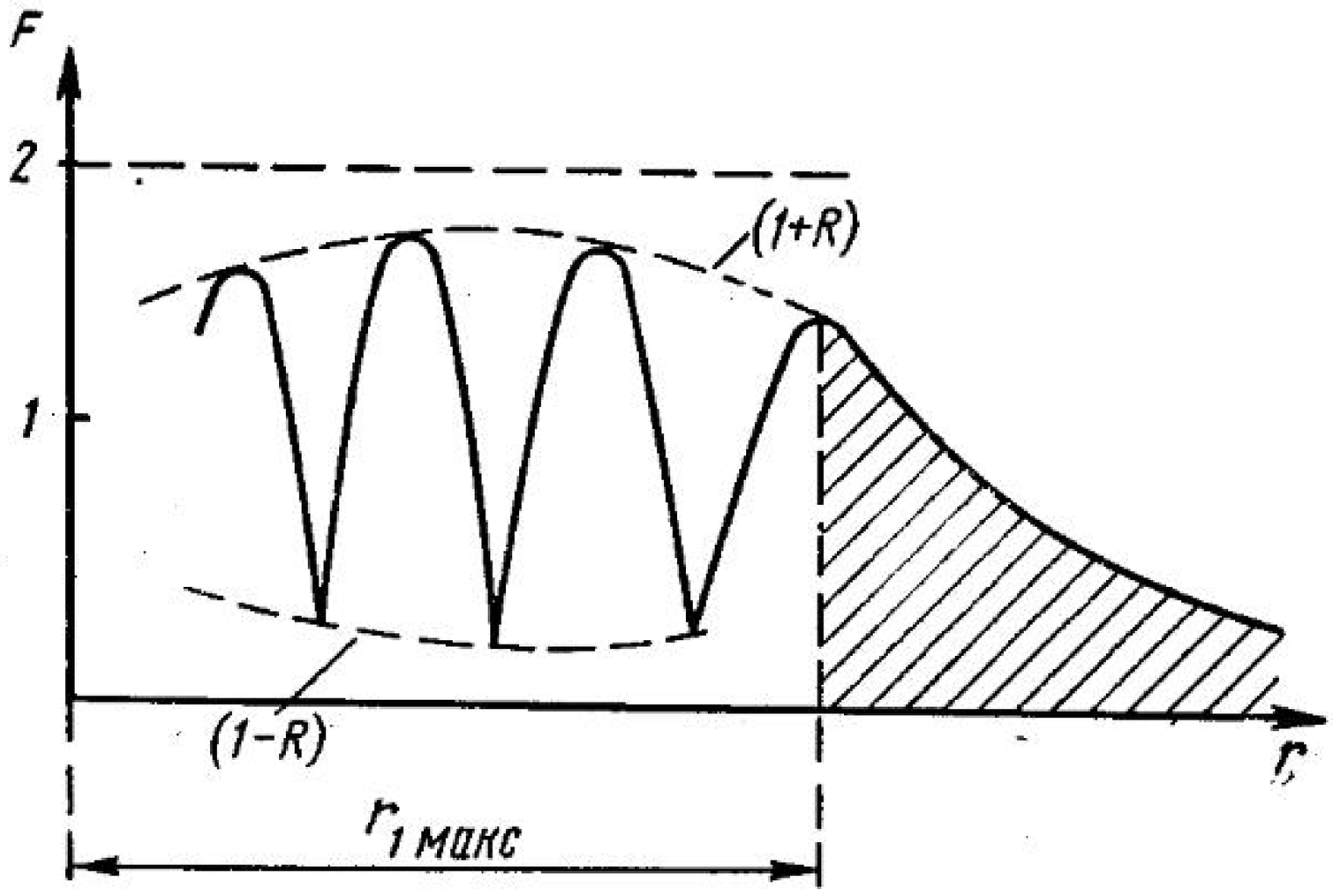


Рис. 2.8. Зависимость множителя ослабления от расстояния при конечном значении коэффициента отражения

показан типичный ход зависимости множителя ослабления от расстояния. Верхняя пунктирная линия является огибающей максимумов, а нижняя — огибающей минимумов, что указывает на интерференционную структуру напряженности поля. По этой причине ф-ла (2.8а) получила название «интерференционной».

При некотором расстоянии, обозначенном на рис. 2.8 через $r_{1\,\text{макс}}$, аргумент косинуса принимает значение $\theta+\frac{4\pi h\,h_2}{\lambda\,r}=2\pi$, соответствующее последнему максимуму множителя ослабления (или первому максимуму, если вести счет со стороны бóльших расстояний). При дальнейшем возрастании r аргумент косинуса будет изменяться в пределах от 2π до π [как будет показано ниже, $\theta+\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}$ при малых углах скольжения стремится к значению π], а сам множитель ослабления будет монотонно уменьшаться, стремясь в пределе к нулю. Область монотонного убывания множителя ослабления на рис. 2.8 заштрихована.

Обращаем внимание читателя на одну особенность изменения зависимости F от расстояния: максимумы кривой плавные, как верхушки синусоид, в то время как в местах расположения минимумов наблюдаются резкие переломы.

Пример 2.1. В качестве примера применения ф-л (2.8а) и (2.12) определим значения множителя ослабления, напряженности поля в месте приема и потерь при распространении при следующих данных: излучаемая мощность $P=15$ *вт*, длина волны $\lambda=35$ *см*, коэффициент направленности передающей антенны $D_1=100$ ($D_1=$

$=20$ *дб*), приемной антенны — $D_2=100$ ($D_2=20$ *дб*), высота передающей антенны $h_1=80$ *м*, высота приемной антенны $h_2=20$ *м*, расстояние между антеннами $r=8$ *км*, радиоволны распространяются над сухой почвой ($\varepsilon=4$; $\sigma=0{,}001$ *сим/м*). Расчет выполнить для вертикальной и горизонтальной поляризаций.

По формуле (2.10) определяем угол скольжения $\gamma=100/8000=0{,}08$ *рад*.

По формуле (2.11) $\Delta r=\dfrac{2\cdot 80\cdot 20}{8000}=0{,}4$ *м*.

По графикам для определения R и θ для $\varepsilon=4$, $\sigma=0{,}001$ *сим/м*, $\gamma=0{,}08$ и $\lambda=35$ *см* определяем величины R и θ: при горизонтальной поляризации $R=0{,}91$, $\theta=180°$; при вертикальной поляризации $R=0{,}68$, $\theta=180°$.

Подставляя найденные значения в ф-лу (2.9), получаем: при горизонтальной поляризации $F=0{,}74$ или $F=20\ \lg 0{,}74=-2{,}6$ *дб;* при вертикальной поляризации $F=0{,}712$ или $F=20\ \lg 0{,}712=-2{,}9$ *дб*.

По формуле (2.8а) вычисляем соответствующие значения напряженности поля:

при горизонтальной поляризации

$$E_д=\frac{173\sqrt{15\cdot 10^{-3}\cdot 100}}{8}\cdot 0{,}74=19{,}6\ мв/м;$$

при вертикальной поляризации

$$E_д=\frac{173\sqrt{15\cdot 10^{-3}\cdot 100}}{8}\cdot 0{,}712=18{,}9\ мв/м.$$

Выражая потери при распространении в *дб* и пользуясь ф-лой (1.18а), находим:

при горизонтальной поляризации $L_{[дб]}=100+9{,}1+2{,}6-20-20=71{,}7$ *дб*;

при вертикальной поляризации $L_{[дб]}=100+9{,}1+2{,}9-20-20=72{,}0$ *дб*.

Во многих случаях ф-лу (2.12) можно еще упростить. При малых значениях угла скольжения γ для большинства встречаемых в практике видов поверхности Земли коэффициент отражения R весьма близок к единице, а угол потери фазы θ — к 180°. Как будет показано ниже, это особенно справедливо для горизонтально поляризованного излучения.

Полагая в ф-лах (2.9) и (2.12) $R=1$ и $\theta=180°$, после несложных преобразований получаем

$$F=2\left|\sin\frac{\pi}{\lambda}\Delta r\right|=2\left|\sin\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r}\right|. \qquad (2.13)$$

Переводя под знаком синуса r в километры и выражая угол в градусах, получим

$$F=2\left|\sin\left(\frac{0.360\,h_{1\,[м]}\,h_{2\,[м]}}{r_{[км]}\,\lambda_{[м]}}\right)^{\circ}\right|. \qquad (2.13а)$$

В формулах (2.13) и (2.13а) фигурирует абсолютное значение синуса, потому что в процессе преобразований пришлось отбросить знак минус в радикале, входящем в ф-лу (2.9).

Подставляя значение F в ф-лу (2.1), получаем следующее выражение для напряженности поля в месте приема:

$$E_д=\frac{346\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\cdot\left|\sin\left(\frac{0{,}360\,h_{1\,[м]}\,h_{2\,[м]}}{r_{[км]}\,\lambda_{[м]}}\right)^{\circ}\right|,\ мв/м. \qquad (2.14)$$

Формулы (2.13) и (2.13а) тоже характеризуют интерференционную структуру поля, так как по мере возрастания расстояния множитель ослабления (а следовательно, и напряженность поля) проходит через ряд максимумов и минимумов. Расстояния, которым соответствуют максимумы, можно найти из условия $2\pi h_1 h_2/\lambda r = \frac{\pi}{2}(2n+1)$, где $n=0, 1, 2$ и т. д., откуда следует

$$r = \frac{4 h_1 h_2}{\lambda (2n+1)}, \ м. \qquad (2.15)$$

Следовательно, первый максимум, считая со стороны бóльших расстояний, удален от передатчика на $r_{1\,макс} = 4h_1h_2/\lambda$ метров.

Местоположения минимумов можно найти из условия $2\pi h_1 h_2/\lambda r = \pi(1+n)$, где n имеет прежние значения; отсюда

$$r = \frac{2 h_1 h_2}{\lambda (1+n)}, \ м. \qquad (2.16)$$

Таким образом, первый минимум расположен на расстоянии $r_{мин} = 2h_1h_2/\lambda$ от передатчика.

В рассматриваемом случае, в отличие от более общего, максимальные значения множителя ослабления равны двум, а минимальные — нулю, что вполне естественно, так как потерь при отражении от земли теперь не происходит. Зависимость множителя ослабления от расстояния представлена на рис. 2.9. Область моно-

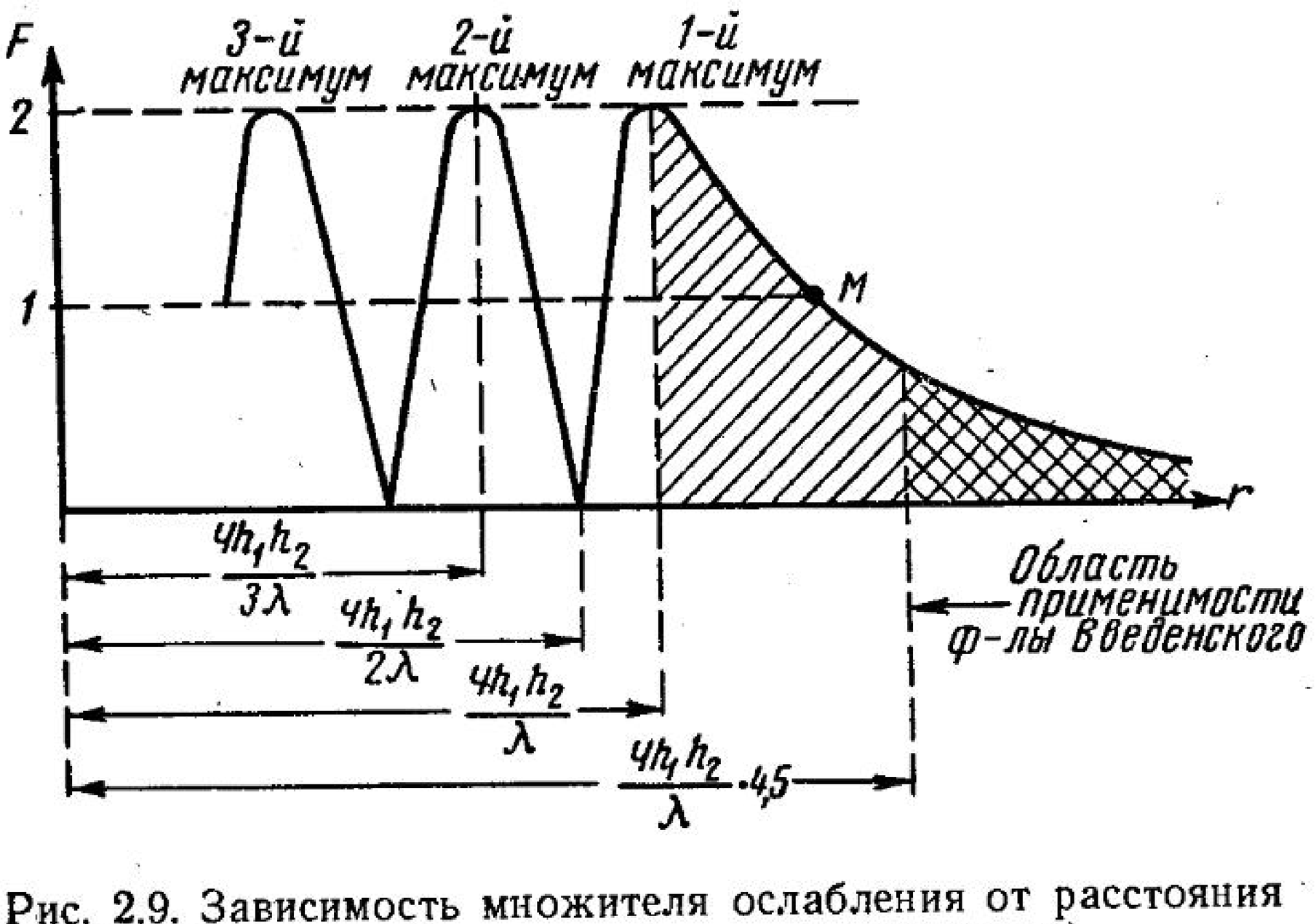


Рис. 2.9. Зависимость множителя ослабления от расстояния при $R=1$ (масштаб по оси абсцисс не выдержан)

тонного убывания множителя ослабления, как и на рис. 2.8, заштрихована.

Рассмотрим более подробно условия применимости упрощенной формулы для множителя ослабления, а именно — найдем максимальные значения угла скольжения $\gamma \approx (h_1+h_2)/r$, при которых с достаточной для практики точностью можно положить $R \approx 1$ и $\theta \approx 180°$.

Ограничимся рассмотрением трех видов поверхности Земли: моря ($\varepsilon=80$, $\sigma=4$ *сим/м*), влажной почвы ($\varepsilon=10$, $\sigma=0{,}01$ *сим/м*) и сухой почвы ($\varepsilon=4$, $\sigma=10^{-3}$ *сим/м*).

При вертикальной поляризации ф-ла (2.13) применима в области коротких волн, наоборот, при горизонтальной поляризации более выгодные условия для применения ф-л (2.13) создаются в случае увеличения длины волны.

Таблица 2.2

МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $(h_1+h_2)/r$ ПРИ $R\approx 1$ И $\theta\approx 180°$

Длина волны, *м*	Характер поляризации	Максимальные значения $(h_1+h_2)/r$ для					
		моря		влажной почвы		сухой почвы	
		$R\approx 1$	$\theta\approx 180°$	$R\approx 1$	$\theta\approx 180°$	$R\approx 1$	$\theta\approx 180°$
10	Вертикальная	$8\cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$8\cdot 10^{-3}$	$6\cdot 10^{-2}$	10^{-2}	0,25
0,01	—»—	$3\cdot 10^{-3}$	0,1	$8\cdot 10^{-3}$	0,3	10^{-2}	0,45
10	Горизонтальная	Любые	Любые	0,08	Любые	0,045	Любые
0,01	—»—	0,25	»	0,08	»	0,045	»

В табл. 2.2 приведены максимальные значения отношения $(h_1+h_2)/r$, при которых выполняются неравенства $0{,}95<R<1$ и $175°<\theta<180°$.

Рассмотрение табл. 2.2 позволяет сделать ряд важных выводов. Прежде всего, бросается в глаза, что условия $R\approx 1$ и $\theta\approx 180°$ легче (т. е. при больших γ) выполняются при горизонтально поляризованном излучении. Далее, условие $\theta\approx 180°$ во всех случаях выполняется легче, чем условие $R\approx 1$. Следовательно, критерием применимости ф-лы (2.13) можно считать выполнение равенства $R\approx 1$. Наконец, если при вертикальной поляризации понижение проводимости почвы приводит к увеличению допустимых значений γ, т. е. к расширению области применения ф-лы (2.13), то при горизонтальной поляризации допустимые значения γ увеличиваются для почвы самой высокой проводимости.

Наиболее неблагоприятен случай распространения над морем волны длиной $\lambda=10$ *м* при вертикальной поляризации. В этих условиях ф-лу (2.13) можно применять при выполнении неравенства $(h_1+h_2)/r<10^{-3}$, т. е. либо при весьма низких антеннах, либо при больших расстояниях. При горизонтальной поляризации ф-лами (2.13) можно пользоваться практически во всех случаях.

Заметим, что ф-лы (2.8а) и (2.14) для напряженности поля, как уже упоминалось, получили название *интерференционных формул*, соответственно полной и упрощенной. Этим подчеркивается роль интерференции двух лучей в создании результирующего поля в месте приема.

До сих пор мы рассматривали интерференционную структуру множителя ослабления в направлении трассы, т. е. при изменении r и при постоянных h_1 и h_2. Не менее интересно изучить пространственную интерференционную структуру создаваемого излучателем поля. На первый взгляд представляется неожиданным, что если поместить на некоторой высоте h_1 над плоской поверхностью Земли изотропный излучатель (обладающий в свободном пространстве, как мы видели, строго круговой диаграммой направленности), то он приобретает в вертикальной плоскости диаграмму направ-

ленности многолепестковой структуры (рис. 2.10). Физически это вполне понятно, ибо в каждом заданном углом скольжения направлении интерферируют два луча: прямой *1* и отраженный от земли *2*. В каких-то направлениях они обладают одинаковыми фазами — там образуются максимумы лепестков, а в других фазы их обратны — там возникают минимумы (рис. 2.11).

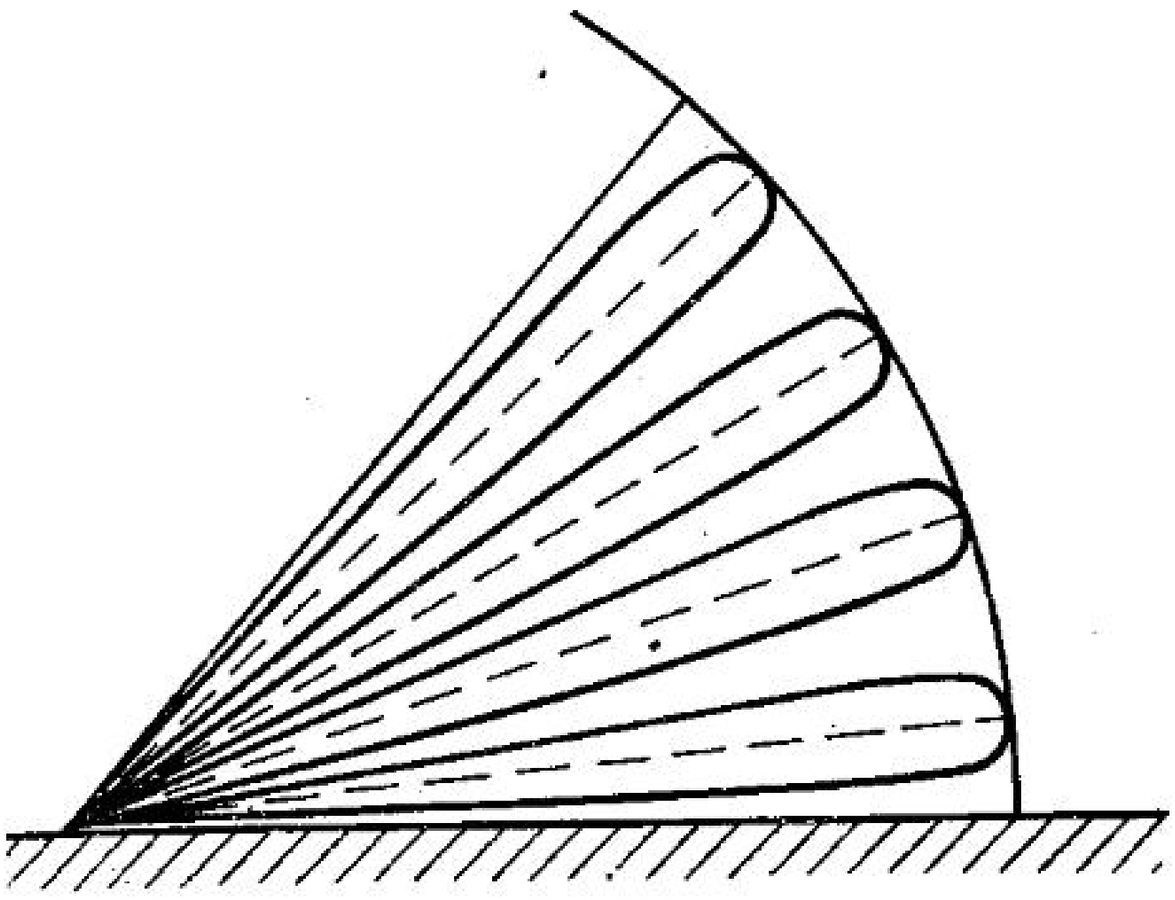


Рис. 2.10. Многолепестковая диаграмма направленности излучателя в вертикальной плоскости

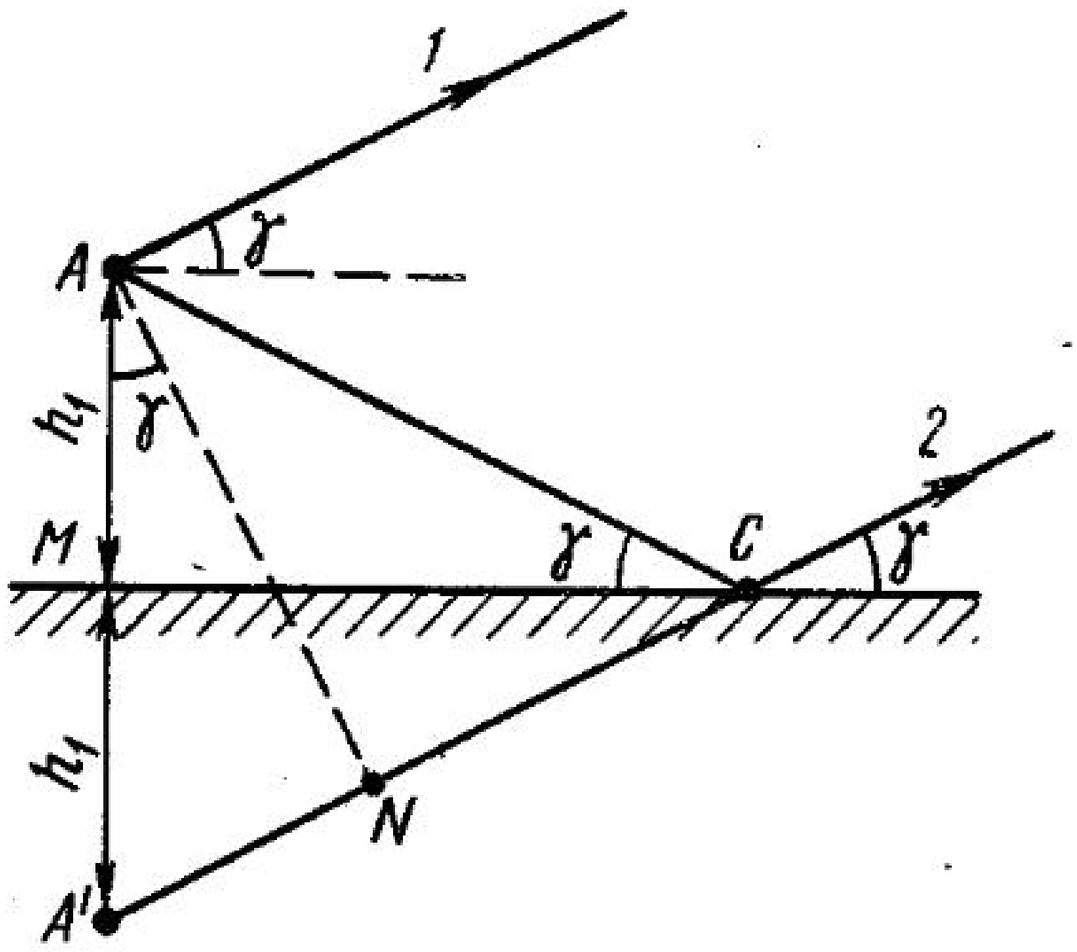


Рис. 2.11. К определению числа лепестков в диаграмме направленности антенны

Задача сводится к изучению зависимости множителя ослабления [ф-ла (2.13)] при фиксированных h_1 и r от угла скольжения γ при изменении последнего в пределах первого квадранта, т. е. от 0 до 90°. Если угодно, можно себе представить, что приемная антенна перемещается по окружности радиуса r, вокруг неподвижной передающей антенны. Рассуждения не пострадают в своей общности, если предположить, что расстояние r весьма значительно, поэтому лучи, прямой и отраженный от земли, можно считать параллельными друг другу (рис. 2.11).

Для определения выражения для множителя ослабления в направлении γ можно воспользоваться ф-лой (2.13); однако ф-ла (2.11) для разности хода лучей теперь уже неприменима, так как она была выведена в предположении справедливости неравенств $h_1 \ll r$ и $h_2 \ll r$. Второе неравенство здесь уже не выполняется, и необходимо вывести новое выражение для разности хода лучей.

Обращаясь к рис. 2.11, продолжим луч *2* до пересечения с продолжением перпендикуляра, опущенного на поверхность Земли из точки A. Точку пересечения обозначим буквой A'. Треугольники ACM и MCA' равны; следовательно, $AC = A'C$, что позволяет считать A' как бы мнимым источником отраженной волны. Опустив из A перпендикуляр на луч $A'C$, устанавливаем, что отрезок $A'N$ представляет собой искомую разность хода лучей. Из треугольни-

ка $A'AN$ находим $\Delta r = 2h_1 \sin\gamma$. Подставляя это значение в ф-лу (2.13), получаем

$$F = 2\left|\sin\left(\frac{\pi 2h_1}{\lambda}\sin\gamma\right)\right| = 2\left|\sin(n\pi\sin\gamma)\right|, \qquad (2.17)$$

где через n обозначено отношение $2h_1/\lambda$.

При изменении γ от 0 до 90° $\sin\gamma$ изменяется в пределах от 0 до 1, а аргумент внешнего синуса — в пределах от 0 до $n\pi$. Заметив, что периодом *абсолютного значения* синуса является π, приходим к выводу, что внешний синус n раз проходит через максимум. Следовательно, столько же лепестков, т. е. $2h_1/\lambda$, содержится в диаграмме направленности изотропной антенны в пределах одного квадранта. Максимумы и минимумы выражены весьма четко при горизонтальной поляризации и имеют более расплывчатый характер при вертикальной поляризации, так как в этом случае коэффициент отражения обычно меньше единицы.

Явление многолепестковости в вертикальной плоскости имеет большое практическое значение, особенно при осуществлении связи с высоко летящими самолетами или радиолокационных наблюдений за ними. В этих условиях необходимо тщательно следить за тем, чтобы минимум в диаграмме направленности не приходился на заданное в вертикальной плоскости направление.

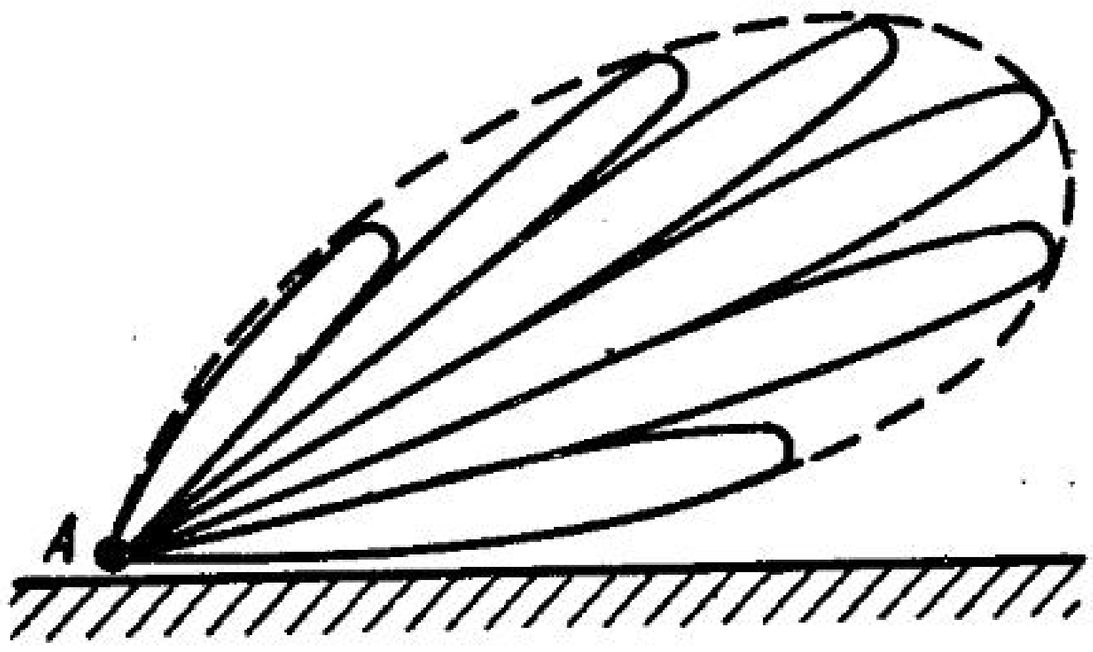


Рис. 2.12. Результирующая диаграмма направленности излучателя в вертикальной плоскости

В тех случаях, когда используются антенны, сами обладающие определенной направленностью в вертикальной плоскости, влияние отражения от земли проявляется в том, что лепестки, определяемые ф-лой (2.17), как бы «прорезают» основную диаграмму направленности, поэтому результирующая диаграмма приобретает вид, показанный на рис. 2.12. Здесь пунктиром показана форма диаграммы направленности без учета влияния отражений от земли, а сплошной линией — реальная форма диаграммы направленности. Следует отметить, что в антеннах очень высокой направленности влияние отражений от земли проявляется только при тех углах скольжения γ, при которых падающий на землю луч AC (рис. 2.11) имеет интенсивность, соизмеримую с интенсивностью прямого луча *1*.

Во многих важных для практики случаях ф-лу (2.13) можно еще более упростить, придав ей особенно простой и удобный для расчетов вид. В тех случаях, когда аргумент синуса в указанной формуле меньше примерно 20°, т. е. при условии

$$2\pi h_1 h_2/\lambda r \leqslant \pi/9 \text{ или } h_1 h_2 \leqslant r\lambda/18, \ м^2, \qquad (2.18)$$

синус можно заменить аргументом, и множитель ослабления принимает вид:

$$F = 4\pi h_1 h_2 / \lambda r. \qquad (2.19)$$

Подставляя это значение в ф-лу (2.14) и переходя к более удобным единицам, находим

$$E_д = \frac{2{,}18\sqrt{P_{1\,[квт]} D_1}\; h_{1\,[м]} h_{2\,[м]}}{r^2_{[км]} \lambda_{[м]}}, \; мв/м. \qquad (2.20)$$

Эта формула была получена еще в 1928 г. академиком Б. А. Введенским и носит его имя [4]. Обращаясь к рис. 2.9, можно заметить, что область применимости формулы Введенского начинается с расстояний $r > 18 h_1 h_2/\lambda$, что в четыре раза дальше местоположения первого максимума. Эта область показана на рис. 2.9 двойной штриховкой. Формула Введенского имеет фундаментальное значение для расчетов ультракоротковолновых линий связи и весьма наглядно характеризует зависимость напряженности поля от расстояния, длины волны и высот антенн.

Необычной, на первый взгляд, представляется обратная пропорциональность результирующего поля квадрату расстояния. Это обстоятельство является причиной того, что формулу Введенского часто называют «квадратичной». Из ф-лы (2.20) также следует, что результирующее поле обратно пропорционально длине волны и пропорционально произведению высот обеих антенн. Таким образом, в условиях применимости формулы Введенского к заданной трассе укорочение рабочей длины волны и увеличение h_1 и h_2 ведет к возрастанию напряженности результирующего поля.

Причина такого рода зависимостей заключается в том, что в условиях применимости формулы Введенского оба луча имеют практически одинаковые амплитуды, но сдвинуты по фазе почти на 180°. Это иллюстрируется векторной диаграммой рис. 2.13 Здесь через E_{m0} обозначена амплитуда поля в свободном пространстве. Такие амплитуды имеют как прямой *1*, так и отраженный *2* лучи. Сдвиг по фазе между ними складывается из $\theta = \pi$ (потеря фазы при отражении) и $\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r$ (потеря фазы за счет разности хода лучей). Результирующий вектор почти перпендикулярен вектору отраженного луча. Поэтому заштрихованный треугольник

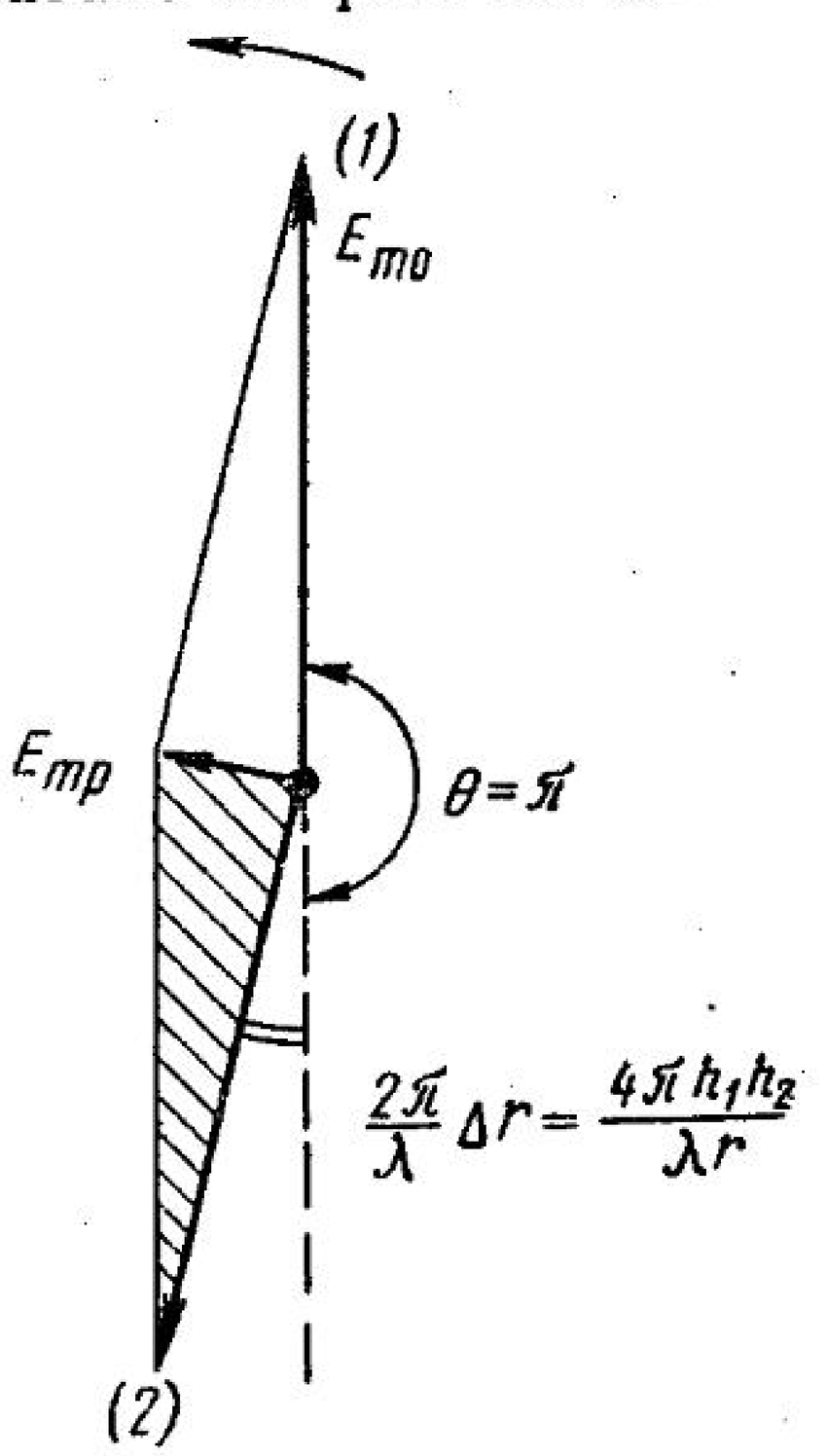


Рис. 2.13. Определение результирующего электрического поля в месте приема при помощи векторной диаграммы в условиях применимости формулы Введенского

лишь очень незначительно отличается от прямоугольного. Заменив ввиду малости угла $\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r$ синус аргументом, получим

$$E_{mp} = E_{m0}\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}, \ в/м. \qquad (2.21)$$

По определению коэффициент при E_{m0} является множителем ослабления, и полученное выражение, действительно, совпадает с ранее найденным значением F, представленным ф-лой (2.19).

В рассматриваемых условиях отраженный от земли луч является вредным, ибо он стремится ослабить поле прямой волны. Как показывает ф-ла (2.21), результирующее поле прямо пропорционально дополнительному к 180° углу сдвига по фазе, чем и объясняются пропорциональность результирующего поля произведению высот и обратная пропорциональность λ. Поскольку поле в свободном пространстве само обратно пропорционально первой степени расстояния, то в целом результирующее поле оказывается обратно пропорциональным квадрату расстояния.

Приводим примеры определения множителя ослабления и напряженности поля по упрощенной интерференционной ф-ле (2.13), ф-ле (2.19) и формуле Б. А. Введенского (2.20).

Пример 2.2. Определить множитель ослабления и напряженность поля в месте расположения приемной антенны при следующих данных: излучаемая мощность $P_1 = 50$ *вт*; длина волны $\lambda = 10$ *см*; коэффициент направленности передающей антенны $D_1 = 60$; высота антенн $h_1 = 25$ *м*, $h_2 = 10$ *м*; расстояние $r = 10$ *км*.

Волны распространяются над влажной почвой. Антенна создает вертикально-поляризованное излучение.

Расчет следует начинать с определения вида формулы, по которой надлежит проводить расчет. Так как

$$\frac{h_1 + h_2}{r} = \frac{35}{10^4} = 3{,}5\cdot 10^{-3},$$

то из табл. 2.2 следует (поскольку $3{,}5\cdot 10^{-3} < 8\cdot 10^{-3}$), что множитель ослабления при вертикальной поляризации можно определить по ф-ле (2.13).

Далее надлежит исследовать возможность применения формулы Б. А. Введенского. Подставляя соответствующие величины в неравенство (2.18), находим $h_1 h_2 = 250\ м^2$, $\frac{r\lambda}{18} = \frac{10^4\cdot 0{,}1}{18} = 55\ м^2$, т. е. неравенство (2.18) не выполняется, и расчет следует вести по ф-ле (2.13). Подставляя соответствующие величины в ф-лу (2.13), находим

$$F = 2\,|\sin 90°| = 2,$$

т. е. в данном случае множитель «ослабления» не оправдывает своего названия, так как он превышает единицу.

По формуле (2.14) вычисляем напряженность поля:

$$E_д = \frac{346\sqrt{50\cdot 10^{-3}\cdot 60}}{10}\,|\sin 90°| = 60\ мв/м.$$

Пример 2.3. Определить множитель ослабления и напряженность поля в месте приема при всех данных предыдущего примера, но при длине волны $\lambda = 1$ *м*.

Подставляя соответствующие величины в неравенство (2.18), находим: $h_1 h_2 = 250\ м^2$, $r\lambda/18 = 550\ м^2$, т. е. неравенство (2.18) выполняется, и расчет можно вести по формуле Б. А. Введенского.

Подставляя заданные величины в ф-лу (2.19), находим

$$F = \frac{4\pi \cdot 25 \cdot 10}{1 \cdot 10} = 0{,}314.$$

Подставляя эти же величины в ф-лу (2.20), получаем

$$E_д = \frac{2{,}18\sqrt{50 \cdot 10^{-3} \cdot 60}\ 25 \cdot 10}{10^2 \cdot 1} = 9{,}4\ мв/м.$$

Поскольку отраженный от поверхности Земли луч в условиях применимости формулы Введенского является вредным, интересно установить такие соотношения между параметрами линии связи, при которых отраженный луч не вызывал бы ослабления прямого луча.

Допустим, что имеют место условия применимости ф-лы (2.13). Тогда поставленные требования будут выполняться в том случае, если множитель ослабления примет значение, равное единице, т. е. при $2\left|\sin\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r}\right| = 1$, откуда непосредственно следует $2\pi h_1 h_2/\lambda r = \pi/6$, или

$$h_1 h_2 = \lambda r/12,\ м^2. \qquad (2.22)$$

На рис. 2.9 точка M соответствует тому расстоянию $r = 3 \cdot \frac{4 h_1 h_2}{\lambda}$ при котором выполняется данное условие. Это расстояние в три раза превышает дальность расположения первого максимума.

Физически такое влияние отраженного от поверхности Земли луча объясняется тем, что он сдвинут по фазе относительно прямого луча на угол 180° (потеря фазы при отражении) $+ \frac{360°}{\lambda}\Delta r$ (потеря фазы за счет разности хода лучей).

В рассматриваемом случае из ф-л (2.11) и (2.22) следует: $\Delta r = 2h_1h_2/r = \lambda/6$, откуда общий сдвиг по фазе равен $180° + \frac{360°}{\lambda} \times \times \frac{\lambda}{6} = 240°$.

Соответствующая векторная диаграмма представлена на рис. 2.14; из нее ясно видно, что при фазовом сдвиге в 240° амплитуда результирующего поля равна амплитуде поля в свободном пространстве.

Следует еще раз подчеркнуть, что положенная в основу вывода интерференционных формул концепция о существовании в месте приема прямого и отраженного от Земли лучей является лишь приближенной трактовкой гораздо более сложного дифракционного процесса распространения и оправдывает себя только в тех случаях, когда высоты поднятых антенн, по крайней мере, в несколько раз превышают длину волны. Если это условие не выполняется, то приходится учитывать дифракционные процессы, т. е. в данном случае влияние плоской полупроводящей поверхности

Земли на распространение радиоволн, и прибегать к более строгим методам нахождения поля в месте приема.

Если одна из антенн (безразлично, передающая или приемная) находится на уровне земли, то напряженность поля нельзя рассчитать по интерференционным формулам, так как при $h_2=0$ результирующее поле обращается в нуль, что не соответствует действительности. В этих условиях излучаемые волны поглощаются на всем пути, а не только в точке отражения от поверхности Земли.

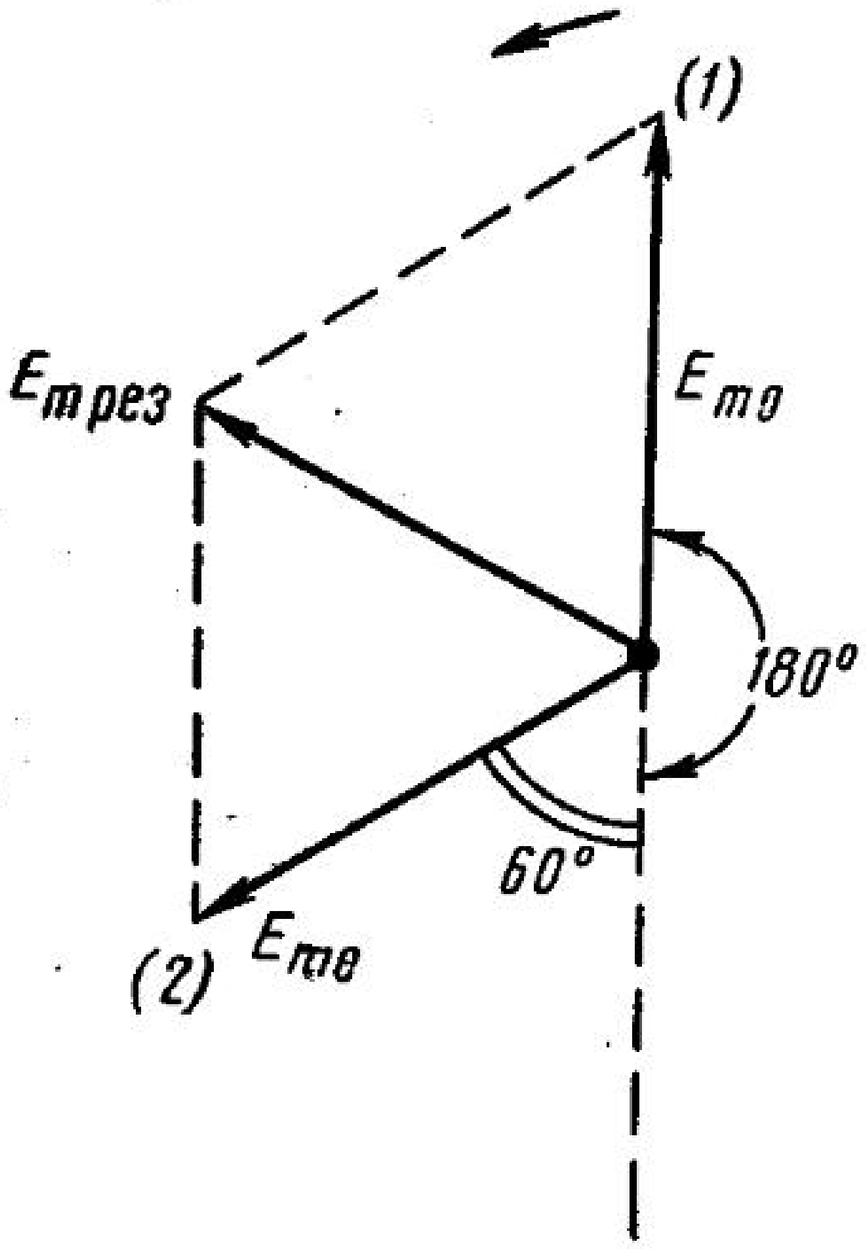


Рис. 2.14. Определение результирующего электрического поля в месте приема при помощи векторной диаграммы при $\Delta r=\lambda/6$

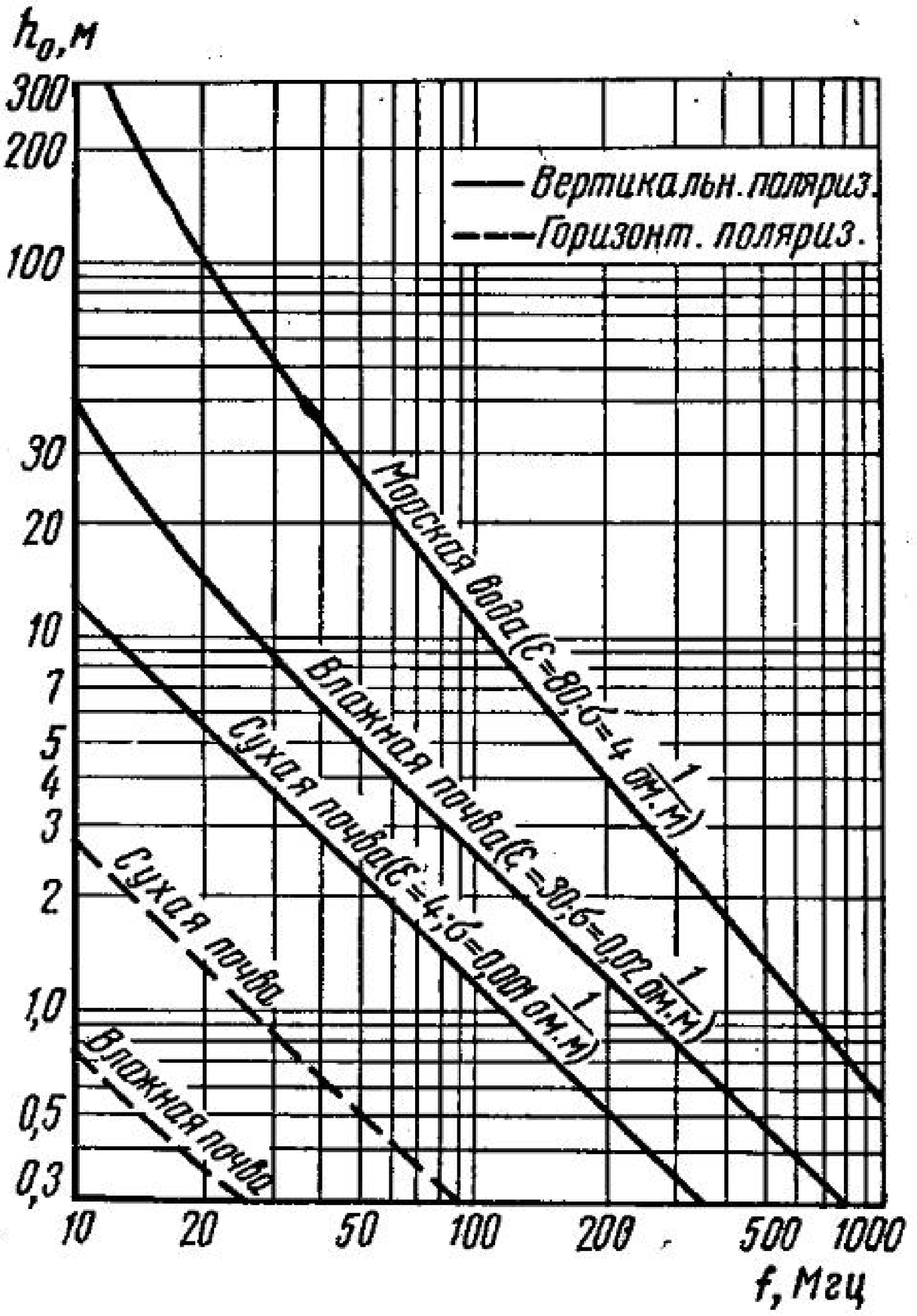


Рис. 2.15. Зависимость минимальной эффективной высоты антенны от частоты для разных типов почв

В инженерной практике может оказаться полезным приводимый ниже упрощенный метод расчета для небольших высот антенн [5]. Множитель ослабления при этом вычисляют по формуле

$$F=\frac{4\pi\sqrt{h_1^2+h_0^2}\cdot\sqrt{h_2^2+h_0^2}}{\lambda r}, \qquad (2.23)$$

где h_0 — так называемая минимальная эффективная высота антенны, определяемая для морской воды, влажной и сухой почвы и для обоих видов поляризации по графику рис. 2.15.

Если $h_1\gg h_0$ и $h_2\gg h_0$, то выражение (2.23) вырождается в ф-лу (2.19). Наоборот, если $h_1\ll h_0$ и $h_2\ll h_0$, то ф-ла (2.23) примет вид $F=4\pi h_0^2/\lambda r$.

Отсюда ясно, что при низко расположенных антеннах множитель ослабления не зависит от высот антенн.

Из графиков рис. 2.15 следует, что при распространении горизонтально поляризованных волн над морской водой практически для всех высот антенн можно пользоваться интерференционными формулами.

Если параметры почвы отличаются от значений, указанных на рис. 2.15, то минимальную эффективную высоту антенны можно вычислить по формуле $h_0=\lambda/2\pi q$, *м*, где при вертикальной поляризации

$$q=\left|\frac{\sqrt{\varepsilon-i\,60\lambda\sigma-\cos^2\gamma}}{\varepsilon-i\,60\lambda\sigma}\right|,$$

а при горизонтальной поляризации

$$q=\left|\sqrt{\varepsilon-i\,60\lambda\sigma-\cos^2\gamma}\right|.$$

Приводим пример учета близости поверхности Земли при пользовании интерференционными формулами.

Пример 2.4 Определить множитель ослабления при следующих данных: $\lambda=1$ *м*, $r=5$ *км*, $h_1=6$ *м*, $h_2=4$ *м*. Радиоволны вертикально поляризованы и распространяются над влажной почвой.

По графику рис. 2.15 для длины волны $\lambda=1$ *м* ($f=300$ *Мгц*) при распространении над влажной почвой находим $h_0=0{,}8$ *м*. Подставляя это значение и другие заданные величины в ф-лу (2.23), получаем

$$F=\frac{4\pi\sqrt{6^2+0{,}8^2}\cdot\sqrt{4^2+0{,}8^2}}{1\cdot5\cdot10^3}=0{,}062.$$

Если бы расчет производился по ф-ле (2.19), то множитель ослабления был бы равен $F=\dfrac{4\pi\,6\cdot4}{1\cdot5\cdot10^3}=0{,}060$.

2.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ЛЕОНТОВИЧА

Строгое решение задачи о распространении земных радиоволн над плоской полупроводящей поверхностью Земли обычно производится по следующей схеме. Сначала составляют уравнения Максвелла для верхней среды — воздуха — и для нижней среды — земли. Затем находят решение этих уравнений, удовлетворяющее граничным условиям (т. е. условиям на поверхности раздела двух сред), особенности в месте расположения излучателя и так называемому условию на бесконечности.

Как было показано в 1944 г. академиком М. А. Леонтовичем [6], решение задачи о распространении земных волн можно существенно упростить в том случае, если точные граничные условия заменить приближенными соотношениями, получившими теперь название условий Леонтовича, или импедансных условий. Прежде чем перейти к обоснованию этих условий, напомним, в чем заключаются точные граничные условия электродинамики.

Считая, что ось Z направлена перпендикулярно плоскости раздела двух сред, точные граничные условия можно записать в следующей форме:

$$\left.\begin{aligned} E_{1t} &= E_{2t} \\ H_{1t} &= H_{2t} \end{aligned}\right\} \quad \text{при } z=0, \tag{2.24}$$

$$\left.\begin{aligned} E_{1z}\,\varepsilon_{1\kappa} &= E_{2z}\,\varepsilon_{2\kappa} \\ H_{1z}\,\mu_1 &= H_{2z}\,\mu_2 \end{aligned}\right\} \quad \text{при } z=0. \tag{2.25}$$

Здесь индексами 1 обозначены поля в первой, а индексами 2 — во второй средах. Индекс t обозначает касательную составляющую поля, индекс z — нормальную.

Сущность приближенных граничных условий заключается в следующем. Прежде всего, приближенными эти условия называются потому, что они оказываются справедливыми только для тех случаев, когда модуль комплексной относительной диэлектрической проницаемости много больше единицы, иначе говоря, когда выполняется условие

$$\sqrt{\varepsilon^2+(60\lambda\sigma)^2} \gg 1, \tag{2.26}$$

где через ε и σ обозначены соответственно относительная диэлектрическая проницаемость и удельная проводимость почвы. Диэлектрическая проницаемость воздуха предполагается равной единице.

Если выполняется условие (2.26), причем независимо от того, за счет ли большого значения ε, или высокой проводимости σ, то фазовая скорость распространения волн в почве, определяемая выражением $v=c/n$, где $n=\sqrt{\frac{1}{2}\left[\varepsilon+\sqrt{\varepsilon^2+(60\lambda\sigma)^2}\right]}$ значительно меньше скорости света в воздухе, ибо при выполнении условия (2.26) величина n много больше единицы. В этих условиях длина волны в земле, которая определяется выражением $\lambda_2=\lambda_1/n$, значительно меньше длины волны в воздухе λ_1.

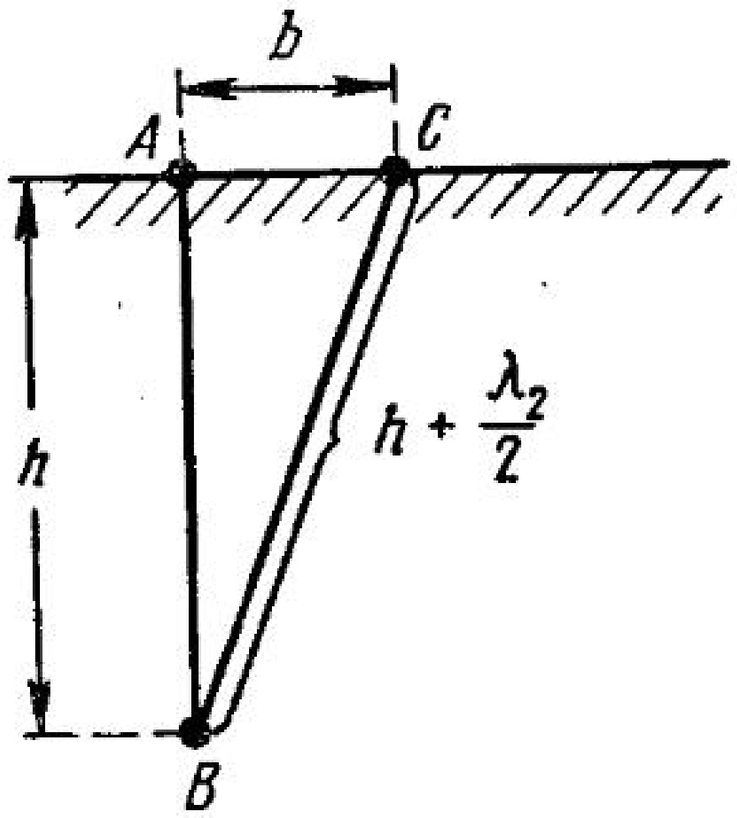


Рис. 2.16. К определению напряженности поля волны в точке B под поверхностью Земли

Итак, условие (2.26) эквивалентно требованию того, чтобы длина волны в толще земли была значительно меньше, чем длина волны в воздухе. Следует отметить, что для реальных типов почв условие (2.26) почти всегда выполняется и потому не носит ограничительного характера.

Предположим теперь, что в воздухе вдоль полупроводящей поверхности Земли распространяется радиоволна с длиной (в воздухе) λ_1. Для определения напряженности поля в точке B (рис. 2.16) на некоторой глубине h под поверхностью раздела можно воспользоваться принципом Гюйгенса, согласно которому напряженность поля в любой точке прост-

ранства можно найти путем суммирования напряженностей полей, создаваемых воображаемыми элементарными излучателями, непрерывно расположенными вдоль произвольной поверхности, которой достигла распространяющаяся волна. При вычислении напряженности результирующего поля, конечно, должны быть учтены фазы волны в различных точках указанной поверхности.

Примем в качестве такой поверхности плоскость раздела воздух—земля и предположим в виде первого приближения, что указанная плоскость совпадает с плоскостью одинаковых фаз (как будет показано ниже, такое предположение недалеко от действительности). В курсах оптики (см. также параграф 2.10 настоящего учебника) показывается, что для вычисления напряженности поля в интересующей нас точке пространства нет необходимости суммировать поля по всей поверхности волнового фронта. Достаточно учесть действие излучателей, расположенных в пределах первой зоны Френеля.

Зоной Френеля называют часть поверхности, ограниченную контуром, расстояние от точек которого до точки наблюдения превышает кратчайшее расстояние до поверхности на половину длины волны. Обращаясь к рис. 2.16, можно видеть, что кратчайшим расстоянием до точки B является глубина AB. Если поверхность раздела совпадает с поверхностью одинаковых фаз, то первая зона Френеля представляет собой окружность радиуса b. Точка C на этой окружности удалена на расстояние $BC = h + \lambda_2/2$ от точки наблюдения. Радиус b можно определить из условия $h + \lambda_2/2 = \sqrt{h^2 + b^2}$, откуда следует, что

$$b = \sqrt{h\lambda_2 + \left(\frac{\lambda_2}{2}\right)^2}, \ м.$$

Если глубина h, на которой определяется напряженность поля, много меньше длины волны λ_2, то $b \approx \lambda_2/2$, т. е. размеры первой зоны будут порядка половины длины волны в земле, причем при сделанных предположениях $\lambda_2 \ll \lambda_1$.

Обратимся к рис. 2.17, на котором показано, что волна в воздухе распространяется вдоль границы раздела в направлении оси X. Согласно изложенному, размер $2b$ много меньше длины волны в воздухе, что позволяет считать поле в воздухе на протяжении этого участка почти синфазным; таким образом, сделанное выше предположение об эквифазности поверхности раздела оправдывается. Следовательно, поле в точке B (при не-

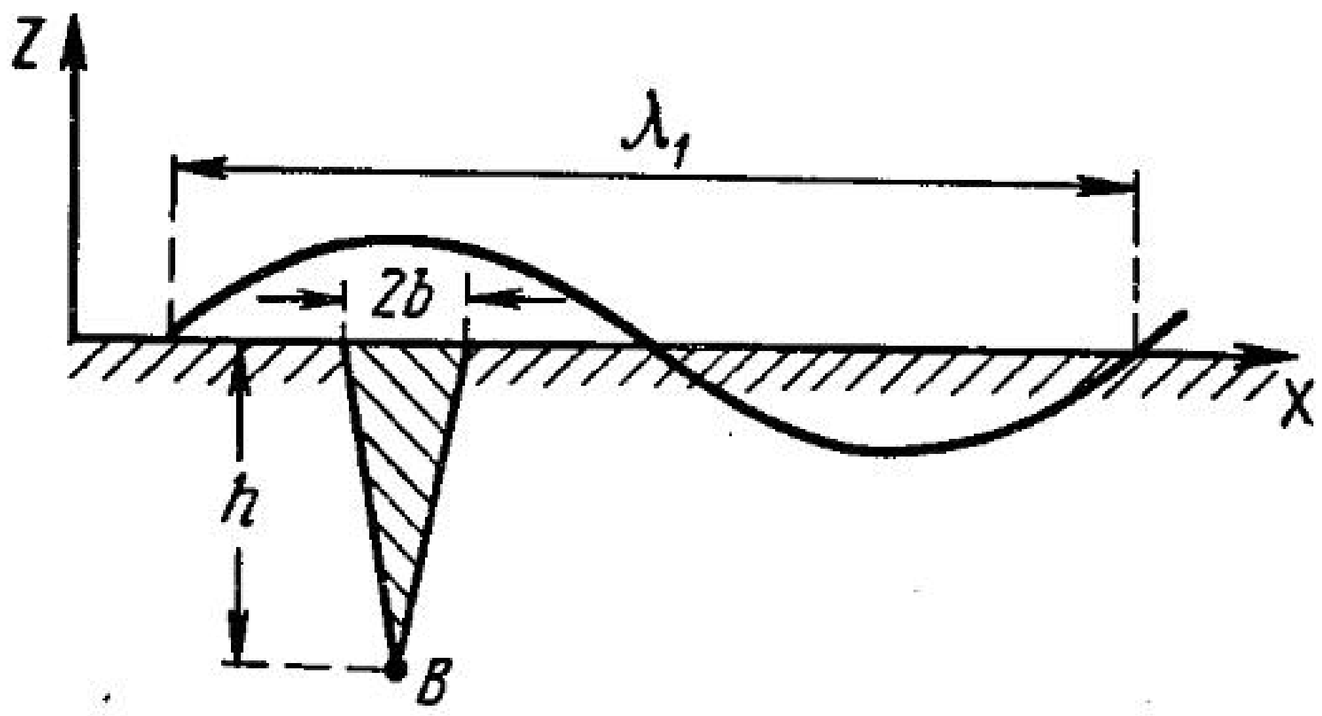


Рис. 2.17. К установлению приближенных граничных условий Леонтовича

больших заглублениях) создается небольшим участком на поверхности Земли, в пределах которого поле можно считать синфазным. Такая синфазная область создает плоские радиоволны, распространяющиеся в глубь земли в направлении нормали к границе раздела.

Как известно из курса «Техническая электродинамика», в плоской радиоволне, распространяющейся в идеальном однородном диэлектрике вдоль оси Z, напряженности магнитного и электрического полей связаны между собой соотношением

$$H_y = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{120\,\pi} E_x,\ a/м.$$

Используя введенное в параграфе 1.3 понятие об относительной комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_к$ полупроводящей среды, то же соотношение для распространяющейся в глубь земли (т. е. вдоль отрицательного направления оси Z) плоской волны представим в виде

$$H_{2y} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_к}}{120\,\pi} E_{2x},\ a/м. \qquad (2.27)$$

В силу точных граничных условий (2.24) $H_{2y} = H_{1y}$ и $E_{2x} = E_{1x}$ при $z=0$. Подставляя эти значения в ф-лу (2.27), находим

$$H_{1y} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_к}}{120\,\pi} E_{1x},\ a/м \text{ при } z=0. \qquad (2.28)$$

Обычно условие (2.28) дополняют в целях общности соотношением

$$H_{1x} = \frac{\sqrt{\varepsilon_к}}{120\,\pi} E_{1y}. \qquad (2.28а)$$

Соотношения (2.28) и (2.28а) можно представить в виде одного векторного равенства

$$\mathbf{E}_1 = \frac{120\,\pi}{\sqrt{\varepsilon_к}} [\mathbf{n}, \mathbf{H}],$$

где $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к плоскости раздела.

Сущность граничных условий Леонтовича заключается в том, что соотношения между горизонтальными составляющими напряженностей электрического и магнитного полей у границы раздела в первой среде определяются параметрами второй среды. Кроме того, возникающие в полупроводящей среде радиоволны представляют собой плоские волны, распространяющиеся в глубь среды в направлении нормали к границе раздела и испытывающие поглощение, определяемое параметрами второй среды.

Приближенные граничные условия Леонтовича удобно рассмотреть с точки зрения представления о поверхностном импедансе. Волновым сопротивлением свободного пространства, или его импедансом, как известно, называют отношение $E_z/H_y = 120\,\pi$, ом, в пред

положении, что волна распространяется вдоль оси X. В полупроводящей среде импеданс принимает значение $120\,\pi/\sqrt{\varepsilon_к}$.

Аналогичным образом из соотношений (2.28) можно получить выражение для поверхностного импеданса почвы с параметрами ε и σ:

$$Z_s = \frac{E_{1y}}{H_{1x}} = \frac{120\,\pi}{\sqrt{\varepsilon - i\,60\,\lambda\,\sigma}} = \frac{120\,\pi}{\sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60\,\lambda\,\sigma)^2}}\, e^{i\frac{1}{2}\operatorname{arc\,tg}\frac{60\,\lambda\,\sigma}{\varepsilon}}.$$

Поверхностный импеданс можно представить также в виде:

$$Z_s = |Z_s|\, e^{i\varphi_s},$$

где $\varphi_s = \frac{1}{2}\operatorname{arc\,tg}\frac{60\,\lambda\,\sigma}{\varepsilon}$.

Из последней формулы непосредственно следует, что угол φ_s изменяется в пределах от 0 (при $\sigma=0$, что отвечает случаю идеального диэлектрика) до $\pi/4$ (при $\sigma\to\infty$, что соответствует идеально проводящей почве). Поскольку при этом угол $\varphi_s>0$, то поверхностный импеданс носит индуктивный характер. Если почва по своей структуре является однородной, то импеданс всегда является индуктивным, а точнее — слабо индуктивным (ибо аргумент φ_s не превышает 45°).

Возникает вопрос, существуют ли такие почвы более сложных структур, для которых угол φ_s принимает значения в пределах от $\pi/4$ до $\pi/2$ или даже от 0 до $-\pi/2$, ибо, как только что было показано, при распространении над *однородными* почвами такие условия возникнуть не могут.

Оказывается, что подобные условия могут возникнуть только над слоистыми структурами, в частности, над двухслойными или многослойными почвами. Можно показать [7, 8], что если над хорошо проводящей средой (например, морем *3* на рис. 2.18), находится плохо проводящий слой (например, лед *2* на рис. 2.18), то поверхностный импеданс для некоторых значений частот и толщин h_2 и h_3 слоев приобретает сильно индуктивный характер ($\pi/4<\varphi_s<\pi/2$). Само собой разумеется, подобная ситуация может возникнуть только при условии, что толщина h_2 верхнего слоя не превышает двойной толщины скин-слоя, ибо в противном случае в нижний слой энергия волны проникать не будет и почва будет вести себя как однослойная структура.

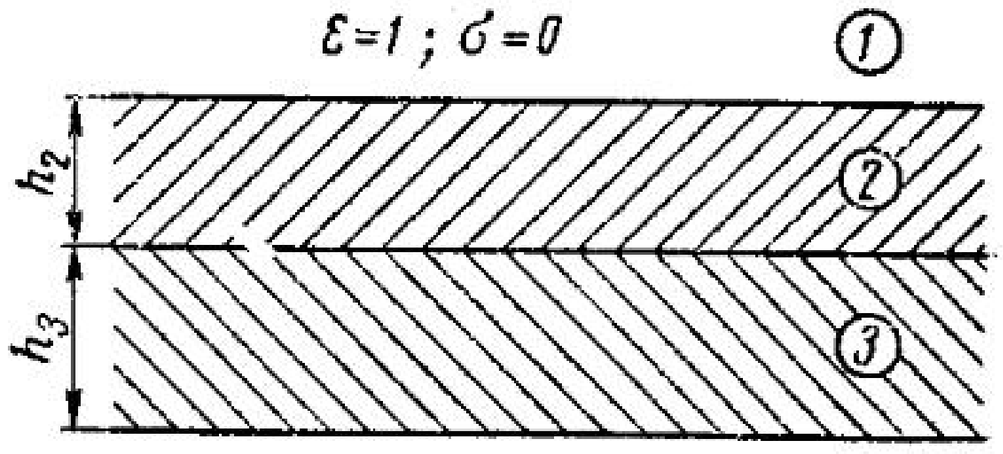


Рис. 2.18. Модель «двухслойной» почвы

Наоборот, если верхний слой обладает высокой проводимостью (море), а нижний — низкой (песок), то при некоторых частотах

и толщинах слоев поверхностный импеданс приобретает емкостный характер (φ_s лежит в пределах от 0 до $-\frac{\pi}{2}$).

Общий вывод заключается в том, что многослойные структуры можно заменить некоторой однородной средой с эквивалентным значением поверхностного импеданса.

В случае двухслойных почв эквивалентный поверхностный импеданс на границе воздух—верхний слой можно вычислить по формуле (см. рис. 2.18, в котором теперь полагается $h_3 \to \infty$):

$$Z_s = Z_{2s} \frac{1 - \frac{Z_{2s} - Z_{3s}}{Z_{2s} + Z_{3s}} \cdot \exp\left[i\, 2\kappa h_2 \sqrt{\varepsilon_{2\kappa} - 1}\right]}{1 + \frac{Z_{2s} - Z_{3s}}{Z_{2s} + Z_{3s}} \cdot \exp\left[i\, 2\kappa h_2 \sqrt{\varepsilon_{2\kappa} - 1}\right]}.$$

Здесь Z_{2s} и Z_{3s} соответственно поверхностные импедансы почв *2* и *3*, а остальные обозначения известны из предыдущего.

2.4. СТРУКТУРА ПОЛЯ РАДИОВОЛНЫ В ПУНКТЕ ПРИЕМА

Предположим, что источник радиоволн находится на значительном удалении от пункта приема, расположенного у плоской границы раздела воздух—земля. Благодаря большому удалению можно в пределах ограниченного пространства, окружающего приемную антенну, приписывать сферической поверхности одинаковых фаз свойства плоской поверхности и рассматривать приходящую волну как плоскую. Здесь используется тот же принцип, согласно которому небольшие участки сферической поверхности Земли рассматриваются как плоские.

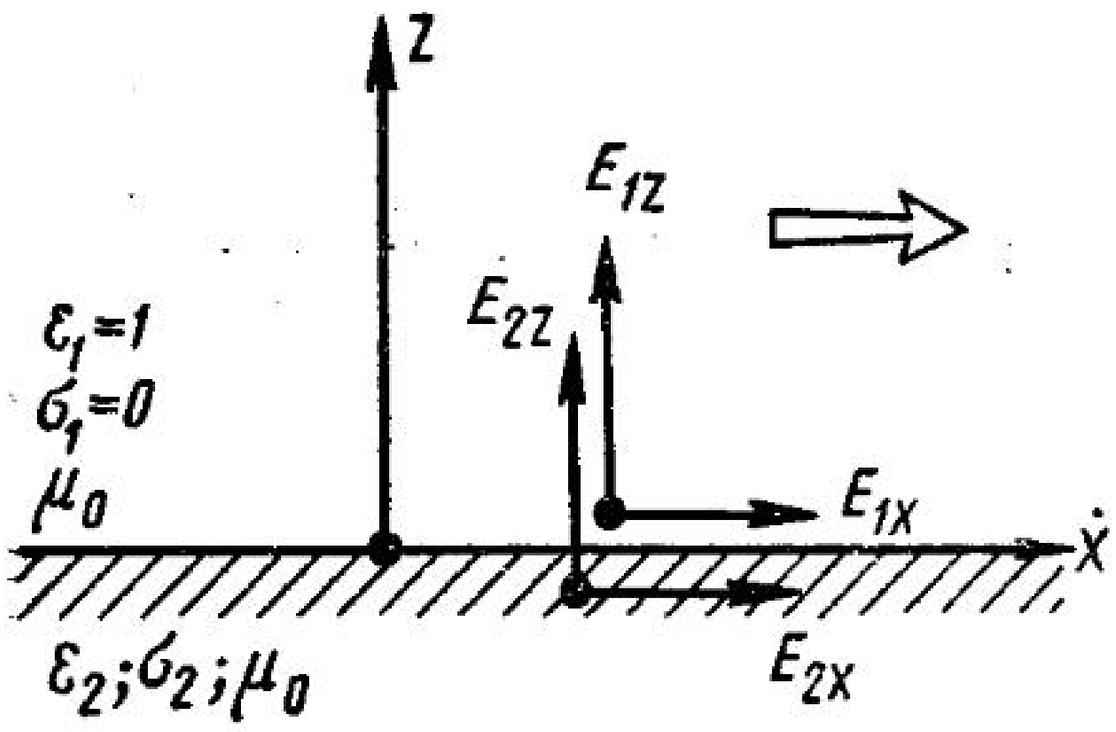


Рис. 2.19. Распространение плоской радиоволны над полупроводящей поверхностью

Введем прямоугольную систему координат, ось X которой совпадает с направлением распространения, а ось Z направлена по вертикали вверх (рис. 2.19). Составляющие напряженности электромагнитного поля в верхней среде (воздух) обозначим индексами 1, а составляющие в нижней (полупроводящей) среде — индексами 2.

Полагая известной вертикальную составляющую электрического поля в воздухе

$$E_{1z} = E_{1zm}\, e^{i\omega t},\ в/м,$$

определим прочие составляющие напряженности электромагнитного поля в обеих средах. Строгое решение даже этой наиболее простой задачи сопряжено со значительными математическими труд-

ностями. Приводимый ниже метод решения основан на приближенных граничных условиях Леонтовича. Когда условия Леонтовича применимы, изучение процесса распространения радиоволн над полупроводящей плоскостью можно приближенно свести к решению уравнений Максвелла для воздуха, наложив на них указанные граничные условия. Решение уравнений Максвелла в таких условиях хорошо известно и может быть написано в следующем виде:

$$E_{1z} = E_{1zm} e^{i\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)}, \ в/м,$$

$$H_{1y} = -\frac{E_{1zm}}{120\pi} e^{i\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)} = -\frac{E_{1z}}{120\pi}, \ а/м. \qquad (2.29)$$

На основании первого из точных граничных условий (2.24) тангенциальные составляющие на границе раздела равны, откуда следует $H_{2y} = H_{1y}$, $а/м$, при $z = 0$.

Подставляя выражение (2.29) в приближенные граничные условия Леонтовича (2.28), находим

$$-\frac{E_{1z}}{120\pi} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_к}}{120\pi} E_{1x} \quad \text{при} \quad z = 0$$

или, в иной форме,

$$E_{1x} = E_{1z}/\sqrt{\varepsilon_к} \quad \text{при} \quad z = 0. \qquad (2.30)$$

Применяя еще раз первое из точных граничных условий, получим $E_{2x} = E_{1x}$ при $z = 0$.

Подставляя в ф-лу (2.30) вместо комплексной диэлектрической проницаемости ее значение, определяемое выражением (1.2), находим

$$E_{1x} = \frac{E_{1z}}{\sqrt{\varepsilon - i\,60\lambda\sigma}}, \ в/м. \qquad (2.31)$$

Полученные формулы характеризуют поле в воздухе непосредственно над границей раздела. Формула (2.30) показывает, что распространяющаяся над плоской полупроводящей поверхностью Земли радиоволна содержит продольную (горизонтальную) составляющую напряженности электрического поля, т. е. уже не является поперечной, как в однородной среде. Амплитуда продольной составляющей обычно значительно меньше вертикальной и сдвинута относительно нее по фазе.

Представляя знаменатель ф-лы (2.31) в виде модуля и фазового множителя, получаем

$$E_{1x} = \frac{E_{1zm}}{\sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2}} e^{i\left(\omega t + \frac{\alpha}{2}\right)}, \ в/м, \qquad (2.31а)$$

где

$$\alpha = \operatorname{arc\,tg} \frac{60 \lambda \sigma}{\varepsilon} . \qquad (2.32)$$

Амплитуда горизонтальной составляющей напряженности электрического поля тем меньше, чем больше проводимость почвы и чем длиннее волна. При распространении над идеально проводящей почвой ($\sigma \to \infty$) $E_{1x} \to 0$. При обычных значениях проводимости земли в диапазоне сверхдлинных, длинных и средних волн горизонтальная составляющая в десятки, сотни и тысячи раз меньше вертикальной.

Для определения поперечной (вертикальной) составляющей напряженности электрического поля волны в почве воспользуемся вторым точным граничным условием (2.25), которое в принятых обозначениях имеет вид $E_{1z} = E_{2z}\varepsilon_к$ при $z = 0$. Подставляя сюда значение $\varepsilon_к$, получим

$$E_{2z} = \frac{E_{1z}}{\varepsilon - i\,60 \lambda \sigma} ,$$

или, в более привычных обозначениях,

$$E_{2z} = \frac{E_{1zm}}{\sqrt{\varepsilon^2 + (60 \lambda \sigma)^2}} \cdot e^{i(\omega t + \alpha)}, \ в/м, \qquad (2.33)$$

где угол α определяется ф-лой (2.32).

Поскольку в соответствии с применимостью условий Леонтовича подкоренное выражение в ф-лах (2.31) и (2.33) много больше единицы, то в указанном выше диапазоне волн горизонтальная составляющая во второй среде значительно больше вертикальной.

Приводим сводку расчетных формул:

$$E_{1z} = E_{1zm} e^{i\omega t}, \ в/м,$$

$$E_{1x} = E_{2x} = \frac{E_{1zm}}{\sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60 \lambda \sigma)^2}} e^{i\left(\omega t + \frac{\alpha}{2}\right)}, \ в/м,$$

$$E_{2z} = \frac{E_{1zm}}{\sqrt{\varepsilon^2 + (60 \lambda \sigma)^2}} e^{i(\omega t + \alpha)}, \ в/м,$$

$$H_{1y} = H_{2y} = -\frac{E_{1zm}}{120\pi} e^{i\omega t}, \ а/м,$$

где

$$\alpha = \operatorname{arc\,tg} \frac{60 \lambda \sigma}{\varepsilon} .$$

Вследствие того что продольная составляющая напряженности электрического поля волны в воздухе сдвинута по фазе относительно вертикальной, результирующее электрическое поле оказывается эллиптически поляризованным в вертикальной плоскости [конец

результирующего вектора напряженности описывает эллипс (рис. 2.20)], т. е. волна перестает быть плоской. Формулы (2.31а) и (2.32) показывают, что если в почве преобладают токи смещения (т. е. при условии $\varepsilon \gg 60\,\lambda\sigma$), то угол сдвига по фазе стремится к нулю. Наоборот, если в почве преобладают токи проводимости, то этот угол стремится к значению $\alpha/2 \to \pi/4$.

При наиболее часто встречающихся параметрах почвы эксцентриситет эллипса поляризации очень велик, и без ущерба для точности технических расчетов можно считать, что электрическое поле плоско поляризовано (в направлении распространения) и что результирующий вектор напряженности поля ориентирован в направлении большой оси эллипса. В этом случае можно говорить о явлении «наклона фронта волны». Угол наклона ψ результирующего вектора напряженности электрического поля относительно нормали к плоскости раздела (рис. 2.20) определяется формулой

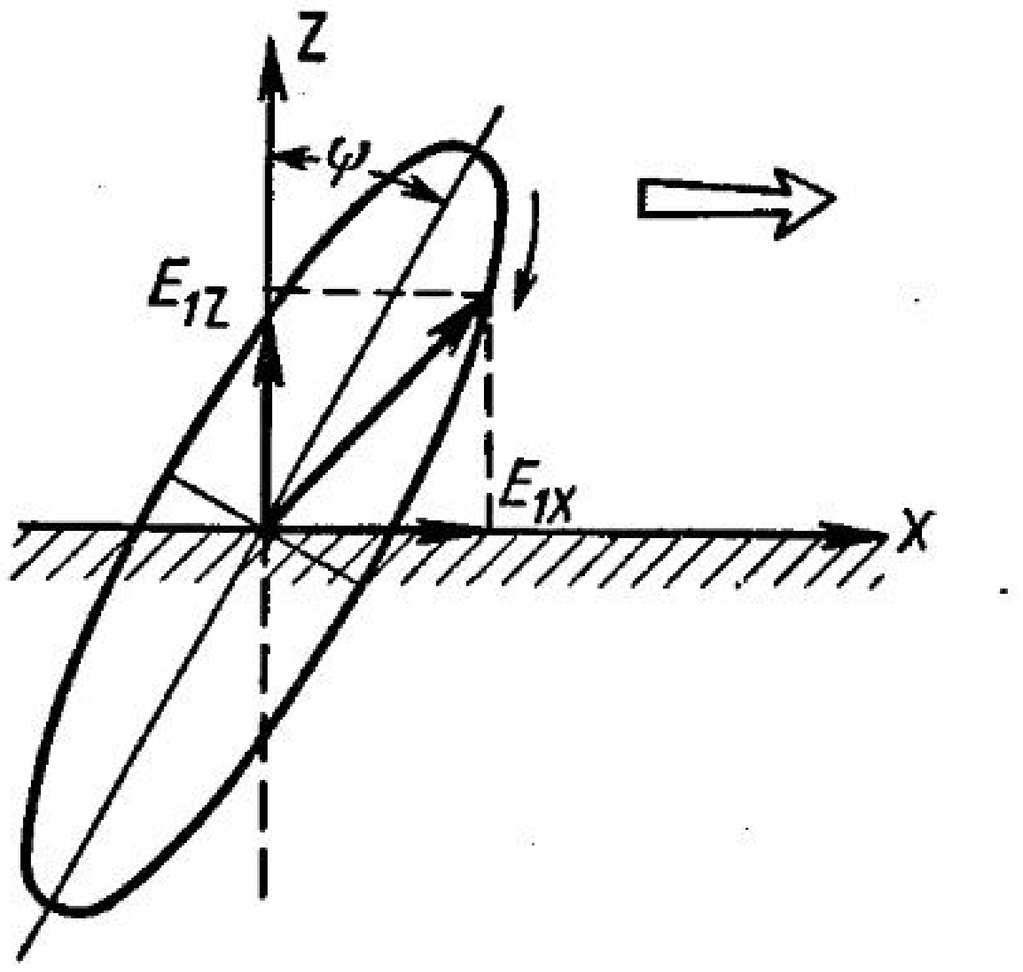


Рис. 2.20. Эллипс поляризации радиоволны, распространяющейся над полупроводящей поверхностью

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{E_{1xm}}{E_{1zm}} = \frac{1}{\sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2}}.$$

Применение полученных формул для практических расчетов иллюстрируется следующим примером.

Пример 2.5. Над влажной почвой с параметрами $\varepsilon = 10$ и $\sigma = 0{,}01$ *сим/м* распространяется радиоволна частоты $f = 1$ *Мгц* с заданным значением E_{1zm} вертикальной составляющей напряженности электрического поля. Требуется определить другие составляющие напряженности электрического поли волны в воздухе и в земле

На основании ф-л (2.31) и (2.32) имеем:

$$E_{1xm} = E_{2xm} \approx \frac{E_{1zm}}{13{,}4} = 7{,}45 \cdot 10^{-2} E_{1zm};$$

$$E_{2zm} \approx \frac{E_{1zm}}{180} = 5{,}5 \cdot 10^{-3} E_{1zm}.$$

Сдвиг по фазе ($\alpha/2$) между вертикальной и горизонтальной составляющими напряженности поля в воздухе определяем по ф-ле (2.32):

$$\operatorname{tg}\alpha = 18;\ \alpha = 86°50';\ \frac{\alpha}{2} = 43°25'.$$

Результирующее поле будет эллиптически поляризовано в плоскости распространения. Определим параметры эллипса поляризации.

Мгновенные значения вертикальной и горизонтальной составляющих представим в виде:

$$E_{1x} = 7{,}45 \cdot 10^{-2} E_{1zm} \cos \omega t = A \cos \omega t,$$

$$E_{1z} = E_{1zm} \cos (\omega t - 43°25') = C \cos \omega t + D \sin \omega t.$$

где

$$A = 7{,}45 \cdot 10^{-2} E_{1zm};\ C = 0{,}726 E_{1zm};\ D = 0{,}687 E_{1zm}.$$

Угол, составленный большой осью эллипса поляризации с осью X, принимает значение $\operatorname{tg} 2\varphi = -0{,}107$, откуда $\varphi = 86°55'$, а угол наклона $\psi = 3°5'$.

Длины большой и малой осей эллипса поляризации оказываются соответственно равными:

$$M = 1{,}009 E_{1zm} \text{ и } N = 5{,}12 \cdot 10^{-2} E_{1zm}.$$

Соотношение между длинами осей эллипса поляризации показывает, что он, действительно, очень вытянут.

Угол наклона фронта волны, определяемый по приближенной ф-ле (2.31), имеет значение $\psi = 4°45'$, т. е. очень близок к углу наклона большой оси эллипса поляризации.

Явление наклона фронта волны имеет большое практическое значение. Прежде всего, оно позволяет объяснить возможность приема радиопередач на земные антенны. Земными антеннами принято называть симметричные антенны в виде двух проводов, проложенных на земле или протянутых на небольшой высоте над ней. Земная антенна принимает энергию радиоволн, распространяющихся в направлении провода. Поскольку электродвижущая сила в проводе антенны наводится только той составляющей напряженности электрического поля волны, которая параллельна проводу, то, обращаясь к рис. 2.21, можно видеть, что прием сигналов на земную антенну возможен только благодаря существованию продольной составляющей напряженности поля.

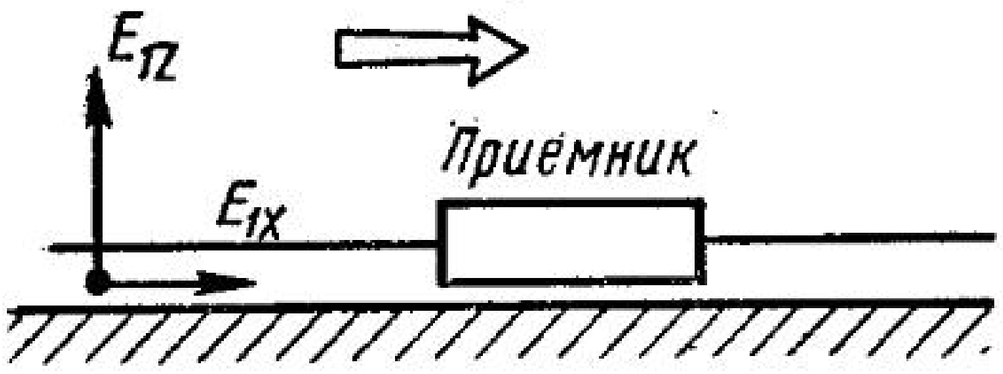


Рис. 2.21. Прием сигналов на земную антенну

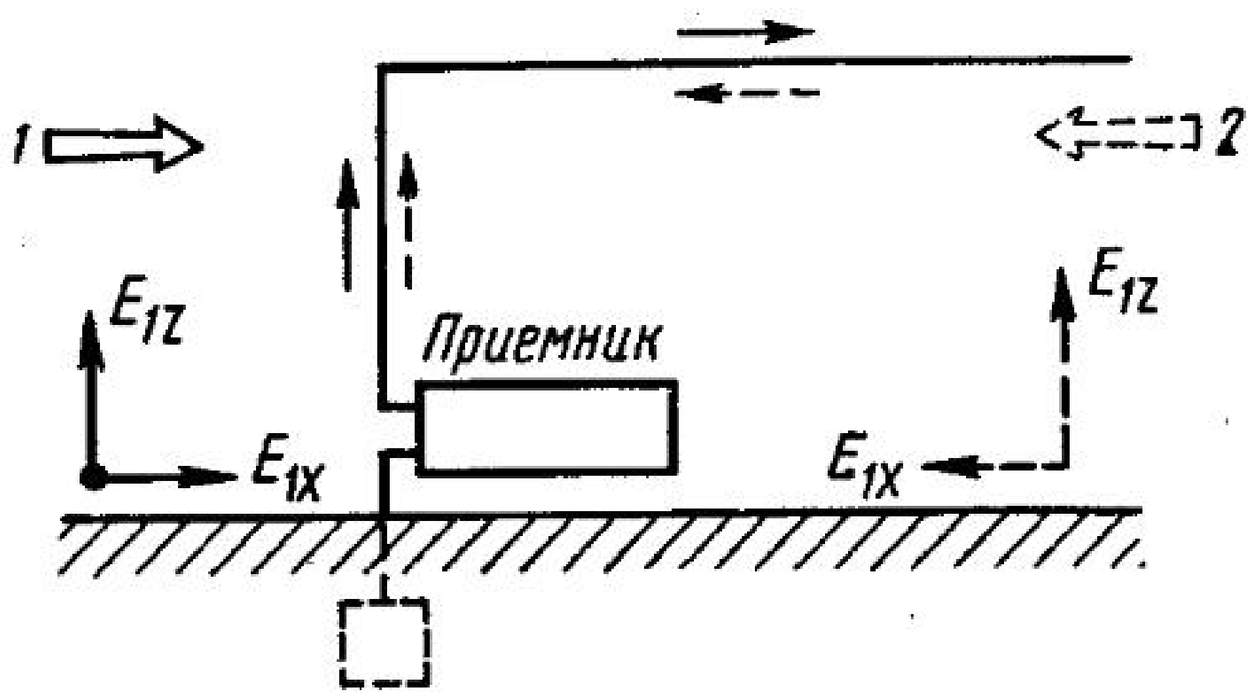


Рис. 2.22. Прием сигналов на Г-образную антенну

Если бы почва обладала свойствами идеально проводящего тела, то прием сигналов на земную антенну был бы невозможен. Наоборот, чем меньше проводимость почвы или чем короче длина принимаемой радиоволны, тем бóльшая эдс будет наводиться в земной антенне.

Явление наклона фронта волны позволяет объяснить направленные свойства Г-образных антенн. Широко применяемые в диапазоне длинных и средних волн Г-образные антенны при использовании их в качестве приемных антенн принимают сигналы лучше в том случае, когда волны приходят в направлении горизонтального провода со стороны уголка антенны. Обращаясь к рис. 2.22 и допустив для простоты, что сдвиг фаз между вертикальной и горизонтальной составляющими напряженности электрического поля волны незначителен, замечаем, что при приходе волны в направлении 1 в вертикальной и горизонтальной частях антенны наводятся эдс, которые действуют согласно (сплошные стрелки) и складываются между собой. Наоборот, если волна приходит со стороны свободного конца горизонтального провода 2, то в вертикальной и горизонтальной частях антенны наводятся эдс, которые действуют в противофазе (пунктирные стрелки) и, следовательно, в известной степени компенсируют друг друга.

Если бы Г-образная антенна находилась над идеально проводящей почвой, то никакими направленными свойствами она бы не обладала. Направленные свойства Г-образной антенны целиком объясняются полупроводящими свойствами почвы. Направленность Г-образных антенн тем выше, чем хуже проводимость почвы и чем короче длина принимаемой волны.

На основании теоремы взаимности все сказанное о свойствах приемных земных антенн и Г-образных антенн можно распространить на передающие антенны.

Изложенная теория позволяет исследовать условия приема радиосигналов и под поверхностью земли. Рассмотрим сначала условия радиоприема непосредственно под границей раздела и сравним их с условиями приема в воздухе непосредственно над границей раздела.

Из формул (2.31) и (2.33) следует, что в то время как в воздухе вертикальная составляющая напряженности электрического поля значительно больше горизонтальной [1]), в почве горизонтальная составляющая во столько же раз больше вертикальной составляющей. Стало быть, если в воздухе радиоприем выгоднее и целесообразнее вести на вертикальную антенну, то в почве в качестве приемных антенн выгоднее применять горизонтальные антенны, направленные на передающую станцию. Если в качестве приемных антенн использовать рамочные антенны очень небольшой высоты [2]), реагирующие на магнитное поле радиоволны, то вследствие равенства напряженностей магнитного поля в воздухе и в почве можно считать, что в рамке, находящейся в воздухе, будут наводиться сигналы с той же амплитудой, что и в рамке, помещенной в почве.

---

[1]) В $\sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60\,\lambda\sigma)^2}$ раз.

[2]) С тем, чтобы можно было пренебречь изменением магнитного поля по высоте рамки.

Граничные условия Леонтовича позволяют по известному значению напряженности поля на поверхности раздела вычислить поле на глубине. В соответствии с этими условиями напряженность поля на глубине h равна произведению напряженности поля непосредственно под поверхностью раздела на множитель поглощения, вычисленный в предположении распространения в однородной среде с параметрами почвы.

Ниже приводятся формулы для определения вертикальной и горизонтальной составляющих напряженности электрического поля на глубине h под поверхностью раздела по известному значению вертикальной составляющей в воздухе непосредственно над поверхностью:

$$E_{2x} = \frac{E_{1zm} e^{-\delta h}}{\sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2}} e^{i\left[\omega\left(t - \frac{h}{v}\right) + \frac{\alpha}{2}\right]}, \text{ в/м}, \quad (2.34)$$

$$E_{2z} = \frac{E_{1zm} e^{-\delta h}}{\sqrt{\varepsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2}} e^{i\left[\omega\left(t - \frac{h}{v}\right) + \alpha\right]}, \text{ в/м}, \quad (2.35)$$

где коэффициент поглощения δ вычисляется по формуле

$$\delta = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{1}{2}\left[-\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2}\right]},$$

а фазовая скорость распространения в почве — по формуле $v = c/n$. Угол сдвига по фазе α определяется выражением (2.32).

Аналогичным образом можно вычислить магнитное поле радиоволны в глубине почвы.

Заметим в заключение, что полученные в настоящем параграфе выводы о структуре поля земной волны справедливы и для тех расстояний, когда необходимо учитывать кривизну Земли, так как дифракционное поле в месте расположения приемной антенны также можно рассматривать, как плоское.

Пример 2.6. В качестве примера применения ф-л (2.34) и (2.35) определим значение напряженности поля на глубине 5 *м* при распространении радиоволны частотой $f = 1$ *Мгц* над влажной почвой (параметры см. в примере 2.5).

Поскольку величина $60\lambda\sigma = 180$ много больше $\varepsilon = 10$, входящей в формулу, коэффициент поглощения δ определим по ф-ле

$$\delta = 2\pi\sqrt{\frac{30 \cdot 0{,}01}{300}} = 0{,}198, \ 1/м.$$

Подставляя это значение в ф-лу (2.34), находим амплитуду горизонтальной (продольной) составляющей напряженности электрического поля волны:

$$E_{2xm} = \frac{E_{1zm(z=0)} e^{-0{,}198 \cdot 5}}{13{,}4} = 2{,}77 \cdot 10^{-2} E_{1zm(z=0)}.$$

Вертикальную составляющую на той же глубине можно найти по ф-ле (2.35):

$$E_{2zm} = \frac{E_{1zm(z=0)} e^{-0{,}198 \cdot 5}}{180} = 2{,}07 \cdot 10^{-3} E_{1zm(z=0)}.$$

Сопоставление результатов расчета показывает, что при приеме сигналов под поверхностью земли действительно целесообразнее применять антенны, реагирующие на горизонтальную составляющую напряженности электрического поля волны.

2.5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ РАСПОЛОЖЕНИИ АНТЕНН НЕПОСРЕДСТВЕННО У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

В этом параграфе, в отличие от параграфа 2.2, рассматривается тот случай распространения над плоской полупроводящей поверхностью Земли, когда обе антенны — как передающая, так и приемная — находятся непосредственно у границы раздела. Подобный случай типичен для диапазонов сверхдлинных, длинных и средних волн. Поскольку кривизна Земли во внимание не принимается, то ясно, что описываемый метод расчета пригоден только для небольших расстояний.

Рассмотрим сначала частный случай интересующей нас проблемы, а именно, когда поверхности Земли можно приписать свойства идеального проводника, т. е. когда токи проводимости много больше токов смещения. Выполнению этого условия благоприятствует высокая проводимость почвы и использование наиболее длинных волн. Такую задачу можно решить весьма элементарным методом.

Предположим, что в точке A на плоской поверхности идеально проводящей земли помещена антенна, обладающая коэффициентом направленности D_1 и излучающая мощность P_1. В соответствии с изложенным в параграфе 1.4, такая антенна эквивалентна изотропному излучателю с мощностью $P_1 D_1$. Если бы такая антенна находилась в свободном пространстве, то энергия волны распределялась бы по поверхности сферы. В данном же случае, поскольку радиоволны могут распространяться только в воздухе, энергия волны распределяется по поверхности полусферы. В итоге численное значение вектора Пойнтинга в два раза, а напряженность поля в $\sqrt{2}$ раз превышают значения, полученные в параграфе 1.4. Соответствующие выражения имеют вид:

$$\Pi = 1{,}6 \cdot 10^5 \frac{P_{1\,[квт]} D_1}{r^2_{[км]}}, \; квт/м^2, \tag{2.36}$$

$$E_д = \frac{245 \sqrt{P_{1\,[квт]} D_1}}{r_{[км]}}, \; мв/м. \tag{2.37}$$

Формулы (2.36) и (2.37) носят название формул идеальной радиопередачи. Этим подчеркивается двоякая идеализация рассматриваемой задачи: во-первых, не принимается во внимание кривизна Земли, во-вторых, ее поверхности приписываются свойства идеального проводника.

Поскольку в диапазоне сверхдлинных, длинных и средних волн часто применяются проводниковые антенны, излучающим элементом которых является снижение, представляют интерес формулы, удобные для расчета напряженности поля при использовании таких антенн. Здесь можно воспользоваться известным из теории поля принципом зеркальных изображений. Если над идеально проводящей поверхностью расположен вертикальный проводник, в котором в данный момент времени ток течет сверху вниз (как показано на рис. 2.23 стрелкой), то можно представить, что такой ток создается зарядами *1* и *2*. Согласно принципу зеркального изображения, действие идеально проводящей плоскости на создаваемое точечным зарядом поле можно учесть путем замены плоскости зеркальным изображением заряда, т. е. зарядом обратного знака, расположенным на том же расстоянии под плоскостью. На рис. 2.23 такие заряды обозначены через *1′* и *2′*. Легко видеть, что в проводнике — зеркальном изображении течет ток той же силы и в том же направлении, что и в реальном проводнике. Таким образом, влияние идеально проводящей плоскости сводится к удвоению поля, создаваемого проводником *1—2* в свободном пространстве. Учитывая это, формулу идеальной передачи можно представить в виде:

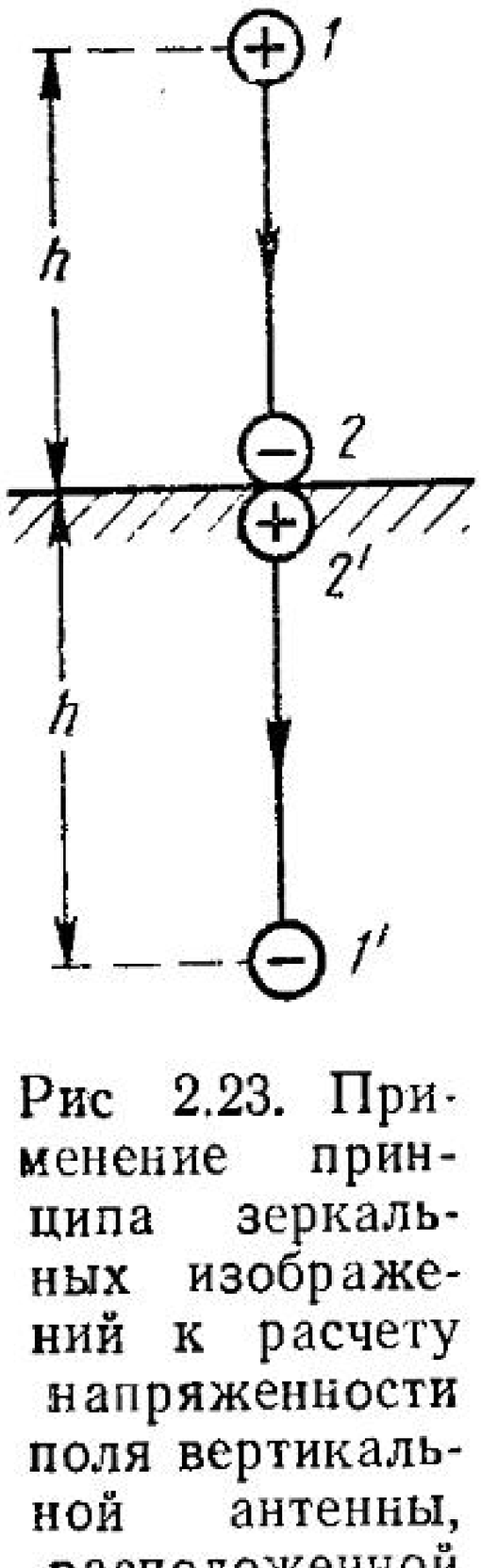


Рис 2.23. Применение принципа зеркальных изображений к расчету напряженности поля вертикальной антенны, расположенной над идеально проводящей поверхностью

$$E_{д} = \frac{120\pi h_{д\,[м]} I_{д\,[м]}}{\lambda_{[м]} r_{[км]}}, \ мв/м. \qquad (2.38)$$

Здесь через $h_{д}$ обозначена действующая высота передающей антенны, а $I_{д}$ — действующее значение силы тока в пучности.

Если излучающий провод расположен горизонтально, как показано на рис. 2.24, то, применяя принцип зеркальных изображений, приходим к выводу, что направление тока в изображении провода *обратно* направлению тока в реальном проводе. В этих условиях изображение ослабляет, а не усиливает излучение в горизонтальном направлении; лепестки же возникают под некоторым углом к горизонту в соответствии с ф-лой (2.17), приведенной в параграфе 2.2.

При рассмотрении влияния идеально проводящей земли возникает своеобразный парадокс, который заключается в следующем. Если исходить из излучаемой мощности, то при помещении излучателя над землей, согласно ф-ле (2.37), напряженность поля увеличивается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с полем в свободном пространстве. Наоборот, если исходить из силы тока, то при помещении излучателя над землей напряженность поля, согласно ф-ле (2.38),

удваивается по сравнению с полем в свободном пространстве. Объясняется это кажущееся противоречие тем, что для поддержания одной и той же силы тока в излучателе, находящемся в одном случае в свободном пространстве, а в другом — над землей, приходится затрачивать различные мощности, так как сопротивление излучения антенны зависит от высоты поднятия ее над поверхностью Земли.

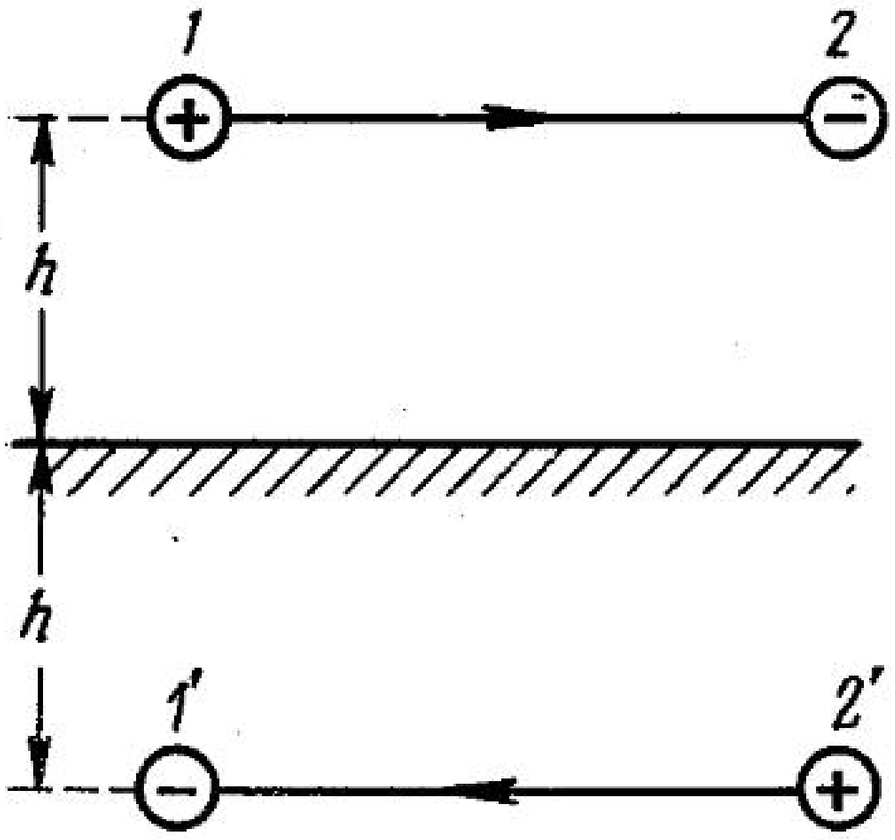


Рис. 2.24. Применение принципа зеркальных изображений к расчету напряженности поля горизонтальной антенны, расположенной над идеально проводящей поверхностью

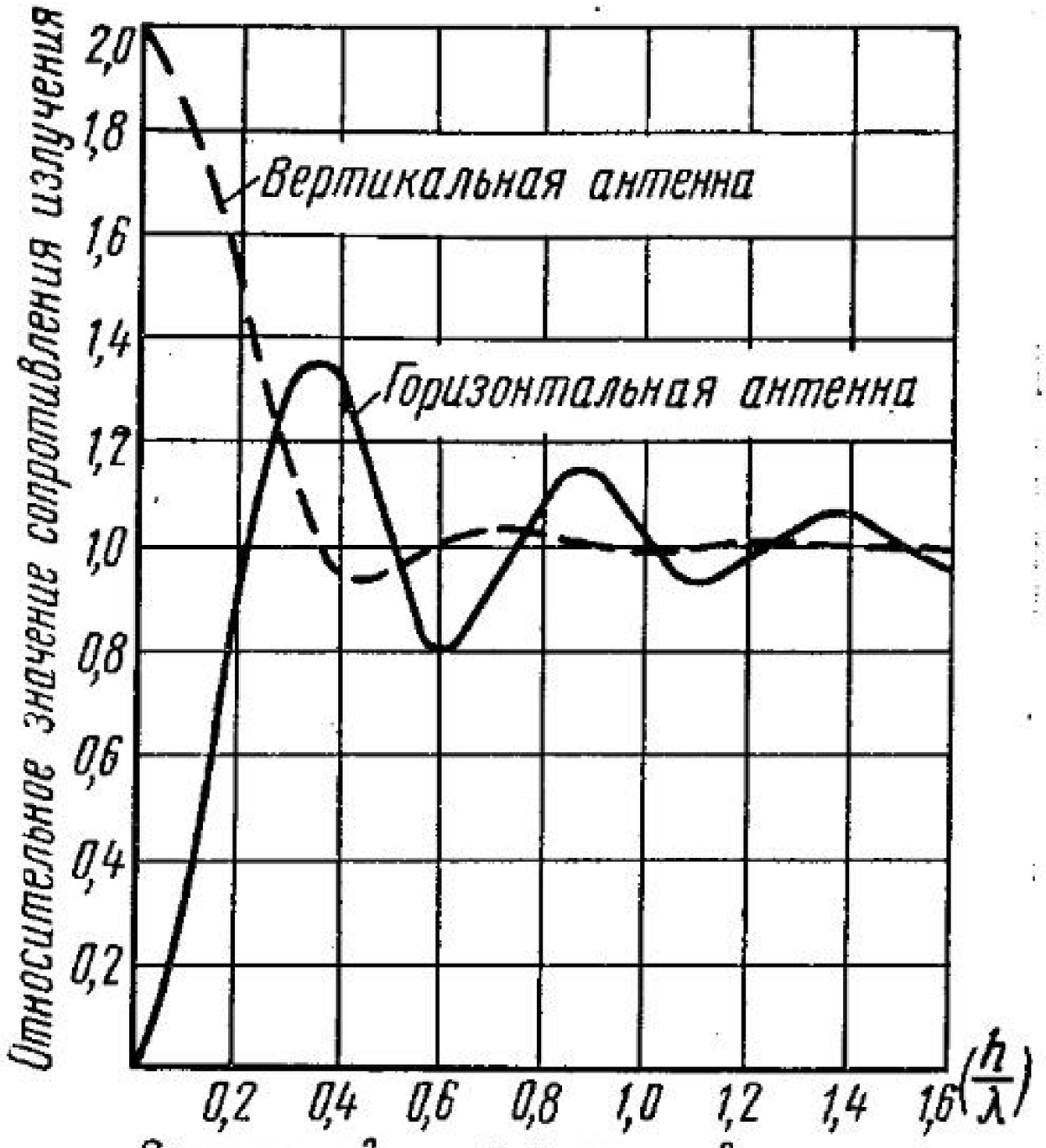


Рис. 2.25. Отношение сопротивления излучения вертикального и горизонтального элементарных излучателей к сопротивлению излучения в свободном пространстве в зависимости от высоты поднятия излучателя над идеально проводящей плоскостью

На рис. 2.25 показаны изменения сопротивления излучения вертикального и горизонтального вибраторов по отношению к сопротивлению излучения того же вибратора в свободном пространстве в зависимости от высоты поднятия над идеально проводящей землей. Как следует из хода кривых, по мере приближения к земле сопротивление излучения вертикального вибратора возрастает, в пределе удваиваясь, а сопротивление излучения горизонтального вибратора уменьшается, в пределе стремясь к нулю. Все это является иллюстрацией к ранее рассмотренным рис. 2.23 и 2.24. При приближении к земле действующая длина вертикального провода как бы удваивается, а горизонтального — стремится к нулю (вследствие компенсирующего действия токов в зеркальном изображении).

Если в вибраторе в свободном пространстве поддерживалась сила тока $I_д$, то при помещении его в вертикальном положении непосредственно над идеально проводящей плоскостью (когда его сопротивление излучения удваивается) для поддержания той же силы тока необходимо подводить в два раза большую мощность.

Подставляя в этих условиях в ф-лу (2.37) вместо P_1 в два раза бóльшее значение, убеждаемся, что поле в месте приема увеличивается в два раза по сравнению с полем в свободном пространстве.

По тем же причинам, если напряженность поля выразить через излученную мощность и перейти от антенны в свободном пространстве к вертикальной антенне, расположенной непосредственно у поверхности земли, то при той же подводимой мощности сила тока в антенне при приближении к земле уменьшится в $\sqrt{2}$ раз. Поэтому и в данном случае расчет по ф-лам (2.37) и (2.38) приведет к одним и тем же результатам.

Переходя к более реальной задаче о распространении радиоволн над плоской полупроводящей поверхностью земли, необходимо отметить, что первая попытка решить эту задачу была предпринята А. Зоммерфельдом еще в 1909 г. Ограничиваясь рассмотрением почвы, в которой токи проводимости значительно больше токов смещения, А. Зоммерфельд получил в интегральной форме выражение, определяющее напряженность поля в месте приема. Это выражение было столь громоздким, что пользоваться им для инженерных расчетов было невозможно. Кроме того, в работе А. Зоммерфельда содержалась принципиальная ошибка, которая в 1933 г. была исправлена В. А. Фоком. В 1923 г. М. В. Шулейкин [9] придал решению А. Зоммерфельда вид, удобный для инженерных расчетов. В 1931 г. ван-дер-Поль опубликовал формулу для расчета напряженности поля, почти тождественную формуле Шулейкина. Вслед за тем был выполнен ряд работ, в которых формулы Шулейкина и ван-дер-Поля обобщаются для почв с любыми параметрами, приводятся графики и номограммы, облегчающие пользование расчетными формулами.

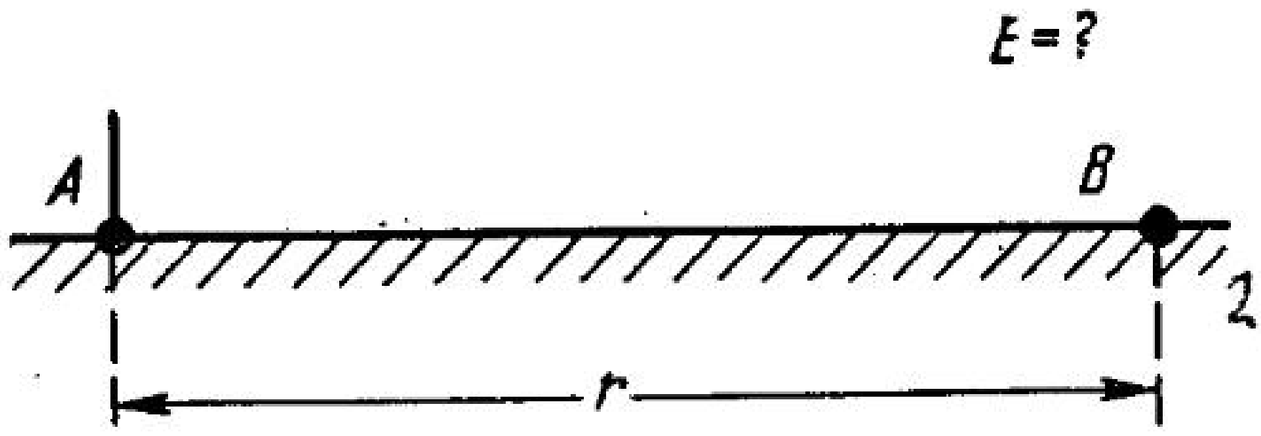


Рис. 2.26. Распространение радиоволн, излучаемых антенной, над плоской поверхностью Земли

Рисунок 2.26 иллюстрирует постановку задачи. В пункте A непосредственно над поверхностью земли расположена антенна передатчика. Излучаемые антенной передатчика радиоволны распространяются над плоской однородной поверхностью земли с диэлектрической проницаемостью ε и удельной электрической проводимостью σ. Требуется определить значение множителя ослабления F_1 по отношению к формуле идеальной радиопередачи при расположении приемной антенны в точке B, также непосредственно у поверхности Земли, на расстоянии r от излучателя. Зная множитель ослабления, напряженность поля можно рассчитать по обычной формуле

$$E_д = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\,F_1,\ мв/м. \qquad (2.39)$$

Множитель ослабления является функцией некоторого безразмерного параметра x, называемого иногда «численным расстоянием» и определяемого путем деления действительного расстояния r на так называемый масштаб расстояний S, который выражается формулой $S=\lambda\varepsilon_к^2/\pi(\varepsilon\ -1)$, $м$ и в общем случае является комплексной величиной. В практических приложениях обычно пользуются модулем s этой величины:

$$s=|S|=\frac{\lambda}{\pi}\left|\frac{\varepsilon_к^2}{\varepsilon_к-1}\right|,\ м. \qquad (2.40)$$

Численное расстояние в этих условиях определяется формулой

$$x=\frac{r}{s}=\frac{\pi r}{\lambda}\cdot\left|\frac{\varepsilon_к-1}{\varepsilon_к^2}\right|. \qquad (2.41)$$

Подставляя сюда значение относительной комплексной диэлектрической проницаемости, получаем:

$$\left.\begin{aligned} s&=\frac{\lambda\,[\varepsilon^2+(60\,\lambda\,\sigma)^2]}{\pi\sqrt{(\varepsilon-1)^2+(60\,\lambda\,\sigma)^2}},\ м\\ x&=\frac{\pi r}{\lambda}\cdot\frac{\sqrt{(\varepsilon-1)^2+(60\,\lambda\,\sigma)^2}}{\varepsilon^2+(60\,\lambda\,\sigma)^2}\end{aligned}\right\}. \qquad (2.42)$$

Для тех случаев, когда $\varepsilon\gg1$, без ущерба для точности расчетов можно положить $(\varepsilon-1)^2\approx\varepsilon^2$, после чего ф-лы (2.42) принимают вид:

$$s\approx\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\varepsilon^2+(60\,\lambda\,\sigma)^2},\ м;\quad x\approx\frac{\pi r}{\lambda}\cdot\frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2+(60\,\lambda\,\sigma)^2}}. \qquad (2.42а)$$

Для случаев, когда токи проводимости в почве значительно больше токов смещения, иначе говоря, когда $60\,\lambda\sigma\gg\varepsilon$, ф-лы (2.42а) упрощаются:

$$s\approx\frac{60\,\lambda^2\,\sigma}{\pi},\ м;\quad x=\frac{\pi r}{60\,\lambda^2\,\sigma}=\frac{100\,\pi\,r_{[км]}}{6\,\lambda^2_{[м]}\,\sigma_{[сим/м]}}. \qquad (2.42б)$$

Для другого крайнего случая, когда токи смещения значительно больше токов проводимости, т. е. когда $60\,\lambda\sigma\ll\varepsilon$, ф-лы (2.42а) приводятся к виду:

$$s\approx\frac{\lambda\,\varepsilon}{\pi},\ м;\quad x\approx\frac{\pi r}{\lambda\,\varepsilon}=\frac{1000\,\pi\,r_{[км]}}{\lambda_{[м]}\,\varepsilon}.$$

При определении множителя ослабления F_1 по вычисленному значению x обычно пользуются графиками, составленными Берроузом [10]. По оси абсцисс графика на рис. 2.27 в логарифмическом масштабе отложены значения $2x$, а по оси ординат — искомые значения множителя ослабления для двух видов поляризации и для разных значений параметра $Q=\varepsilon/60\,\lambda\sigma$. Обращает на себя внимание, что при малых x все кривые стремятся к значению $F_1=1$. Для значений $x>25$ кривые также сливаются.

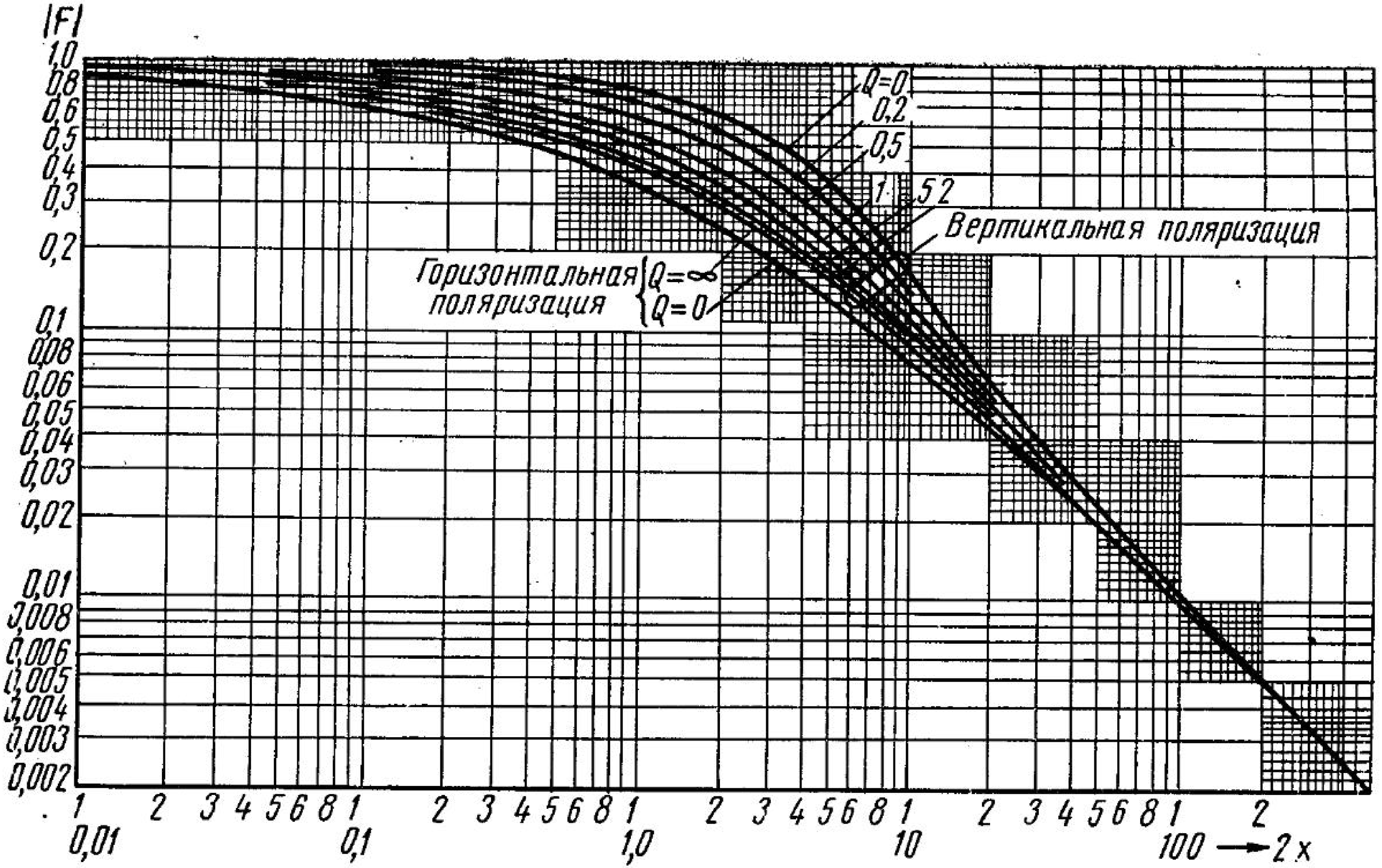


Рис. 2.27. Зависимость множителя ослабления от численного расстояния x при разных значениях параметра Q

При отсутствии под руками графика, показанного на рис. 2.27, модуль множителя ослабления можно вычислить по приближенной формуле

$$F_1 = \frac{2 + 0{,}3x}{2 + x + 0{,}6x^2}, \qquad (2.43)$$

которая для значений $x > 25$ принимает следующий простой вид:

$$F_1 \approx 1/2x. \qquad (2.43а)$$

Формула (2.39), в которой множитель ослабления определяется описанным методом, носит название формулы Шулейкина — ван-дер-Поля. Ею можно пользоваться при небольших удалениях от передатчика, когда влиянием кривизны Земли можно пренебречь.

Из формулы (2.42) следует, что при идеально проводящей почве ($\sigma \to \infty$) x обращается в нуль; поэтому множитель ослабления принимает значение, равное 1 (рис. 2.27), что соответствует рассмотренному выше случаю идеальной радиопередачи. С увеличением x множитель ослабления уменьшается, иными словами, потери в почве возрастают. Из ф-лы (2.42) также следует, что потери увеличиваются по мере укорочения длины волны и уменьшения проводимости почвы. Подобная зависимость объясняется тем, что в хорошо проводящую почву радиоволны проникают слабо (в предельном случае идеально проводящей почвы они вовсе не проникают), в то время как в плохо проводящую (диэлектрическую) почву радиоволны проникают хорошо, а следовательно, доля энергии распространяющихся над поверхностью Земли радиоволн соответственно уменьшается.

В тех случаях, когда заданы действующая высота передающей антенны $h_д$ и сила тока в пучности $I_д$, удобнее пользоваться другим видом формулы Шулейкина — ван-дер-Поля:

$$E_д = \frac{120\pi h_{д\,[м]} I_{д\,[а]}}{r_{[км]} \lambda_{[м]}} \cdot F_1, \ мв/м. \qquad (2.44)$$

Сопоставление данных расчета с экспериментально измеренными значениями напряженности поля в месте приема позволило установить ориентировочные значения максимальных расстояний, при которых еще можно пользоваться формулой Шулейкина—ван-дер-Поля (табл. 2.3).

До сих пор рассматривалась напряженность поля в месте приема, создаваемая вертикальным излучателем, расположенным непосредственно у полупроводящей поверхности Земли. Естественно, что такой излучатель создает вертикально поляризованное излучение и под напряженностью поля в месте приема подразумевается вертикальная составляющая напряженности электрического поля волны.

Однако, как указывалось в предыдущем параграфе, в процессе распространения возникают также продольные (горизонтальные) составляющие электрического поля волны. Если источником радио-

воли является горизонтальный излучатель или какая-либо более сложная антенна, создающая горизонтально поляризованную волну, то процесс распространения существенно изменяется. Прежде всего, условимся в этом случае говорить о горизонтальной составляющей электрического поля в месте приема как об основном поле. Предположив, что земля обладает свойствами идеального проводника и что горизонтальный излучатель расположен непосредственно над ней (рис. 2.28), на основании принципа зеркальных изо-

Таблица 2.3

МАКСИМАЛЬНЫЕ РАССТОЯНИЯ, ДЛЯ КОТОРЫХ СПРАВЕДЛИВА ФОРМУЛА ШУЛЕЙКИНА — ВАН-ДЕР-ПОЛЯ

Диапазон волн, *м*	Ориентировочные значения максимальных расстояний для середины диапазона, *км*
200÷20000	300—400
50÷200	50—100
10÷50	10

Рис. 2.28. Идеально проводящая земля компенсирует излучение горизонтальной антенны. Крестиком и точкой показано направление токов в проводе и его зеркальном изображении в данный момент времени

бражений можно показать, что влияние земли проявляется в стремлении уничтожить поле излучателя. Поскольку все встречаемые в действительности типы почв обладают конечной проводимостью, компенсация поля излучателя будет неполной, и в точке приема B создается конечное значение горизонтальной составляющей напряженности электрического поля волны.

Помимо подобного компенсирующего действия, полупроводящая поверхность земли, естественно, вызывает поглощение распространяющейся над ней горизонтально поляризованной радиоволны. Степень поглощения горизонтально поляризованных радиоволн оценивается при помощи множителя ослабления, определяемого по кривым рис. 2.27, относящимся к горизонтальной поляризации. Численное расстояние при этом следует определять по формуле

$$x = \frac{\pi r}{\lambda} \sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + (60 \lambda \sigma)^2}.$$

Горизонтальный вибратор, помимо основного горизонтально поляризованного поля, максимум которого создается в направлении, перпендикулярном оси провода, является источником вертикально поляризованного электрического поля, максимального в направлении провода. На рис. 2.29 показаны характеристики направленности горизонтального вибратора по горизонтально поляризованному (сплошная линия) и вертикально поляризованному (пунктирная линия) полям.

Заметим, что вертикально поляризованное поле возникает только за счет конечной проводимости земли и по мере увеличения

проводимости стремится к нулю. Физической причиной возникновения этой составляющей поля волны является связь между вертикальной и горизонтальной составляющими напряженности поля радиоволны. Подобно тому как за счет наводимых на поверхности земли токов вертикально поляризованная волна создает электрическое поле с горизонтальной составляющей напряженности, горизонтальная составляющая поля создает вертикальную.

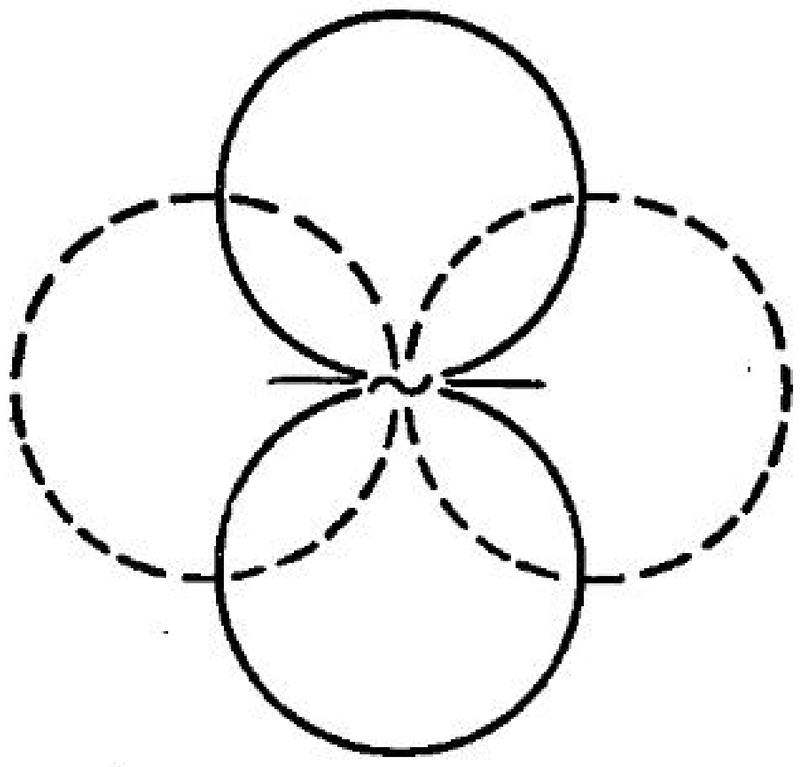


Рис. 2.29. Горизонтально (сплошные линии) и вертикально (пунктирные линии) поляризованные радиоволны, создаваемые горизонтальным излучателем

Абсолютное значение вертикальной составляющей электрического поля радиоволны можно определить на основании теоремы взаимности по методу, предложенному А. Н. Щукиным [11].

Вертикальный излучатель с действующей длиной $l_д$ при величине тока в пучности $I_д$ в соответствии с ф-лой (2.44) создает на расстоянии r от излучателя электрическое поле с вертикальной составляющей напряженности

$$E_{zд} = \frac{120\,\pi\, l_{д\,[м]}\, I_{д\,[а]}}{\lambda_{[м]}\, r_{[км]}} F_1, \quad мв/м.$$

В соответствии с ф-лой (2.41а) продольная горизонтальная составляющая напряженности электрического поля определяется выражением

$$E_{x\,д} = \frac{120\,\pi\, l_{д\,[м]}\, I_{д\,[а]}\, F_1}{\lambda_{[м]}\, r_{[км]} \sqrt[4]{\varepsilon^2 + (60\,\lambda\,\sigma)^2}}, \quad мв/м. \qquad (2.45)$$

На основании теоремы взаимности можно утверждать, что та же формула определяет вертикальную составляющую напряженности электрического поля $E_{zд}$, создаваемого горизонтальным излучателем с действующей длиной $l_д$ при величине тока в пучности $I_д$ на том же расстоянии r от излучателя.

При встречаемых в практике значениях проводимости почвы уже на небольших расстояниях от горизонтального излучателя, расположенного непосредственно у поверхности земли, вертикально поляризованное поле оказывается значительно больше горизонтально поляризованного.

Технику определения напряженности поля земных радиоволн с помощью формулы Шулейкина—ван-дер-Поля иллюстрируем несколькими примерами.

Пример 2.7. Определить напряженность поля, создаваемую на расстоянии 250 *км* от передающей станции при распространении радиоволн над влажной почвой при следующих данных: излучаемая мощность $P_1 = 30$ *квт*, длина волны $\lambda = 1200$ *м*, коэффициент направленности антенны $D_1 = 1{,}5$.

Параметры почвы определяем по табл. 2.1: $\varepsilon = 10$, $\sigma = 0{,}01$ *сим/м*, откуда следует: $60\,\lambda\sigma = 720 \gg \varepsilon$ и $Q = \varepsilon/60\,\lambda\sigma = 0{,}014$.

Численное расстояние находим по ф-ле (2.52б)

$$x = \frac{\pi \cdot 250 \cdot 100}{6 \cdot 1200^2 \cdot 0{,}01} = 0{,}91; \quad 2x = 1{,}82.$$

По графику на рис. 2.27 определяем множитель ослабления $F_1 = 0{,}67$. При пользовании приближенной ф-лой (2.43) для множителя ослабления было бы получено значение

$$F_1 = 2{,}27/3{,}41 = 0{,}66.$$

По ф-ле (2.39) находим напряженность поля в месте приема:

$$E_д = \frac{245\sqrt{30 \cdot 1{,}5}}{250} \cdot 0{,}67 = 44 \text{ мв/м}.$$

Пример 2.8. Определить ток в основании вертикальной заземленной антенны с действующей высотой $h_д = 22$ *м*, при котором на расстоянии $r = 90$ *км* от передатчика создается напряженность поля $E_д = 40$ *мкв/м*. Антенна возбуждается на длине волны $\lambda = 150$ *м*. Волны распространяются над сухой почвой.

Решение задачи следует начать с определения множителя ослабления.

Параметры почвы находим по табл. 2.1: $\varepsilon = 4$, $\sigma = 0{,}001$ *сим/м*, откуда следует: $60\lambda\sigma = 9$, $Q = 0{,}444$. При таком значении Q численное расстояние следует определять по полной ф-ле (2.42): $x = 184$. При столь большом значении x множитель ослабления можно определить по приближенной ф-ле (2.43):

$$F_1 = 1/2 \cdot 184 = 0{,}0028.$$

Подставляя заданные значения и найденную величину множителя ослабления в ф-лу (2.44), получаем $0{,}040 = \frac{120\pi I_д 22 \cdot 0{,}0028}{150 \cdot 90}$, откуда следует: $i_д = 23{,}2$ *а*.

Пример 2.9. Определить напряженность поля, создаваемого горизонтальным симметричным полуволновым вибратором, возбуждаемым на волне $\lambda = 70$ *м*, на расстоянии 30 *км*. Вибратор расположен непосредственно у поверхности влажной почвы. В пучности вибратора поддерживается ток величиной 15 *а*.

Основное горизонтально поляризованное поле с максимумом в направлении, перпендикулярном вибратору, из-за компенсирующего действия электрического изображения излучателя в земле столь незначительно, что в соответствии с изложенным выше им можно пренебречь по сравнению с вертикально поляризованным полем.

Вертикально поляризованное поле с максимумом в направлении провода определяем по методу А. Н. Щукина [ф-ла (2.45)]: $60\lambda\sigma = 42$, $\varepsilon = 10$, откуда следует:

$$Q = \frac{\varepsilon}{60\lambda\sigma} = 0{,}24.$$

По приближенной ф-ле (2.47) находим

$$x = \frac{\pi \cdot 30 \cdot 100}{6 \cdot 49 \cdot 100 \cdot 0{,}1} = 32{,}2.$$

По графику рис. 2.27 определяем множитель ослабления $F_1 = 0{,}015$.

Подставляя полученное значение множителя ослабления в ф-лу (2.45) и принимая во внимание, что действующая длина полуволнового вибратора $l_д = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{\pi} = 22{,}3$ *м*, находим вертикальную составляющую напряженности поля в месте приема:

$$E_д = \frac{120\pi \cdot 22{,}3 \cdot 15 \cdot 0{,}015}{70 \cdot 30 \cdot 6{,}57} = 0{,}137 \text{ мв/м}.$$

2.6. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД НЕОДНОРОДНОЙ ПОЧВОЙ

В реальных условиях рассмотренные до сих пор случаи распространения земных радиоволн над однородной почвой встречаются довольно редко. Чаще всего на пути от передающей до приемной антенн радиоволнам приходится распространяться над почвами с различными электрическими параметрами. Оставляя в стороне случаи плавного изменения электрических параметров почвы, рассмотрим процесс распространения волн последовательно над несколькими почвами, каждая из которых предполагается однородной и границы между которыми резко выражены. Рассмотрение задачи начнем со случая двух почв. Полученное решение можно распространить на более общий случай нескольких почв.

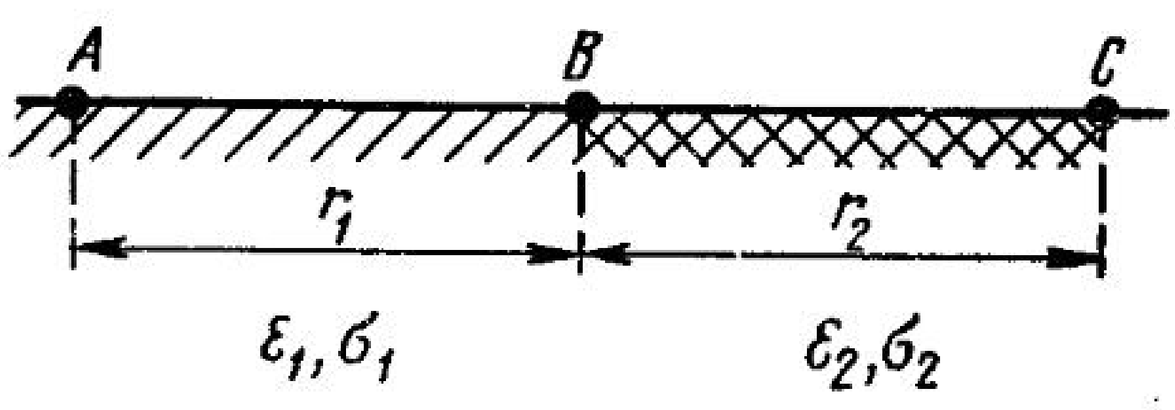


Рис. 2.30. Распространение земных радиоволн над неоднородной трассой (последовательно над двумя почвами)

Задача ставится в следующем виде. В точке A (рис. 2.30) у поверхности Земли находится передающая антенна. Считаются известными излучаемая мощность P_1 и коэффициент направленности D_1 передающей антенны. Часть пути r_1 волны распространяются над почвой первого типа с параметрами ε_1 и σ_1. Вторую часть пути r_2 волны проходят над почвой второго типа с параметрами ε_2 и σ_2. Требуется определить множитель ослабления для точки C на общем удалении (r_1+r_2) от передатчика.

Введем следующую систему обозначений. Будем снабжать численные расстояния x и множители ослабления F двумя индексами, первый из которых обозначает тип почвы (*1* или *2*), а второй — расстояние, проходимое волной над почвой этого типа. Так, например, символ $x_{1\,r_1}$ обозначает численное расстояние для почвы первого типа при прохождении волной расстояния r_1, а $F_{2(r_1+r_2)}$ обозначает множитель ослабления для почвы второго типа на расстоянии (r_1+r_2). Численные расстояния и множители ослабления определяются по формулам, приведенным в параграфе 2.5.

Рассмотрим сначала приближенный метод вычисления множителя ослабления, предложенный П. П. Эккерслеем еще в 1930 г. [12]. В основу этого метода положено предположение, что поглощение радиоволны при распространении над почвой данного типа определяется длиной этого участка и не зависит от его местоположения на трассе. Такое предположение, как известно, справедливо при определении поглощения в двухпроводной линии, составленной из участков с разным удельным сопротивлением. Общее поглощение не зависит от местоположения отдельных участков.

Формула Шулейкина — ван-дер-Поля позволяет определить на-

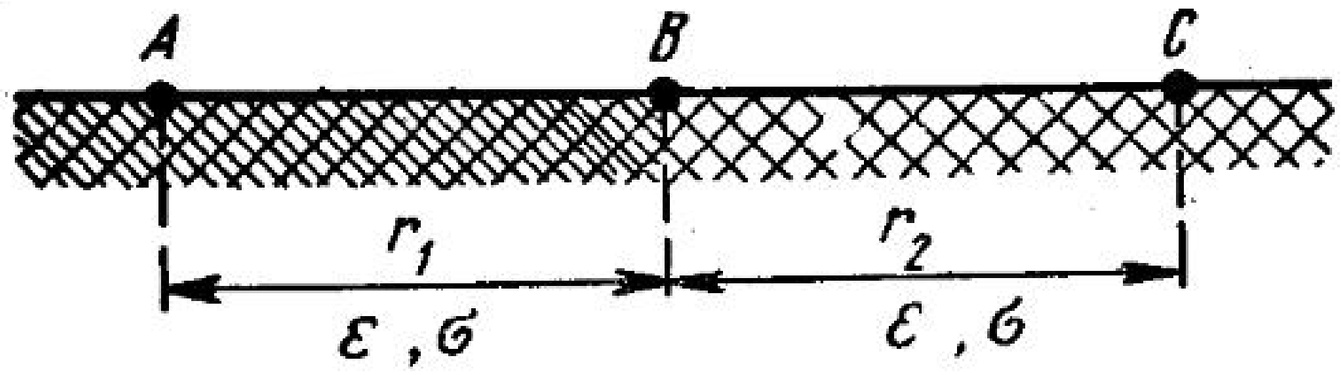


Рис. 2.31. Неоднородная трасса, в которой первый участок условно заменен почвой с параметрами второго участка ($\varepsilon=\varepsilon_2$, $\sigma=\sigma_2$)

пряженность поля при распространении над однородной почвой и непосредственно к рассматриваемому случаю не применима. Однако на участке AB почва однородна и при помощи формулы Шулейкина — ван-дер-Поля можно вычислить поле в точке B:

$$E_B = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{1\,[км]}} F_{1r_1},\ мв/м.$$

Заменим теперь участок AB мысленно почвой второго типа, как это схематически показано на рис. 2.31, и вновь определим теперь уже фиктивное поле в точке B:

$$E'_B = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{1\,[км]}} F_{2\,r_1},\ мв/м.$$

Штрихом обозначено фиктивное значение поля.

Изменим мощность передатчика P_1 таким образом, чтобы фиктивное поле было равно действительному:

$$E_B = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{1\,[км]}} F_{1r_1} = \frac{245\sqrt{P_{1э}\,D_1}}{r_{1\,[км]}} F_{2r_1}.$$

Отсюда легко получаем

$$P_{1э} = P_1 \cdot \left(\frac{F_{1r_1}}{F_{2r_1}}\right)^2. \qquad (2.46)$$

Трасса, представленная на рис. 2.31, является однородной, и передатчик, излучающий мощность $P_{1э}$, создает в точке B такую же напряженность, какая имеет место в действительности. Тем самым неоднородная трасса оказывается искусственно приведенной к однородной, и поле в точке C можно определить по формуле

$$E_C = \frac{245\sqrt{P_э D_1}}{(r_1+r_2)_{[км]}} F_{2\,(r_1+r_2)},\ мв/м,$$

или, подставляя сюда значение $P_{1э}$ из (2.46), по формуле

$$E_C = \frac{245\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{(r_1+r_2)_{[км]}} \cdot \frac{F_{1r_1}F_{2\,(r_1+r_2)}}{F_{2r_1}},\ мв/м. \qquad (2.47)$$

В течение многих лет расчет производился по формуле П. П. Эккерслея. В 1938 г. инженер Н. Е. Тортладзе обратил мое внимание на то, что метод Эккерслея не удовлетворяет теореме взаимности [13]. Остановимся на ней более подробно. Это весьма общая теорема, широко используемая в теории линейных цепей и в электродинамике, которую применительно к проблемам распространения радиоволн можно приближенно сформулировать следующим образом: *если среда, в которой распространяются радиоволны, линей-*

на и изотропна, то значение множителя ослабления не должно зависеть от направления распространения. В рассматриваемом случае это означает, что величина множителя ослабления в точке C должна быть равна его величине в точке A в предположении, что передатчик перемещен в точку C, а прием осуществляется в точке A.

Множитель ослабления при определении поля в точке C, как это следует из ф-лы (2.47), определяется выражением

$$F_C = F_{1r_1} F_{2(r_1+r_2)} / F_{2r_1}. \tag{2.48}$$

Множитель ослабления для точки A определяется из ф-лы (2.48) путем замены индекса 1 на 2, и наоборот, и получает вид:

$$F_A = F_{2r_2} F_{1(r_1+r_2)} / F_{1r_2}. \tag{2.49}$$

Было установлено, что вычисленные по ф-лам (2.48) и (2.49) множители ослабления отличаются друг от друга тем больше, чем короче длина волны и чем значительнее отличаются по проводимости почвы первого и второго типа. Это обстоятельство указывает на то, что метод Эккерслея содержит принципиальную ошибку и что необходимо искать более строгие пути решения задачи.

В 1949 г. Миллингтон [14] модернизировал метод Эккерслея, предложив определять множитель ослабления как среднее геометрическое значение F_C и F_A, т. е. по формуле

$$F = \sqrt{F_C F_A} = \sqrt{\frac{F_{2(r_1+r_2)} F_{1(r_1+r_2)} F_{1r_1} F_{2r_2}}{F_{2r_1} F_{1r_2}}}. \tag{2.50}$$

Естественно, что при таком подходе теорема взаимности удовлетворяется автоматически, но от этого сам метод расчета не делается более строгим. Для большинства встречаемых в практике случаев метод Миллингтона дает вполне удовлетворительные результаты. Некоторые отклонения от действительных значений напряженности поля могут наблюдаться только непосредственно у границы раздела. Для практического применения ф-лы (2.50) необходимо вычислить шесть значений множителей ослабления.

Для тех случаев, когда численные расстояния для обеих почв много больше единицы, т. е. когда функции ослабления можно вычислить по приближенной ф-ле (2.43), ф-ла (2.50) существенно упрощается. Представляя в этом случае множители ослабления в виде:

$$F_{1r_1} = 1/2x_{1r_1} = s_1/2r_1, \quad F_{2r_2} = s_2/2r_2,$$
$$F_{2r_1} = s_2/2r_1, \quad F_{1r_2} = s_1/2r_2$$

и подставляя их в ф-лу (2.60), находим

$$F = \sqrt{F_C F_A} = \sqrt{\frac{F_{2(r_1+r_2)} F_{1(r_1+r_2)} s_1 s_2 r_1 r_2}{r_1 r_2 s_2 s_1}} =$$
$$= \sqrt{F_{2(r_1+r_2)} \cdot F_{1(r_1+r_2)}}. \tag{2.51}$$

Формулу (2.50) нетрудно распространить на случаи трех и бо́льшего числа почв.

Строгое исследование процессов распространения земных волн над неоднородной почвой было выполнено советскими учеными Г. А. Гринбергом [15], В. А. Фоком [16] и Е. Л. Фейнбергом]17]. Приведем краткие выводы из последней работы.

Так же, как и при изучении структуры радиоволны в пункте приема и при выводе формулы Шулейкина—ван-дер-Поля, делается предположение, что модуль комплексной диэлектрической проницаемости много больше единицы. Применяя приближенные граничные условия Леонтовича, Е. Л. Фейнберг получил строгое выражение для множителя ослабления вертикально поляризованной волны, распространяющейся над неоднородной трассой.

Приводим две из полученных Е. Л. Фейнбергом формул [18]. Первая относится к случаю, когда радиоволны часть пути r_1 проходят над сушей, а другую часть r_2 — над морем, проводимость которого предполагается бесконечно большой. Если, кроме того, численное расстояние для сухопутного участка много больше единицы, т. е. если $x_{1r} \gg 1$, то множитель ослабления представляется выражением

$$F = \frac{1}{2x_{1\,(r_1+r_2)}} \cdot \sqrt{1 + \frac{4}{\pi} x_{1\,(r_1+r_2)} \cdot \frac{r_2}{r_1}}\,. \qquad (2.52)$$

При распространении над однородной почвой с увеличением расстояния множитель ослабления всегда убывает. На неоднородных трассах могут быть отступления от этого правила. Примером служит случай, схематически представленный на рис. 2.32, когда передатчик расположен в пункте A на суше на расстоянии r_1 от береговой линии, а приемник перемещается из точки B_1 (у самой линии берега, но на суше) в точку B_2 (у самой линии берега, но на море). При сделанном предположении о том, что $x_{1r_1} \gg 1$ множитель ослабления для точки B_1 можно определить по ф-ле (2.43), т. е. $F_{B_1} \approx \frac{1}{2x_{1r_1}}$ (предполагая, что расстояние до точки B_1 практически равно расстоянию r_1). Множитель ослабления в точке B_2 можно вычислить по ф-ле (2.52), пренебрегая в обозначении $x_{1(r_1+r_2)}$ расстоянием r_2 по сравнению с r_1:

$$F_{B_2} \approx \frac{1}{2\,x_{1r_1}} \sqrt{1 + \frac{4}{\pi} x_{1r_1} \frac{r_2}{r_1}}\,.$$

Поскольку абсолютное значение радикала безусловно превышает единицу, то при некоторых условиях множитель ослабления в точке B_2, а следовательно, и напряженность поля радиоволны могут быть больше, чем в точке B_1. На рис. 2.33, заимствованном из упомянутой работы Е. Л. Фейнберга, показано построенное при помощи ф-лы (2.52) распределение напряженности поля вдоль неоднородной трассы протяженностью 150 *км* для 1 *квт* излученной

мощности. Кривые построены для трех значений масштаба расстояний s, определяемого ф-лой (2.40), которая при условии $60\,\lambda\sigma \gg \varepsilon$ принимает вид $s = 60\,\lambda^2\sigma/\pi$. Пунктирными линиями показано распределение поля для однородных морских и сухопутных трасс. Как видно из рис. 2.33 во всех случаях, за исключением кривой I для $s = 10^4$ *м*, пересечение береговой линии сопровождается увеличением напряженности поля, в полном соответствии со сказанным выше (см. рис. 2.32).

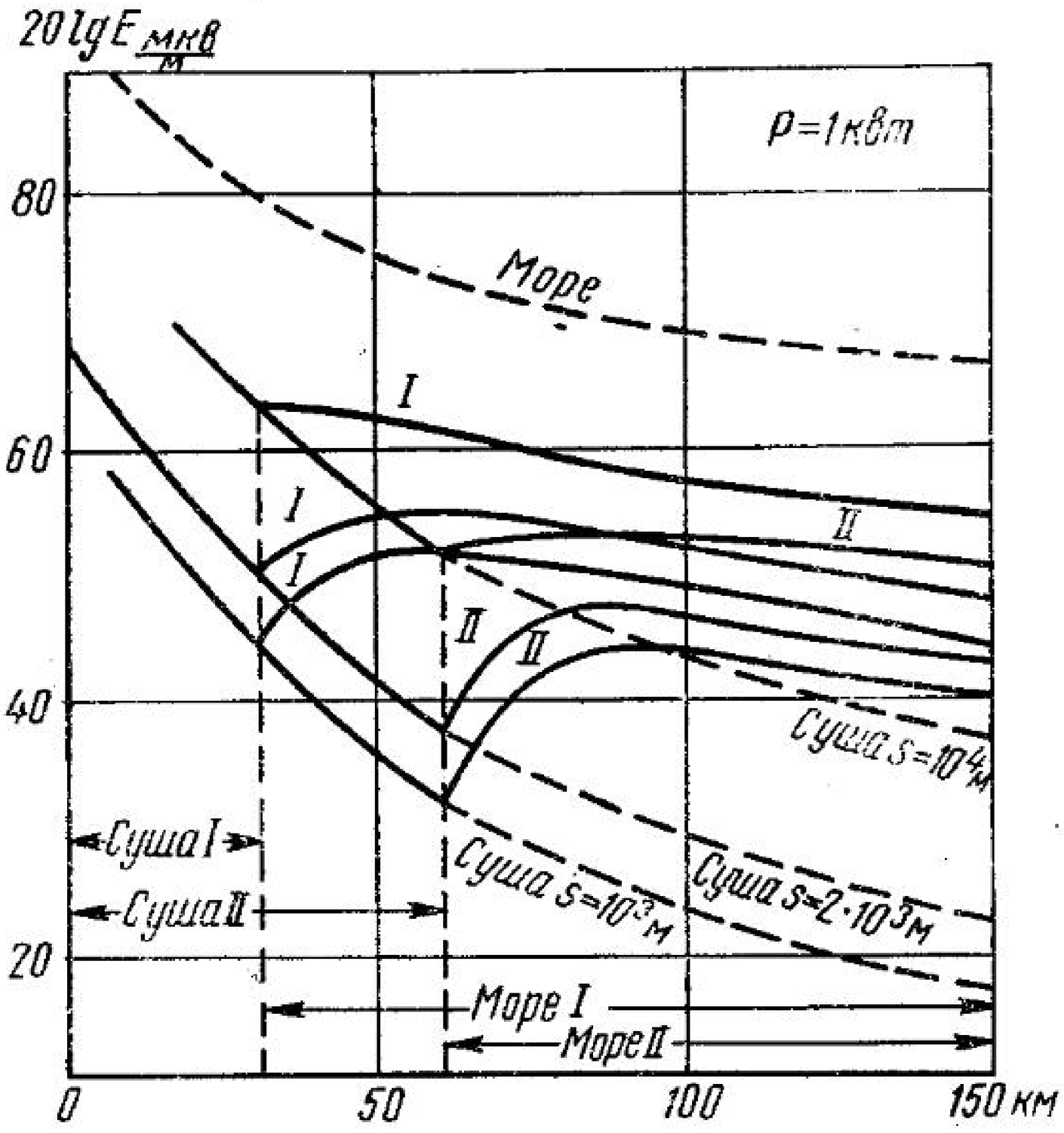


Рис. 2.33. Распределение напряженности поля вдоль трассы «суша—море» для трех значений параметра s: $60\,\lambda^2\sigma/\pi = 10^4;\ 2\cdot10^3;\ 10^3$ *м*; *I*—$r_1 = 30$ *км*; *II*—$r_1 = 60$ *км*

Вторая из полученных Е. Л. Фейнбергом формул позволяет определить множитель ослабления в общем случае, ко-

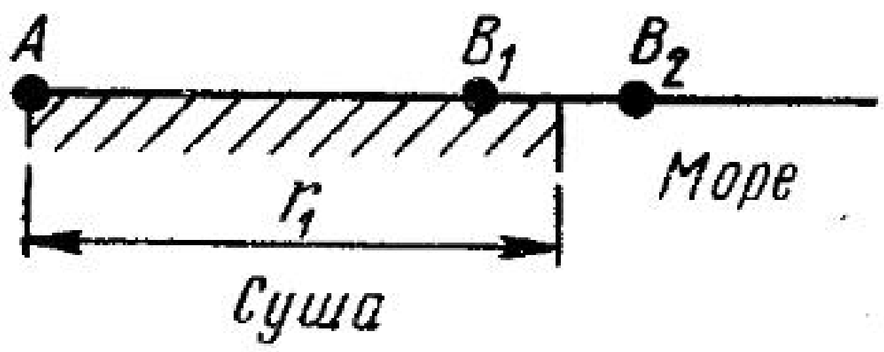


Рис. 2.32. Перемещение приемника из пункта B_1 в пункт B_2 сопровождается увеличением напряженности поля

гда обе почвы имеют конечную проводимость. Если численные расстояния для обеих почв велики, т. е. выполняются неравенства $x_{1r_1} \gg 1$ и $x_{2r_2} \gg 1$, то общая формула принимает особенно простой вид:

$$F \approx \sqrt{s_1 s_2}/2(r_1 + r_2), \qquad (2.53)$$

где $s_1 = 60\,\lambda^2\sigma_1/\pi$ — масштаб расстояний для почвы первого вида,
$s_2 = 60\,\lambda^2\sigma_2/\pi$ — то же, для почвы второго вида.

Вводя $(r_1 + r_2)$ под знак радикала, представим ф-лу (2.53) в виде

$$F \approx \frac{1}{2\sqrt{\dfrac{r_1 + r_2}{s_1} \cdot \dfrac{r_1 + r_2}{s_2}}}. \qquad (2.53а)$$

Вспоминая связь величин s с численным расстоянием x [ф-ла (2.41)], преобразуем ф-лу (2.53а):

$$F \approx \frac{1}{2\sqrt{x_{1\,(r_1+r_2)}\, x_{2\,(r_1+r_2)}}}. \qquad (2.53б)$$

При $x \gg 1$, как следует из ф-лы (2.43а), $F \approx 1/2\ x$, что позволяет представить (2.53б) в виде

$$F \approx \sqrt{F_{1\,(r_1+r_2)}\, F_{2\,(r_1+r_2)}}, \qquad (2.53в)$$

что совпадает с ранее полученным выражением (2.51).

Формула (2.53в) показывает, что в рассматриваемом случае множитель ослабления представляет собой среднее геометрическое из множителей ослабления, вычисленных для однородных трасс длины (r_1+r_2) с параметрами первой и второй почв.

Е. Л. Фейнберг приводит результаты расчета множителя ослабления для случая распространения радиоволн последовательно над тремя почвами, из которых две (прилегающие к передающей и приемной антеннам) предполагались однотипными и имеющими одинаковую протяженность. В качестве почв были выбраны море (как хорошо проводящая среда, вызывающая небольшое поглощение радиоволн) и суша (как плохо проводящая среда, вызывающая сильное поглощение радиоволн). Обозначим через r_1 общую протяженность, занятую сушей, а через r_2 — общую протяженность, занятую морем. Вся длина трассы равна (r_1+r_2). Отношение $\xi = r_1/(r_1+r_2)$ условимся называть коэффициентом заполнения трассы сушей. Результаты расчета представлены на рис. 2.34 в виде зависимости множителя ослабления от степени заполнения трассы сушей. Верхняя кривая при этом характеризует распространение в тех случаях, когда к передатчику и приемнику прилегает море, а нижняя — в тех случаях, когда к ним прилегает суша. При расчетах предполагалось, что море обладает бесконечно большой проводимостью.

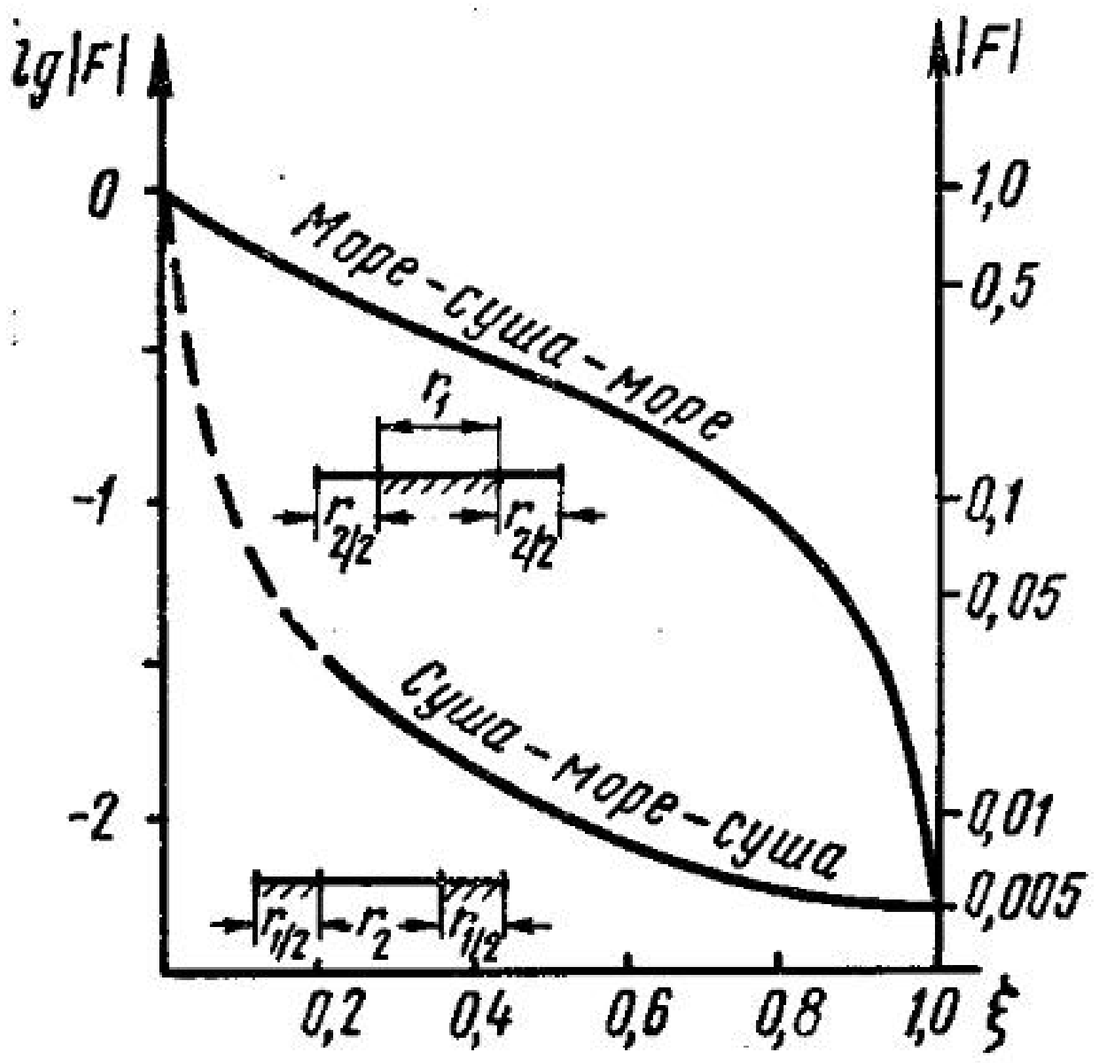


Рис. 2.34. Функция ослабления при распространении радиоволн над трассами «суша—море—суша» и «море—суша—море» в зависимости от степени заполнения трассы сушей

Рассмотрение форм кривых показывает, что в тех случаях, когда к передатчику и приемнику прилегает суша, даже небольшие участки суши (при значениях коэффициента заполнения порядка 0,1) вызывают резкое и значительное убывание множителя ослабления. Наоборот, когда к передатчику и приемнику прилегает море и суша представляется в виде островка в середине трассы, увеличение протяженности суши вызывает лишь постепенное и незначительное уменьшение множителя ослабления. Резкое ослабление поля наступает только в тех случаях, когда суша вплотную подходит к передатчику и приемнику (для значений коэффициента заполнения, превышающих 0,9).

Рассмотренный пример наглядно показывает, что при распространении земных волн вносимое отдельным участком поглощение зависит от местоположения участка на трассе. Наибольшее поглощение вызывают участки, непосредственно примыкающие к передающей и приемной антеннам, образно названные академиком Л. И. Мандельштамом «взлетной» и «посадочной» площадками. Все это делает понятным нестрогость рассмотренного выше приближенного метода расчета П. П. Эккерслея.

Физическую причину столь необычного поведения земных волн можно видеть в том, что вблизи передающей и приемной антенн земные волны вынуждены распространяться в непосредственной близости от земли, в полной мере испытывая поглощающее действие почвы. По мере удаления от передатчика волны как бы «приподнимаются» над землей и распространяются в свободной атмосфере на некоторой высоте над поверхностью раздела. Согласно принципу Гюйгенса каждая точка распространяющегося фронта волны является источником вторичных волн, которые как бы отпочковываются от основного потока энергии и достигают поверхности земли. Подобная схема распространения земных волн (конечно, совершенно условно) представлена на рис. 2.35, где сплошной линией показан основной поток энергии волны, а пунктирными — отпочковывающиеся от него и приближающиеся к поверхности земли вторичные потоки.

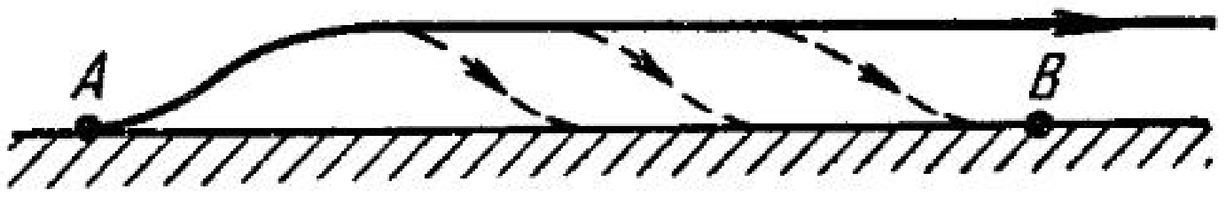


Рис. 2.35. Схема распространения земных волн, поясняющая роль участков земли, прилегающих к передающей и приемной антеннам

Подобный способ распространения радиоволн «по траектории минимального поглощения» не является неожиданным. Иллюстрацией его может служить пример осуществления радиосвязи между двумя погруженными подводными лодками [1]). Предположим, что

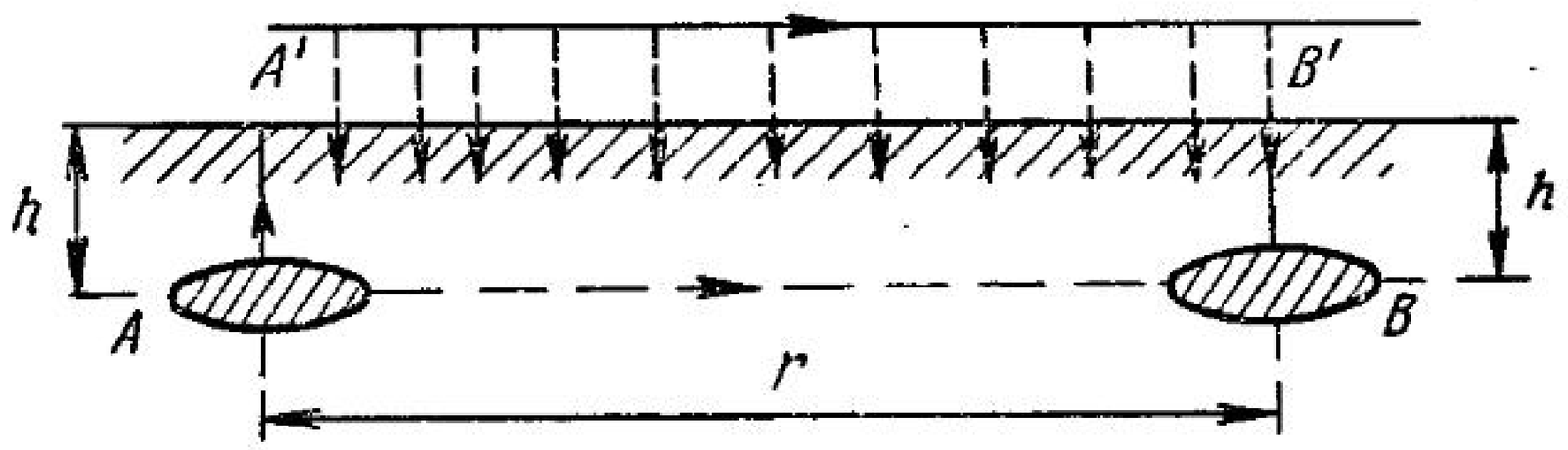


Рис. 2.36. К определению понятий «взлетной» и «посадочной» площадок

расстояние r между подводными лодками значительно превосходит глубину их погружения h (рис. 2.36). При распространении в морской воде радиоволны очень сильно поглощаются, поэтому

---

[1]) Этот пример рассматривается условно, ибо такую связь целесообразнее осуществлять другими методами.

волны, распространяющиеся по кратчайшему и, казалось, естественному пути r, создают ничтожное поле в пункте приема. Более сильное поле создается волной, которая вышла по кратчайшему пути на поверхность моря в точке A', распространялась как земная волна вдоль поверхности раздела и, дойдя до точки B', углубилась в море на отрезок h, достигнув подводной лодки B. Конечно, потоки энергии будут углубляться в море на всем пути распространения, как показано на рис. 2.36 пунктирными стрелками. Путь $AA'B'B$ весьма походит на путь с «взлетной» и «посадочной» площадками, показанный на рис. 2.35.

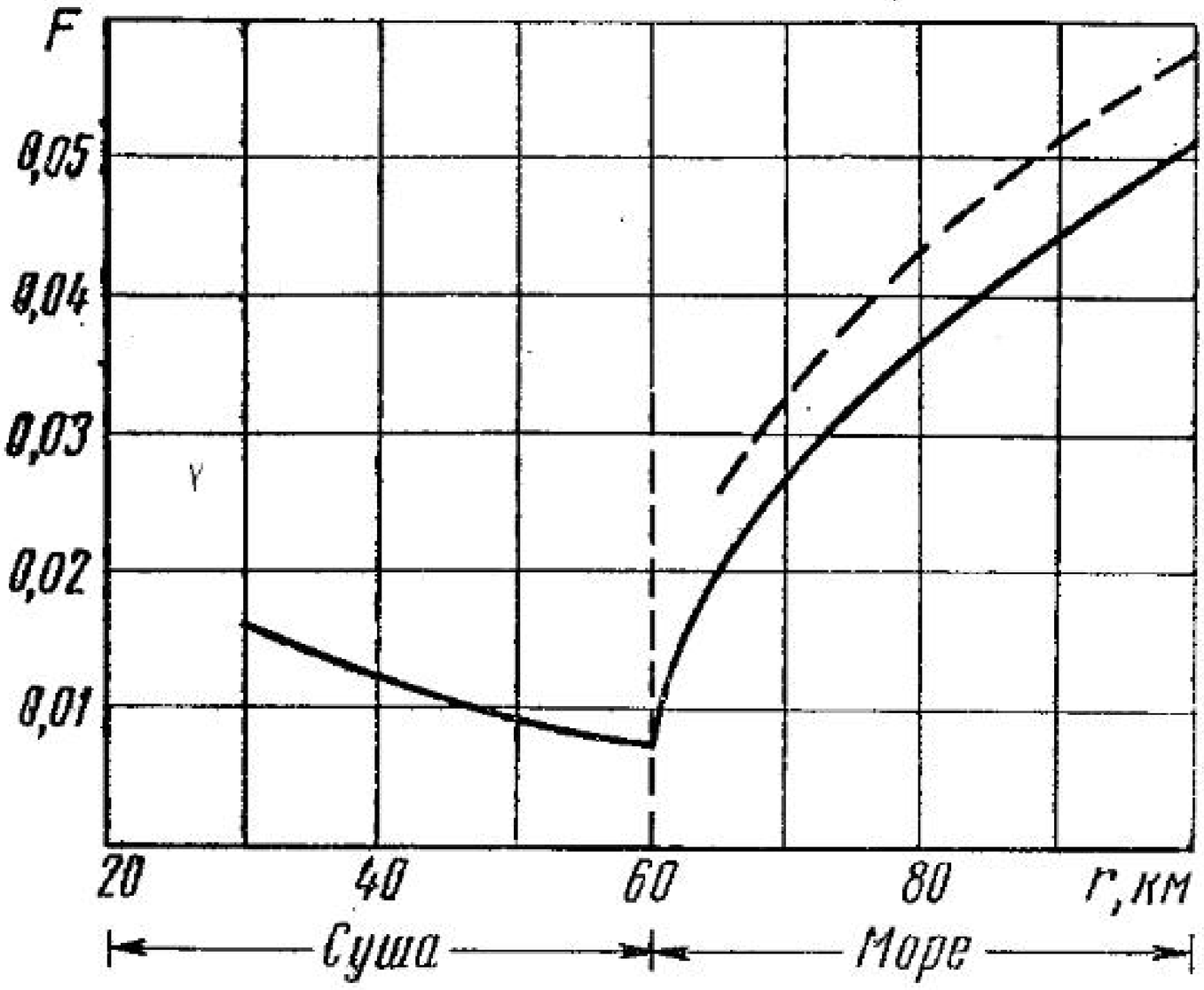


Рис. 2.37. Зависимость множителя ослабления от расстояния построенная по точной (сплошная линия) и приближенной (штриховая линия) формулам

Применение приближенного и строгого методов расчета множителя ослабления при распространении над неоднородной почвой иллюстрируется примером 2.10.

Пример 2.10. Построить зависимость множителя ослабления от расстояния при следующих данных: первые 60 *км* радиоволна длиной $\lambda=227$ *м* распространяется над сухой почвой с параметрами $\varepsilon=4$ и $\sigma=0{,}001$ *сим/м;* далее волна распространяется над морем, проводимость которого предполагается бесконечно большой. Расчет выполнить по точной (2.51) и приближенной (2.50) формулам в интервале расстояний от 30 до 100 *км.*

Параметр 60 $\lambda\sigma=60\cdot227\cdot0{,}001\approx14$ больше диэлектрической проницаемости 4, что позволяет пользоваться упрощенной формулой для масштаба расстояний: $s=60\,\lambda^2\sigma/\pi$. Подставляя значения λ и σ, находим $s=10^3$ *м.*

При расчете множителя ослабления для расстояний 30 и 60 *км* воспользуемся формулой Шулейкина—ван-дер-Поля.

При $r=30$ *км,* $x=\dfrac{r}{s}=\dfrac{30\cdot10^3}{10^3}=30$. Применяя ф-лу (2.43), находим $F=1/2x=0{,}0167$. Аналогично при $r=60$ *км,* $F=0{,}0083$.

Расчет по точной формуле производим для расстояний 65, 70 и 100 *км.* Подставляя соответствующие значения в ф-лу (2.52), получаем: при $r=65$ *км* $F=0{,}0216$; при $r=70$ *км* $F=0.0286$, при $r=100$ *км* $F=0{,}051$.

Для тех же расстояний ведем расчет по приближенной ф-ле (2.50). Согласно условию, проводимость моря предполагается бесконечно большой, и поэтому трем множителям ослабления со значками «2» приписываем значения $F=1$. Формула (2.50) в этих условиях принимает вид $F\approx\dfrac{\sqrt{F_{1\,(r_1+r_2)}\,F_{1\,r_1}}}{F_{1r_2}}$;

$$\text{при } r=65 \text{ км } F\approx\sqrt{\frac{2\cdot5}{2\cdot65\cdot2\cdot60}}=0{,}0254.$$

Аналогично при $r=70$ *км* $F=0{,}0345$, при $r=100$ *км* $F=0{,}058$.

Результаты расчета представлены на рис. 2.37. Как видно из хода кривых, расчеты по точной и приближенной формулам хорошо согласуются между собой даже в наиболее неблагоприятном случае резкого различия в параметрах двух почв, что оправдывает применение для инженерных расчетов упрощенного метода.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

2.7. УЧЕТ СФЕРИЧНОСТИ ЗЕМЛИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПРЕДЕЛАХ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ

Определение расстояния прямой видимости. Первый вопрос, который естественно возникает в теории распространения земных волн при переходе от плоской Земли к Земле *реальной* (т. е. сферической) *формы*, — это вопрос о том, находятся ли передающая и приемная антенны в пределах или вне пределов прямой видимости.

Если одна из антенн A поднята, а другая находится в точке C на поверхности Земли (рис. 2.38), то интересующая нас задача сводится к определению дальности горизонта. Обозначая здесь и в дальнейшем через $a=6{,}37\cdot10^6$ *м* радиус земного шара, из прямоугольного треугольника OAC имеем

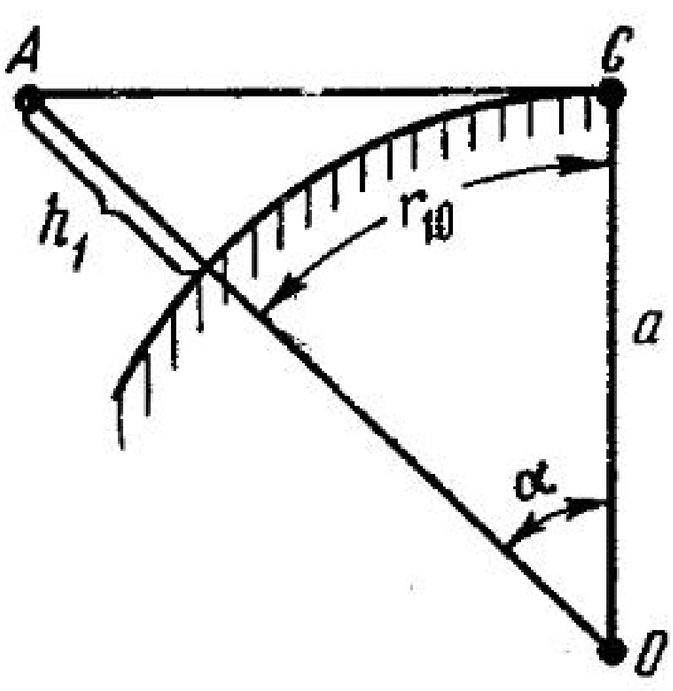


Рис. 2.38. К определению расстояния прямой видимости в случае, когда одна из антенн находится на поверхности Земли

$$\cos\alpha = a/(a+h_1) \approx 1 - h_1/a. \qquad (2.54)$$

Здесь ввиду малости высоты h_1 по сравнению с радиусом земного шара мы оставили в разложении только два первых члена.

Во всех практически встречаемых случаях геоцентрический угол α очень мал, что позволяет написать

$$\cos\alpha \approx 1 - \alpha^2/2. \qquad (2.55)$$

Приравнивая выражения (2.54) и (2.55), находим

$$\alpha = r_{10}/a = \sqrt{2h_1/a},$$

откуда непосредственно следует

$$r_{10} = \sqrt{2ah_1},\ м, \qquad (2.56)$$

где r_{10} — искомая дальность горизонта.

Подставляя численное значение a и выражая r_{10} в километрах, получим

$$r_{10} = 3{,}57\sqrt{h_{1\,[м]}},\ км. \qquad (2.56а)$$

Эту формулу легко распространить на случай определения расстояния прямой видимости при двух поднятых антеннах (рис. 2.39). Замечая, что прямая AB касается в точке C поверхности Земли, получим

$$r_0 = r_{10} + r_{20} = \sqrt{2a}\,(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}),\ м, \qquad (2.57)$$

или

$$r_0 = 3{,}57\,(\sqrt{h_{1\,[м]}} + \sqrt{h_{2\,[м]}}),\ км. \qquad (2.57а)$$

Учет кривизны Земли при пользовании интерференционными формулами. В этом параграфе рассматриваются только те случаи распространения радиоволн, когда длина линии радиосвязи меньше расстояния прямой видимости.

Схема распространения земных волн при поднятых передающей и приемной антеннах показана на рис. 2.40. Так же, как и при распространении над плоской поверхностью Земли, поле в точке расположения приемной антенны следует рассматривать как результат интерференции прямого AB и отраженного от поверхности Земли ACB лучей.

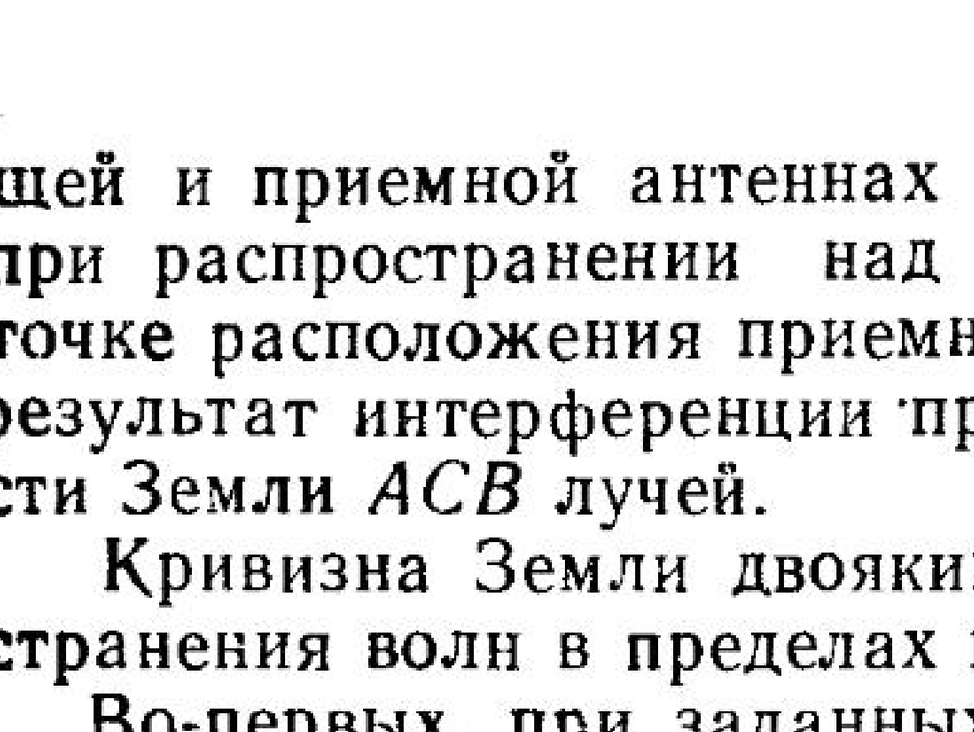


Рис. 2.39. К определению расстояния прямой видимости в случае двух поднятых антенн

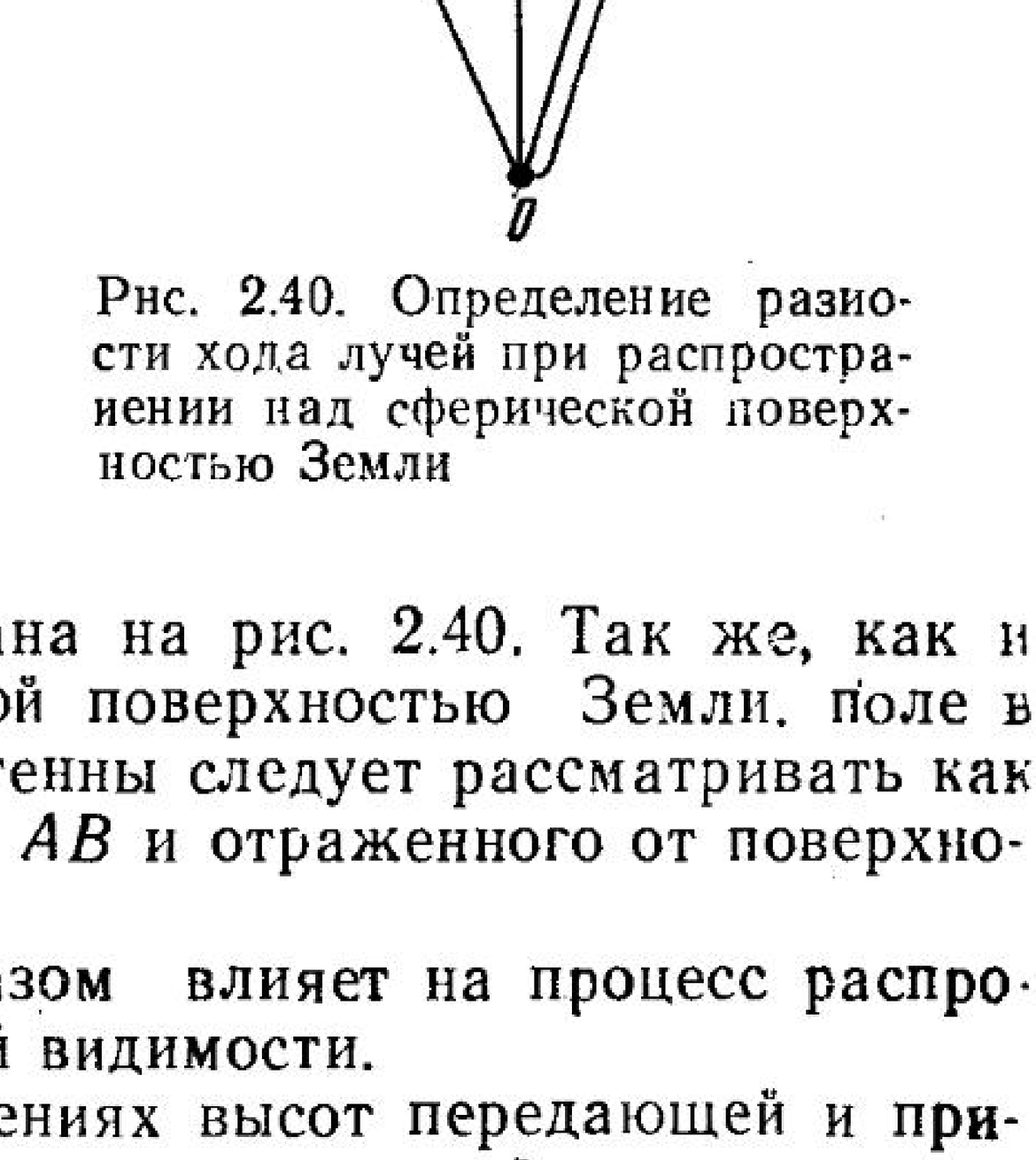


Рис. 2.40. Определение разности хода лучей при распространении над сферической поверхностью Земли

Кривизна Земли двояким образом влияет на процесс распространения волн в пределах прямой видимости.

Во-первых, при заданных значениях высот передающей и приемной антенн абсолютное значение геометрической разности хода

между отраженным от земли и прямым лучами отличается от разности хода, вычисленной по ф-ле (2.11), которая была выведена для случая плоской Земли.

Во-вторых, вследствие того, что волны в рассматриваемом случае отражаются не от плоской, а от выпуклой полупроводящей поверхности, процесс отражения сопровождается некоторым рассеянием энергии (отраженные лучи расходятся в бо́льшей степени, чем при отражении от плоской поверхности), что приводит к ослаблению поля отраженной волны.

Если на рис. 2.40 в точке отражения радиоволны от поверхности Земли провести плоскость MN, касательную к земному шару, и отсчитывать высоты антенн не от поверхности Земли, а от указанной плоскости, то подставляя в интерференционные формулы (в частности, в формулу Введенского), вместо действительных высот h_1 и h_2 «приведенные высоты» h'_1 и h'_2, получим правильное значение разности хода лучей, а следовательно, и правильное значение напряженности поля в месте приема, ибо угол скольжения луча относительно выпуклой поверхности Земли тот же, что и угол возвышения над касательной плоскостью. Следовательно, все рассмотренные в предыдущем параграфе методы расчета напряженности поля над плоской Землей можно распространить на случай сферической Земли при условии замены действительных высот антенн приведенными значениями.

В свете изложенного учет кривизны Земли при пользовании интерференционными формулами сводится к нахождению приведенных высот h'_1 и h'_2 по известным значениям r, h_1 и h_2. Переходя к выводу выражений для h'_1 и h', отметим, прежде всего, что рис. 2.40 не отражает действительных соотношений между указанными исходными величинами, так как для наглядности масштаб высот сильно растянут. В действительности, высоты h'_1 и h' почти не имеют углового расхождения, поэтому можно положить

$$\left.\begin{aligned} h'_1 &= h_1 - \Delta h_1 \\ h'_2 &= h_2 - \Delta h_2 \end{aligned}\right\}, \qquad (2.58)$$

где через Δh_1 и Δh_2 обозначены отрезки $A''A'$ и $B''B'$.

Замечая, что r_1 соответствует дальности горизонта при высоте Δh_1, из ф-лы (2.56) находим $\Delta h_1 = r^2/2a$ и $\Delta h_2 = r^2/2a$. Подставляя эти выражения в ф-лу (2.58), получим

$$h'_1 = h_1 - r_1^2/2a \quad \text{и} \quad h'_1 = h_2 - r_2^2/2a.$$

Полагая $a = 6{,}37 \cdot 10^6$ *м* и выражая r в километрах, получим следующие удобные для расчета формулы:

$$h'_1 = h_{1\,[м]} - r^2_{1\,[км]}/12{,}8, \ м;$$
$$h'_2 = h_{2\,[м]} - r^2_{2\,[км]}/12{,}8, \ м.$$

Для вычисления приведенных высот по этим формулам необходимо знать местоположение точки отражения C или, иными словами, расстояния r_1 и r_2. Обращаясь к рис. 2.40 и замечая, что в точке C угол падения равен углу отражения, из треугольников OAC и OCR имеем:

$$(a+h_1)\cos(\gamma+\alpha)=a\cos\gamma,$$
$$(a+h_2)\cos(\gamma+\beta)=a\cos\gamma.$$

Определяя из каждого уравнения $\operatorname{tg}\gamma$ (через γ обозначены углы скольжения ACM и BCN) и приравнивая их друг к другу, получим

$$\operatorname{tg}\gamma=\frac{\cos\alpha-\dfrac{a}{a+h_1}}{\sin\alpha}=\frac{\cos\beta-\dfrac{a}{a+h_2}}{\sin\beta}. \qquad (2.59)$$

Это уравнение является вполне строгим, так как при его выводе не делалось никаких упрощающих предпосылок. Уравнение (2.59) не допускает аналитического решения, однако при необходимости может быть решено графически. Без ущерба для требуемой точности расчетов ур-ние (2.59) можно упростить. Учитывая, что $a\gg h_1$ и $a\gg h_2$, можно положить

$$a/(a+h_1)\approx 1-h_1/a \quad \text{и} \quad a/(a+h_2)\approx 1-h_2/a.$$

Заменяя синусы малых геоцентрических углов аргументами и пользуясь на том же основании формулами $\cos\alpha\approx 1-\alpha^2/2$ и $\cos\beta\approx \approx 1-\beta^2/2$, ф-лу (2.59) можно представить в виде:

$$\operatorname{tg}\gamma=\frac{h_1/a-\alpha^2/2}{\alpha}=\frac{h_2/a-\beta^2/2}{\beta}.$$

Выражая далее геоцентрические углы через соответствующие им расстояния r_1 и r_2, получим:

$$\operatorname{tg}\gamma=\frac{h_1-r_1^2/2a}{r_1}=\frac{h_2-r_2^2/2a}{r_2}, \qquad (2.59а)$$

причем $r_1+r_2=r$.

Полагая, что $h_1>h_2$, и решая кубическое относительное r_1 ур-ние (2.59а), получим

$$r_1=\frac{r_2}{2}+2\sqrt{\frac{r^2}{12}+\frac{a}{3}(h_1+h_2)}\times$$
$$\times\cos\left\{60^\circ+\frac{1}{3}\arccos\frac{ar(h_1-h_2)}{4\left[\dfrac{r^2}{12}+\dfrac{a}{3}(h_1-h_2)\right]^{3/2}}\right\}. \qquad (2.60)$$

В тех случаях, когда длина линии связи r много меньше расстояния прямой видимости r_0, положение точки отражения определяется по формулам для плоской Земли, которые имеют вид:

$$r_1=h_1/(h_1+h_2) \quad \text{и} \quad r_2=h_2/(h_1+h_2).$$

При практических расчетах по тем интерференционным формулам, в которые входят разность хода лучей Δr, коэффициент отражения R и угол потери фазы при отражении θ [например, по ф-ле (2.9)], следует помнить, что в выражениях для разности хода лучей [ф-ла (2.11)] и для угла скольжения [ф-ла (2.10)], который является аргументом при определении по графикам значений R и θ, геометрические высоты антенн h_1 и h_2 нужно также заменить приведенными значениями. После такой замены ф-лы (2.10) и (2.11) принимают соответственно вид:

$$\gamma \approx (h_1' + h_2')/r,$$

$$\Delta r \approx 2 h_1' h_2'/r, \text{ м}. \qquad (2.61)$$

Так учитывается влияние сферичности Земли на значения разности хода лучей и угла скольжения. Что же касается влияния выпуклости отражающей поверхности на значение коэффициента отражения (вследствие расхождения лучей), то это влияние очень незначительно и при инженерных расчетах может не приниматься во внимание. Ошибки от неточного знания электрических параметров почвы и не учитываемые неровности почвы обычно перекрывают влияние расхождения лучей.

Нетрудно заметить, что как в полную интерференционную ф-лу (2.12), так и в ее упрощенные варианты (2.14) и (2.19) входит *произведение* действительных высот антенн $h_1 h_2$. Поэтому при практических расчетах для учета сферичности Земли, нет необходимо-

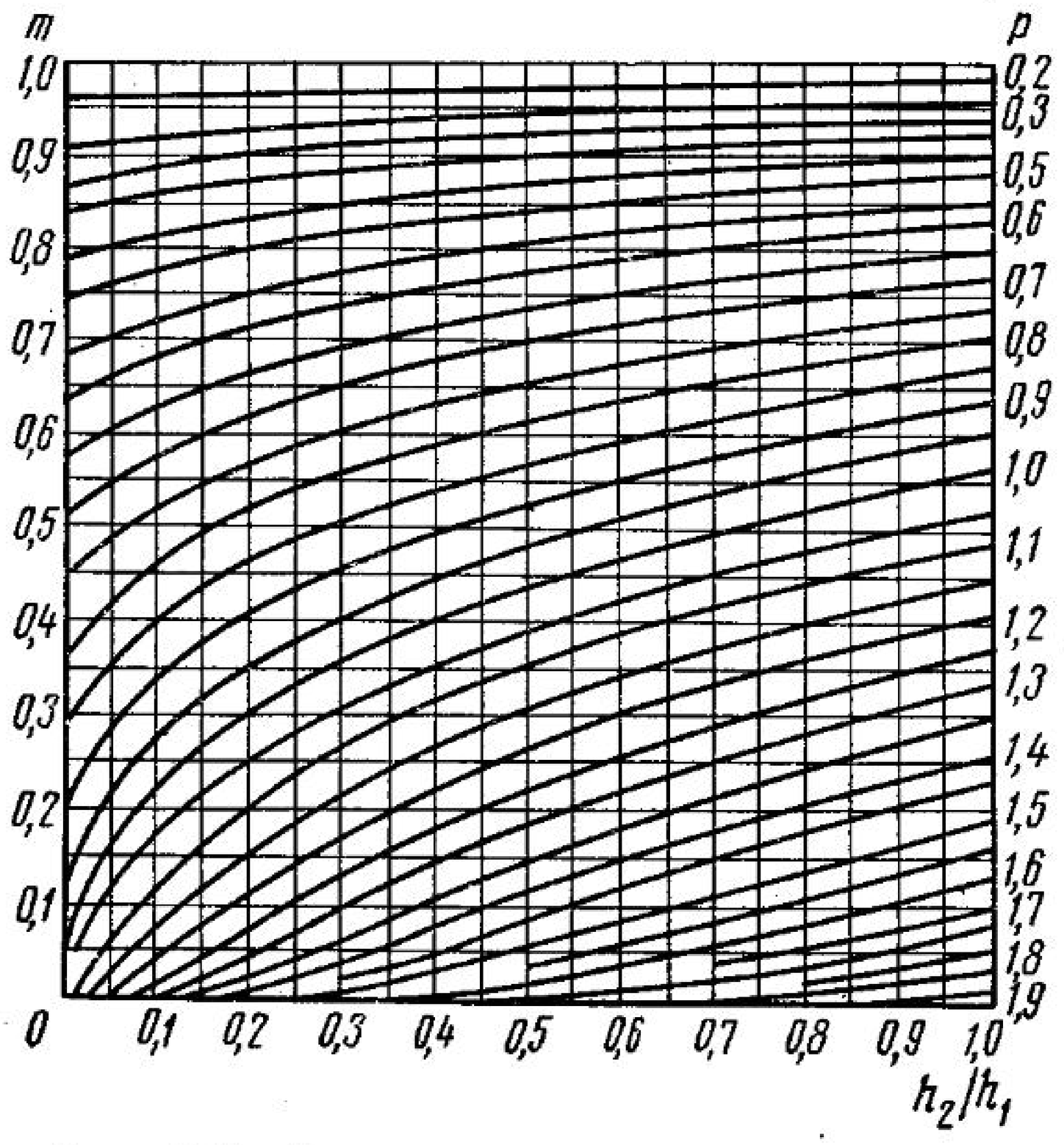


Рис. 2.41. Зависимость поправочного коэффициента m от отношения h_2/h_1 и от параметра $p = r/\sqrt{2ah_1}$

сти определять значения приведенных высот каждой из антенн в отдельности. Достаточно уметь определять *произведение приведенных высот* $h_1' h_2'$. Сделать это можно при помощи графика рис 2.41, заимствованного из работы [19], который позволяет определить поправочный коэффициент m в формуле:

$$h_1' h_2' = m h_1 h_2, \ м^2. \qquad (2.62)$$

Через h_1 обозначена б о́ л ь ш а я в ы с о т а, независимо от того, является ли эта антенна передающей или приемной. На основании теоремы взаимности передача в обоих направлениях должна протекать в одинаковых условиях. Параметром служит величина

$$p = \frac{r}{\sqrt{2ah_1}}. \qquad (2.63)$$

Значения поправочного множителя m отсчитываются по оси ординат.

Аналогичным образом по графику рис. 2.42 вычисляют поправочный множитель n к формуле для определения угла скольжения:

$$\gamma \approx n \frac{h_1 + h_2}{r}. \qquad (2.64$$

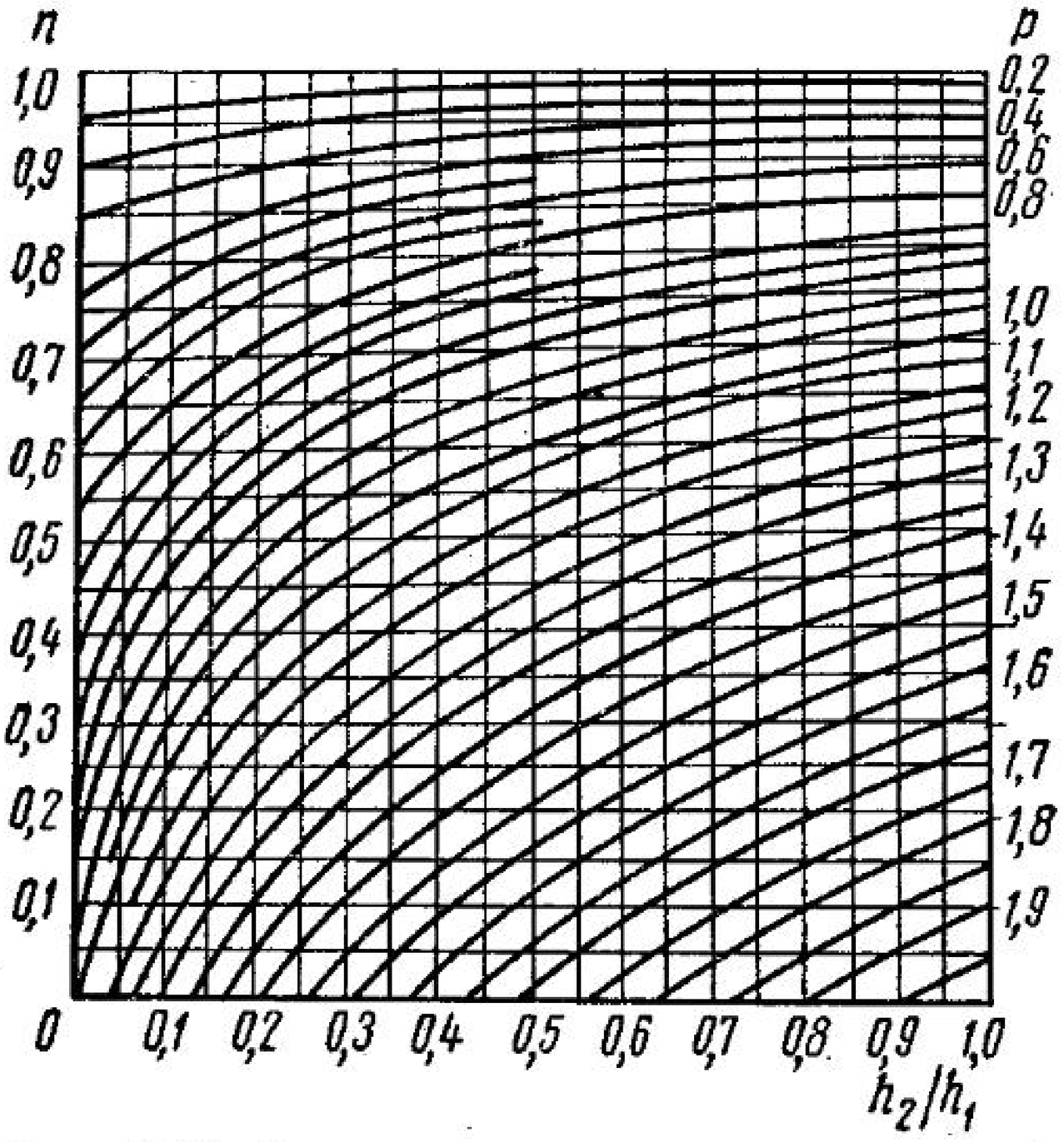


Рис. 2.42. Зависимость поправочного коэффициента n от отношения h_2/h_1 и от параметра $p = r/\sqrt{2ah_1}$

Графиком рис. 2.42 следует пользоваться совершенно так же, как графиком рис. 2.41. Способ применения этих графиков иллюстрируется следующим примером.

Пример 2.11. Определить при помощи графика рис. 2.41 разность хода лучей при учете влияния кривизны Земли применительно к условиям примера 2.3.

Отношение высот равно $h_2/h_1 = 10/25 = 0{,}4$.

Параметр $p = \dfrac{10^4}{\sqrt{2 \cdot 6{,}37 \cdot 10^6 \cdot 25}} = 0{,}57$.

По графику рис. 2.41 находим $m = 0{,}79$.

Подставляя значения h_1, h_2 и m в ф-лу (2.62), определяем $h_1' h_2' = 0{,}79 \times 25 \times 10 = 197.5 \ м^2$

По ф-ле (2.61) находим $\Delta r = \dfrac{2 \cdot 197.5}{10^4} = 0{,}039 \ м$.

О б л а с т ь п р и м е н и м о с т и и н т е р ф е р е н ц и о н н ы х ф о р м у л. Обращаясь к рис. 2.40, нетрудно заметить, что по мере увеличения длины трассы r и приближения ее к дальности прямой видимости приведенные высоты антенн h_1' и h_2' постепенно

уменьшаются и в пределе (при $r \to r_0$) обращаются в нуль. Поскольку в этих условиях все разновидности интерференционных формул вырождаются в формулу Введенского (2.19), которая в принятых обозначениях принимает вид

$$F = \frac{4\pi h_1' h_2'}{\lambda r} = \frac{4\pi m h_1 h_2}{\lambda r},$$

то ясно, что по мере приближения к дальности прямой видимости множитель ослабления, а следовательно, и поле $E_д$ обращаются в нуль.

К этому же результату приходим при пользовании графиками на рис. 2.41 и 2.42, которые построены так, что по мере приближения r к r_0 множитель m стремится к нулю. Действительно, из ф-лы (2.57), учитывая выражение (2.63) для параметра p, находим

$$\frac{r_0}{\sqrt{2ah_1}} = 1 + \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} \text{ или } p = 1 + \sqrt{\frac{h_2}{h_1}}.$$

При $h_2 = h_1$ параметр $p = 2$, что соответствует, как видно из рис. 2.41, $m \to 0$. В другом крайнем случае при $h_2 = 0$ $p = 1$, что также соответствует $m \to 0$.

Вывод об обращении в нуль множителя ослабления на дистанциях порядка дальности прямой видимости не соответствует действительности, ибо из опыта известно, что поле земной волны существует не только на границе прямой видимости, но и на значительно бóльших расстояниях. Непригодность ф-лы (2.20) для расстояний $r \to r_0$ указывает лишь на то, что концепция, положенная в основу этой формулы, согласно которой поле в точке приема есть результат интерференции прямой и отраженной от поверхности Земли волн, теряет в указанных условиях свою силу.

Действительно, прямая и отраженная волны на расстояниях прямой видимости сливаются в общий поток энергии и для определения результирующего поля необходимо перейти от грубых методов геометрической оптики к более строгим электродинамическим приемам исследования. Поле на границе прямой видимости и даже на несколько меньших расстояниях должно определяться по дифракционным формулам, которые рассматриваются в следующем параграфе. При грубых расчетах принято полагать, что интерференционными формулами можно пользоваться вплоть до расстояний $r \leqslant 0{,}7\ r_0$ или даже $r \leqslant 0{,}8\ r_0$.

2.8. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД ОДНОРОДНОЙ ГЛАДКОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

Для определения того, каким способом надлежит учесть влияние кривизны Земли на процессы распространения радиоволн при поднятых передающей и приемной антеннах, принято разбивать трассу линии радиосвязи на три участка: зону осве-

щенности, зону тени и зону полутени. В зоне освещенности передающая и приемная антенны находятся в условиях прямой видимости, а в зоне тени — вне пределов видимости. Центр зоны полутени находится на расстоянии прямой видимости [ф-ла (2.57)]. Зона полутени (выделенная на рис. 2.43 двойной штриховкой) разделяет две основные зоны. В первом приближении принято считать, что границы зоны полутени удалены от передающей антенны на расстоянии 0,8 r_0 и 1,2 r_0. Точнее, зоной освещенности называют ту область расстояний, в пределах которой можно применять интерференционные формулы. В области тени поле можно рассчитать по наиболее простым, так называемым «одночленным дифракционным формулам» [см. ф-лу (2.71)]. Таким образом, внешняя граница полутени определяется возможностью применения одночленных формул. Понятно, что в область тени радиоволны проникают за счет дифракции вокруг земного шара.

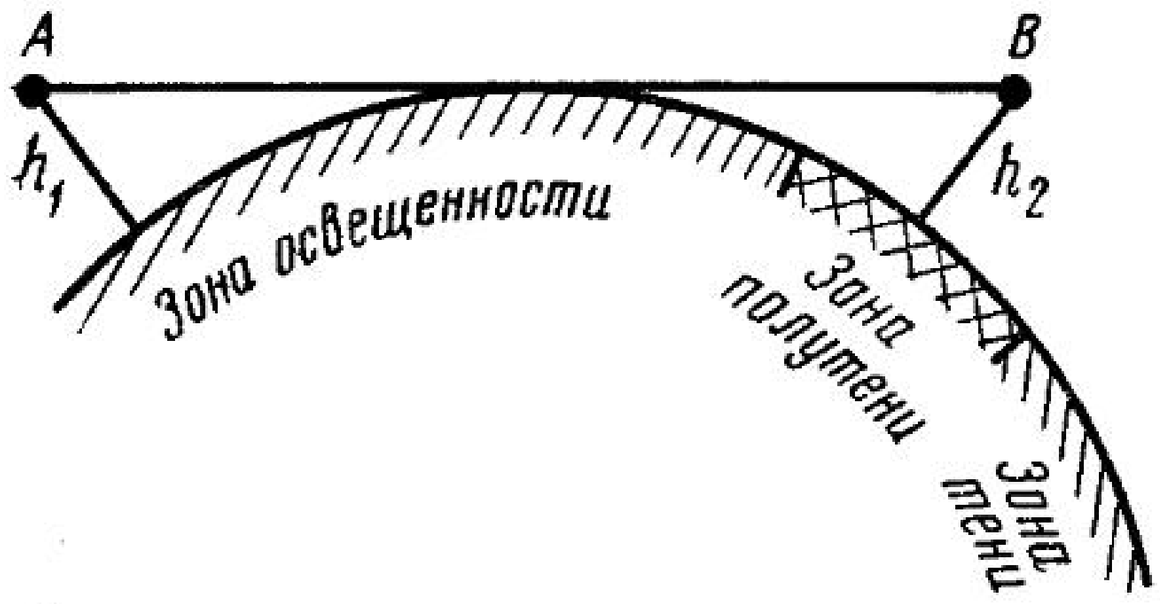


Рис. 2.43. Зоны освещенности, тени и полутени при дифракции радиоволн вокруг земного шара

Классическое решение задачи о распространении радиоволн вокруг сферической полупроводящей поверхности земного шара заключается в решении системы уравнений Максвелла, составленных для воздуха и земли, при учете соответствующих граничных условий и особенности в месте расположения излучателя. По такому пути пошли первые исследователи этой проблемы. Трудность решения проблемы заключалась в том, что выражение для вектора Герца получалось в виде очень медленно сходящегося ряда, составленного из функций Лежандра, Ханкеля и Бесселя.

В 1918 г. английский математик Ватсон применил специальный прием для вычисления ряда [20]. Полученная Ватсоном формула относилась к случаю, когда передающая и приемная антенны находились непосредственно у поверхности земли, а проводимость земли имела бесконечно большое значение. Точнее, формула Ватсона была справедлива для волн длиннее 5000 *м*, распространяющихся над поверхностью моря.

Развивая метод Ватсона, Б. А. Введенский создал в 1935—1937 гг. теорию дифракции радиоволн вокруг земного шара при учете конечной проводимости земли для поднятых передающей и приемной антенн [21], что являлось большим шагом вперед, так как позволило распространить дифракционные расчеты на диапазон укв. Впоследствии (1942 г.) Б. А. Введенский разработал весьма удобный для практического применения графический метод определения дифракционного поля в диапазоне укв. В 1937—1939 гг. голландские ученые ван-дер-Поль и Бреммер [22] несколько уточнили асимптотическое представление функций, вхо-

дящих в теорию Введенского. Однако эти уточнения весьма незначительны и не имеют практического значения.

Рассматривавшиеся до сих пор дифракционные формулы обладают тем свойством, что по мере увеличения расстояния (в пределах зоны тени) сходимость ряда быстро возрастает. Это позволяет во многих случаях удерживать в разложении один первый член. Подобные дифракционные формулы называют иногда «одночленными». Наоборот, сходимость ряда обычно резко ухудшается по мере приближения к границе прямой видимости и в этой области дифракционные формулы обычного типа делаются непригодными для расчетов.

В 1945 г. В. Ф. Фок [23] применил новый метод к решению задачи о дифракции радиоволн вокруг земного шара, заключавшийся в замене медленно сходящегося ряда для функций Герца контурным интегралом в комплексной плоскости, однако иного вида, чем контурный интеграл в методе Ватсона. Контур этого интеграла проходил в первой и второй четвертях. Используя понятие о «большом параметре» рассматриваемой задачи, выделив главный участок интегрирования и заменив на этом участке функции Ханкеля и Бесселя их асимптотическими выражениями через вновь введенные функции Эйри, В. А. Фок получил замкнутое выражение для функции ослабления, пригодное для любых удалений от передатчика. Анализ полученного решения показал, что на небольших удалениях от передатчика оно переходило в обычные интерференционные формулы. Наоборот, на больших удалениях решение превращалось в одночленную дифракционную формулу. Впоследствии под руководством В. А. Фока были составлены таблицы функций Эйри, что позволило применять полученное решение дифракционной задачи для практических расчетов [24].

В 1946 г. М. А. Леонтович и В. А. Фок в совместной работе [25] показали, что задачу о дифракции радиоволн вокруг сферической поверхности Земли можно решить сравнительно простым методом параболического уравнения, который ранее был успешно применен ими при рассмотрении распространения земных волн над плоской Землей.

Ниже приводится полученная В. А. Фоком расчетная формула для двух поднятых антенн [26]. Подобно тому, как при решении задачи о распространении над плоской Землей было введено понятие о «масштабе расстояний s», с помощью которого выражалось «численное расстояние x», здесь В. А. Фок вводит понятие о «масштабе расстояний» и «масштабе высот» (поскольку рассматриваются поднятые антенны).

Масштаб расстояний L выражается формулой

$$L = \left(\frac{\lambda a^2}{\pi}\right)^{1/3}, \text{ м}, \tag{2.65}$$

а масштаб высот H — формулой

$$H = \frac{1}{2}\left(\frac{a\lambda^2}{\pi^2}\right)^{1/3}, \text{ м}. \tag{2.66}$$

Это позволяет длину трассы r и высоты антенн h_1 и h_2 выражать в дальнейшем в безразмерных единицах:

$$x = r/L, \tag{2.67}$$

$$y_1 = h_1/H, \quad y_2 = h_2/H, \tag{2.68}$$

которые в теории дифракции радиоволн получили соответственно наименования *относительного расстояния* и *относительных высот* антенн.

Множитель ослабления в теории Фока представляется выражением

$$F = 2\sqrt{\pi x}\cdot\left|\sum_{s=1}^{\infty}\frac{e^{i x t_s}}{t_s + q^2}\cdot\frac{h_2(t_s+y_1)}{h_2(t_s)}\cdot\frac{h_2(t_s+y_2)}{h_2(t_s)}\right|, \tag{2.69}$$

т. е. в виде абсолютного значения суммы ряда. Здесь q — параметр, который учитывает полупроводящие свойства поверхности Земли. Он определяется формулой

$$q = i\sqrt[3]{\frac{\pi a}{\lambda}}\cdot\frac{1}{\sqrt{\varepsilon - i\,60\lambda\sigma}}.$$

Заметим сразу, что для диапазона длинных волн ($\lambda\to\infty$) и весьма хорошо проводящей почвы ($\sigma\to\infty$) параметр стремится к нулю. Наоборот, для диапазона укв ($\lambda\to 0$) и диэлектрической почвы ($\sigma\to 0$) параметр q стремится к бесконечности.

$h_2(t)$ представляет собой условное обозначение функции Эйри, которая связана с функцией Ханкеля второго рода порядка 1/3 соотношением

$$h_2(t) = \sqrt{\frac{\pi}{3}}\,e^{-i\frac{2\pi}{3}}\,t^{1/2}\,H^{(2)}_{1/3}\left[\frac{2}{3}t^{3/2}\right].$$

Таблица 2.4

ЗНАЧЕНИЯ ПЕРВЫХ ПЯТИ КОРНЕЙ t_s

s	$t_s\cdot e^{-i\frac{2\pi}{3}}$	
	$q=\infty$ (укв)	$q=0$ (сдв)
1	2,338	1,019
2	4,088	3,248
3	5,521	4,820
4	6,787	6,163
5	7,994	7,372

Для функции Эйри и ее первой производной составлены таблицы для комплексного аргумента [27]. Асимптотические выражения функций Эйри приведены в работе Фока [23]; t_s представляют собой корни уравнения

$$h_2'(t) - q\,h_2(t) = 0. \tag{2.70}$$

Они нумеруются в порядке возрастания их модуля. Значения первых пяти корней приведены в табл. 2.4 для двух предельных значений параметра q, а именно, $q=\infty$ (диапазон укв) и $q=0$ (сверхдлинные волны).

Исследование ряда (2.69) показывает, что по мере углубления в область тени ряд быстро сходится и для инженерных расчетов достаточную точность дает один первый член. Такая «одночленная формула» имеет вид:

$$F = 2 \sqrt{\pi x} \left| \frac{e^{i x t_1}}{t_1 + q^2} \right| \left| \frac{h_2(t_1 + y_1)}{h_2(t_1)} \right| \left| \frac{h_2(t_1 + y_2)}{h_2(t_1)} \right|. \qquad (2.71)$$

Суммой нескольких первых членов ряда приходится пользоваться при вычислении множителя ослабления для области полутени.

Одночленная дифракционная формула имеет ясно выраженную структуру: она может быть представлена в виде произведения трех множителей

$$F = U(x) V(y_1) V(y_2),$$

первый из которых зависит от расстояния, а второй и третий зависят от высот соответственно первой и второй антенн и носят название высотных множителей. Высотные множители имеют одинаковую структуру и входят в дифракционную формулу совершенно симметрично. Этим гарантируется выполнение теоремы взаимности. В рассматриваемом случае:

$$U(x) = 2 \sqrt{\pi x} \left| \frac{e^{i x t_1}}{t_1 + q^2} \right|, \qquad (2.72)$$

$$V(y) = \left| \frac{h_2(t_1 + y)}{h_2(t_1)} \right|. \qquad (2.73)$$

Если обе антенны находятся на уровне земли, то высотные множители принимают значения, равные единице, и дифракционная формула еще более упрощается:

$$|F| = 2 \sqrt{\pi x} \left| \frac{e^{i x t_1}}{t_1 + q^2} \right|. \qquad (2.74)$$

В работе [23] В. А. Фок показал, что значение t_s для конечных значений q можно вычислить по одной из следующих формул:

$$\text{если } \left| \frac{q}{\sqrt{t_s}} \right| < 1, \text{ то } t_{s,\,q} \approx t_{s,\,q=0} + \frac{1}{t_{s,\,q=0}} q;$$

$$\text{если } \left| \frac{q}{\sqrt{t_s}} \right| > 1, \text{ то } t_{s,\,q} \approx t_{s,\,q=\infty} + \frac{1}{q}.$$

Расчеты напряженности поля в области тени в диапазоне длинных, средних и бо́льшей части диапазона коротких волн чрезвычайно упрощаются благодаря тому, что в перечисленных условиях антенны передатчика и приемника можно считать расположенными непосредственно у поверхности Земли. Множитель ослабления,

вычисляемый по ф-ле (2.74), здесь зависит от расстояния r, частоты радиоволны f и электрических параметров почвы ε и σ.

На рис. 2.44 и 2.45 приводятся графики для расчета поля земных волн в диапазоне волн от 30000 до 30 *м* для расстояний от 100 до 2000 *км*, составленные для двух типов поверхностей, характери-

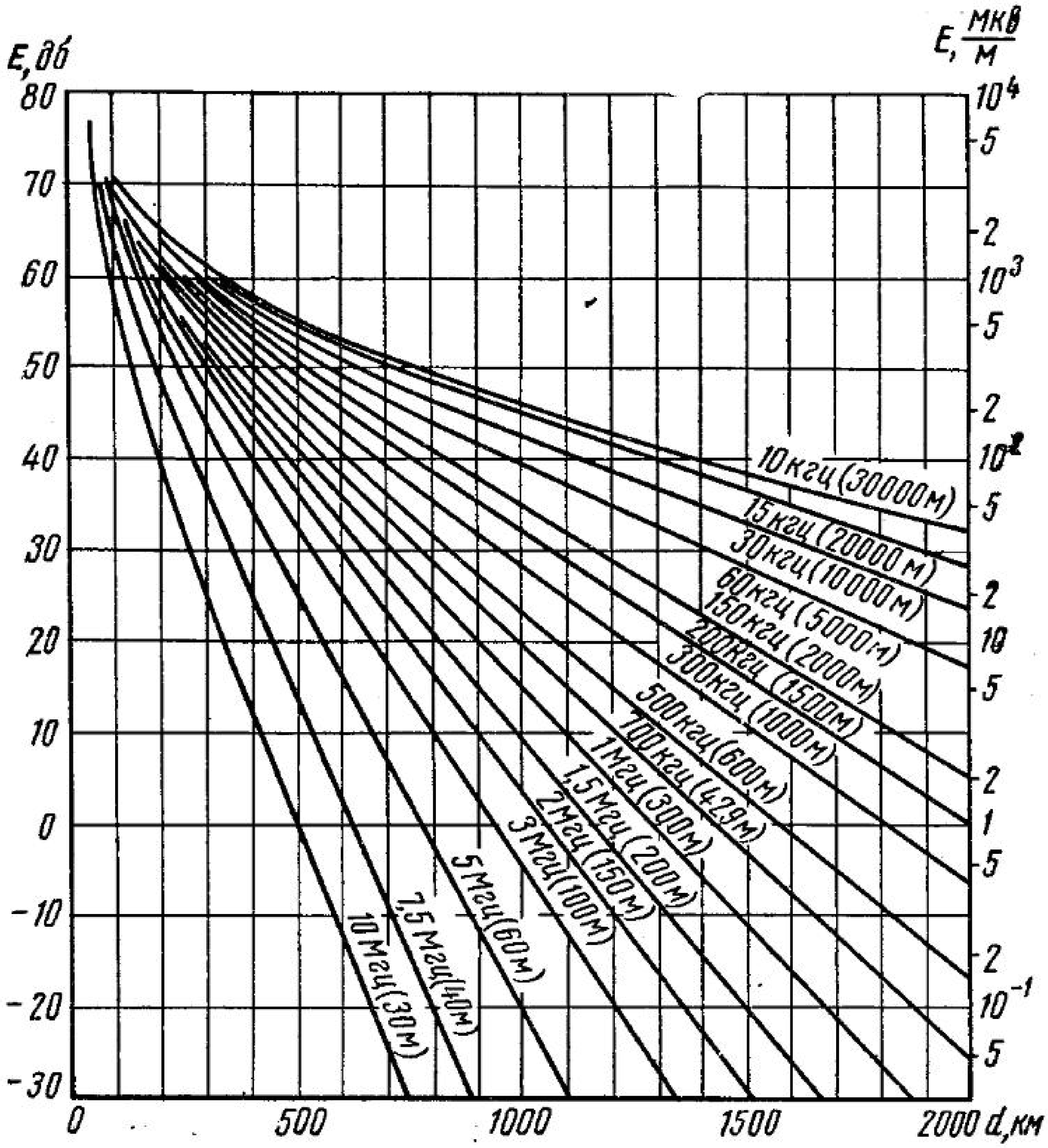


Рис. 2.44. Зависимость напряженности поля земной волны от расстояния при распространении над морем:
$\sigma = 4$ *сим/м*; $\varepsilon = 80$

зуемых соответственно значениями: $\varepsilon = 80$; $\sigma = 4$ *сим/м* (морская вода); $\varepsilon = 4$; $\sigma = 0{,}01$ *сим/м* (суша). Для малых расстояний от передатчика расчет выполнен по формуле Шулейкина — ван-дер-Поля, а для больших — по дифракционной формуле. Графики составлены для излученной мощности в 1 *квт* для вертикальной антенны, установленной непосредственно у поверхности Земли с коэффициентом направленности $D_1 = 1{,}5$. Именно такого типа антенны обычно применяются в диапазоне длинных и средних волн.

Графики на рис. 2.44 и 2.45 заимствованы из рекомендаций VIII Пленарной ассамблеи Международного консультативного комитета по радиосвязи, собиравшейся в 1956 г. в Варшаве [28].

Пользование графиками исключительно просто и почти не требует пояснений. Учитывая, что напряженность в месте приема пропорциональна квадратному корню из излученной мощности, и обозначая через $E_{д1}$ напряженность поля, определяемую из графика

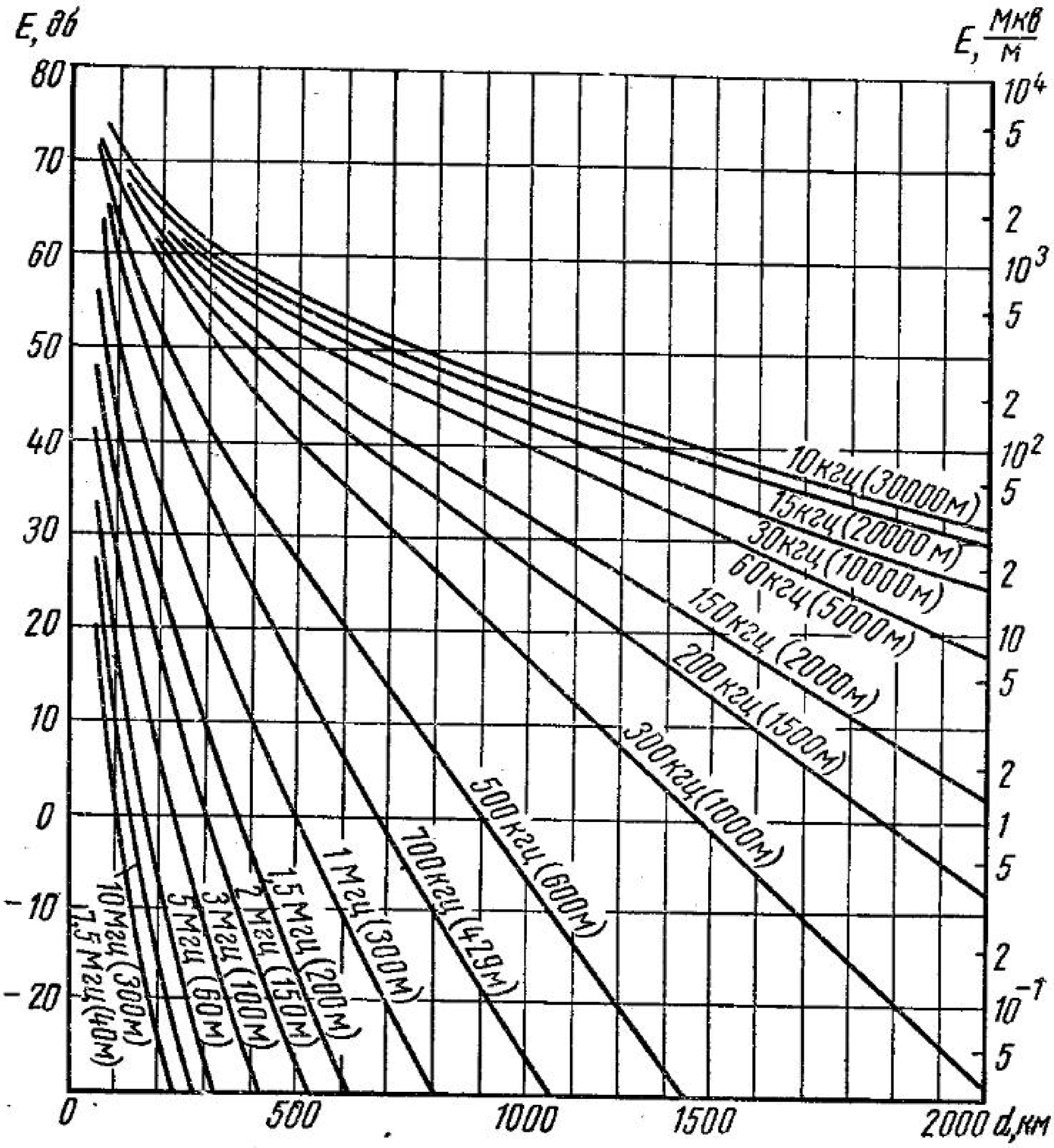


Рис. 2.45. Зависимость напряженности поля земной волны от расстояния при распространении над сушей:
$\sigma = 0{,}01$ *сим/м*; $\varepsilon = 4$

и создаваемую при излучении мощности в 1 *квт*, можем составить следующую пропорцию:

$$E_д / E_{д1} = \sqrt{P_{[квт]}} / 1.$$

Поле, создаваемое передатчиком, определяется как

$$E_п = E_{д1} \sqrt{P_{[квт]}}. \qquad (2.75)$$

Если параметры передающей станции заданы в виде действующей высоты антенны, тока в пучности и длины волны, излучаемую мощность можно определить по формуле

$$P_1 = 160\,\pi^2 \left(\frac{h_д\, I_д}{\lambda} \right)^2, \ вт.$$

Пример 2.12. Определить напряженность поля на расстоянии 1200 *км* от передатчика, работающего на длине волны $\lambda = 1500$ *м* при излучаемой мощности в 200 *квт*. Волны распространяются над почвой с параметрами $\varepsilon = 4$, $\sigma = 0{,}01$ *сим/м*.

По графику рис. 2.45 находим $E_{д1} = 10$ *мкв/м*.

Подставляя это значение в ф-лу (2.75), получаем

$$E_д = 10\sqrt{200} = 141 \text{ мкв/м}.$$

Пример 2.13. Определить мощность излучения передатчика, работающего на длине волны $\lambda = 300$ *м*, необходимую для создания на расстоянии 600 *км* от передатчика напряженности поля $E_д = 40$ *мкв/м*. Волны распространяются над морем: $\varepsilon = 80$; $\sigma = 4$ *сим/м*.

По графику на рис. 2.44 находим $E_{д1} = 60$ *мкв/м*.

Подставляя значения $E_д$ и $E_{д1}$ в ф-лу (2.75), получаем

$$P_1 = \left(\frac{E_д}{E_{д1}}\right)^2 = 0{,}44 \text{ квт}.$$

Гораздо сложнее обстоит дело при определении дифракционного поля в диапазоне укв, ибо в этом диапазоне, как правило, применяются приподнятые антенны и в качестве дополнительных параметров здесь приходится вводить высоты передающих и приемных антенн. Поэтому в случаях, когда требуется высокая точность определения поля в точке приема с учетом полупроводящих свойств поверхности Земли, расчет надлежит вести по полной дифракционной ф-ле (2.71).

Во многих практических случаях в диапазоне укв можно довольствоваться приближенным расчетом напряженности поля, полагая, что $\lambda \to 0$, а $q \to \infty$, т. е. считая, что параметр q для всех видов почв имеет достаточно большую величину. Значения параметра q для вертикально и горизонтально поляризованных волн и для четырех основных типов почв приведены в табл. 2.5.

Таблица 2.5

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРА q В ДИАПАЗОНЕ УКВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ПОЧВ

λ, м	Значения q при вертикальной поляризации				Значения q при горизонтальной поляризации			
	море	пресная вода	влажная почва	сухая почва	море	пресная вода	влажная почва	сухая почва
10	$-0{,}6+i\,2{,}3$	$i\,15{,}4$	$-9{,}7+i\,37{,}1$	$-3+i\,59{,}2$	$5280+i\,3745$	$9{,}2+i\,1230$	$129+i\,435$	$2{,}4+i\,241$
1	$-10{,}9+i\,15{,}2$	$i\,33{,}2$	$-2{,}7+i\,90$	$i\,129$	$2780+i\,3837$	$i\,2658$	$27+i\,900$	$i\,517$
0,1	$-10{,}3+i\,69{,}5$	$i\,71{,}6$	$i\,193$	$i\,278{,}3$	$845+i\,5800$	$i\,5730$	$i\,1936$	$i\,1113$
0,01	$i\,154{,}6$	$i\,154{,}6$	$i\,417$	$i\,602$	$i\,12370$	$i\,12370$	$i\,4170$	$i\,2408$

Рассмотрение табл 2.5 показывает, что этим приемом можно пользоваться для горизонтально поляризованного излучения при $\lambda < 10$ *м* и для вертикально поляризованного — при $\lambda < 1$ *м*.

Первый корень ур-ния (2.70) при $q\to\infty$, как следует из табл. 2.4, равен

$$t_{1\infty}=2{,}34\,e^{i\frac{2\pi}{3}}=-1{,}17+i\,2{,}02.$$

Пользуясь (2.70), можно выразить $h_2(t)$ через ее первую производную. Подставляя это значение в дифракционную ф-лу (2.71), преобразуем ее:

$$|F|=2\sqrt{\pi x}\,\frac{e^{-xt_1}}{\left|1+\frac{t_1}{q^2}\right|}\left|\frac{h_2(t_1+y_1)}{h_2'(t_1)}\right|\cdot\left|\frac{h_2(t_1+y_2)}{h_2'(t_1)}\right|.$$

При $q\to\infty$ эта формула принимает следующий вид:

$$|F|\approx 2\sqrt{\pi x}\,e^{-2{,}02\,x}\left|\frac{h_2(t_1+y_1)}{h_2'(t_1)}\right|\cdot\left|\frac{h_2(t_1+y_2)}{h_2'(t_1)}\right|.$$

Здесь множитель, зависящий от расстояния, а также высотные множители записываются иначе по сравнению с выражениями (2.72) и (2.73), приведенными выше для дифракционной формулы общего вида, а именно:

$$U_1(x)=2\sqrt{\pi x}\,e^{-2{,}02\,x},\quad V_1(y)=\frac{h_2(t_1+y)}{h_2'(t_1)}.$$

Из ф-лы (2.70) следует, что если $q\to\infty$, высотные множители при $y=0$ обращаются в нуль. Следовательно, при сделанных предположениях поле у поверхности Земли (даже при поднятой передающей антенне) обращается в нуль.

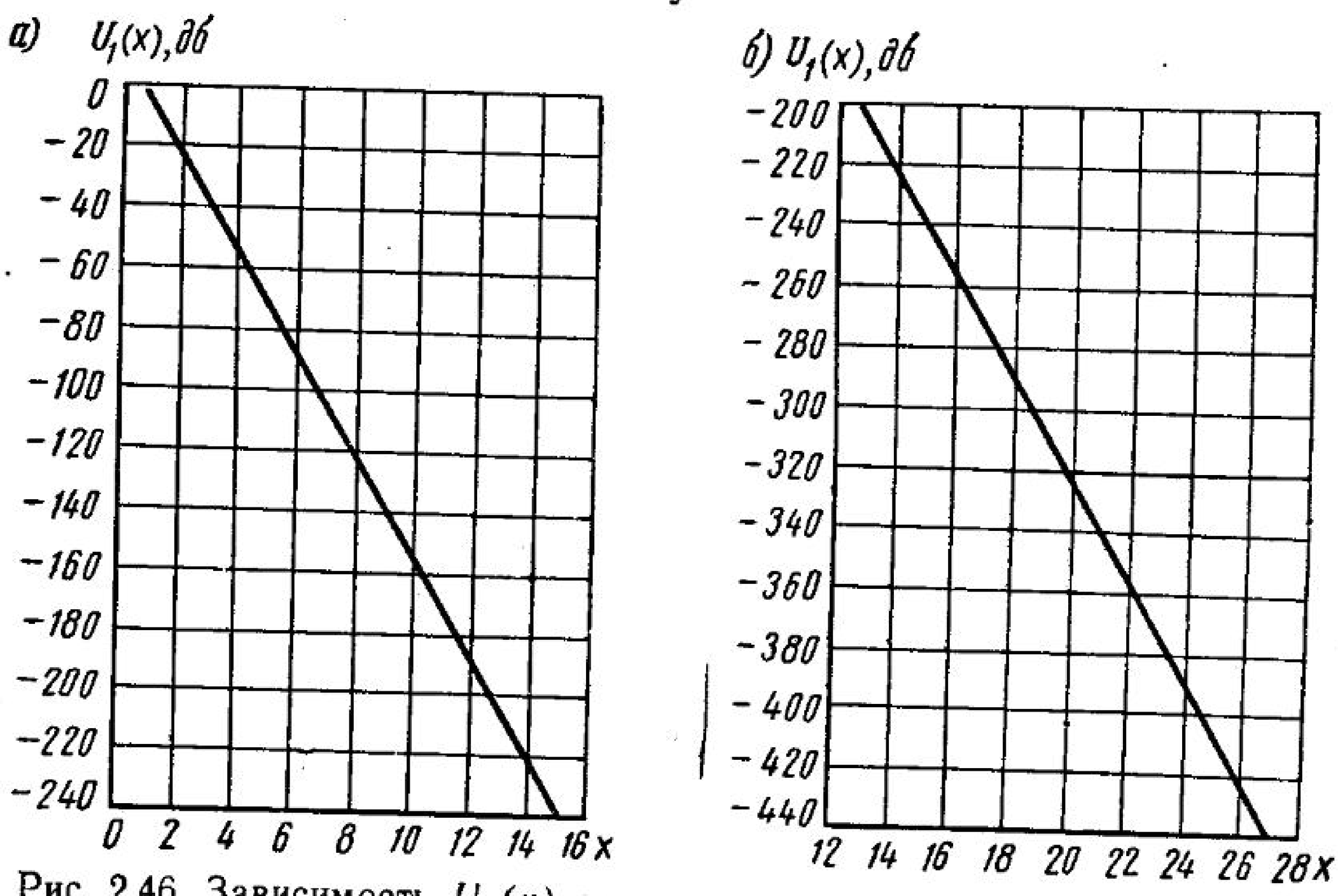


Рис. 2.46. Зависимость $U_1(x)$ от относительного расстояния x

На рис. 2.46*а*, *б* и 2.47 *а*, *б* приведены заимствованные из работы [29] графики для определения $U_1(x)$ и высотных множителей $V_1(y_1)$ и $V_1(y_2)$.

Множитель ослабления в новых обозначениях выражается формулой

$$F = U_1(x)\, V_1(y_1)\, V_1(y_2), \tag{2.76}$$

которую можно представить и в логарифмическом виде:

$$F_{[дб]} = U_1(x)_{[дб]} + V_1(y_1)_{[дб]} + V_1(y_2)_{[дб]}. \tag{2.77}$$

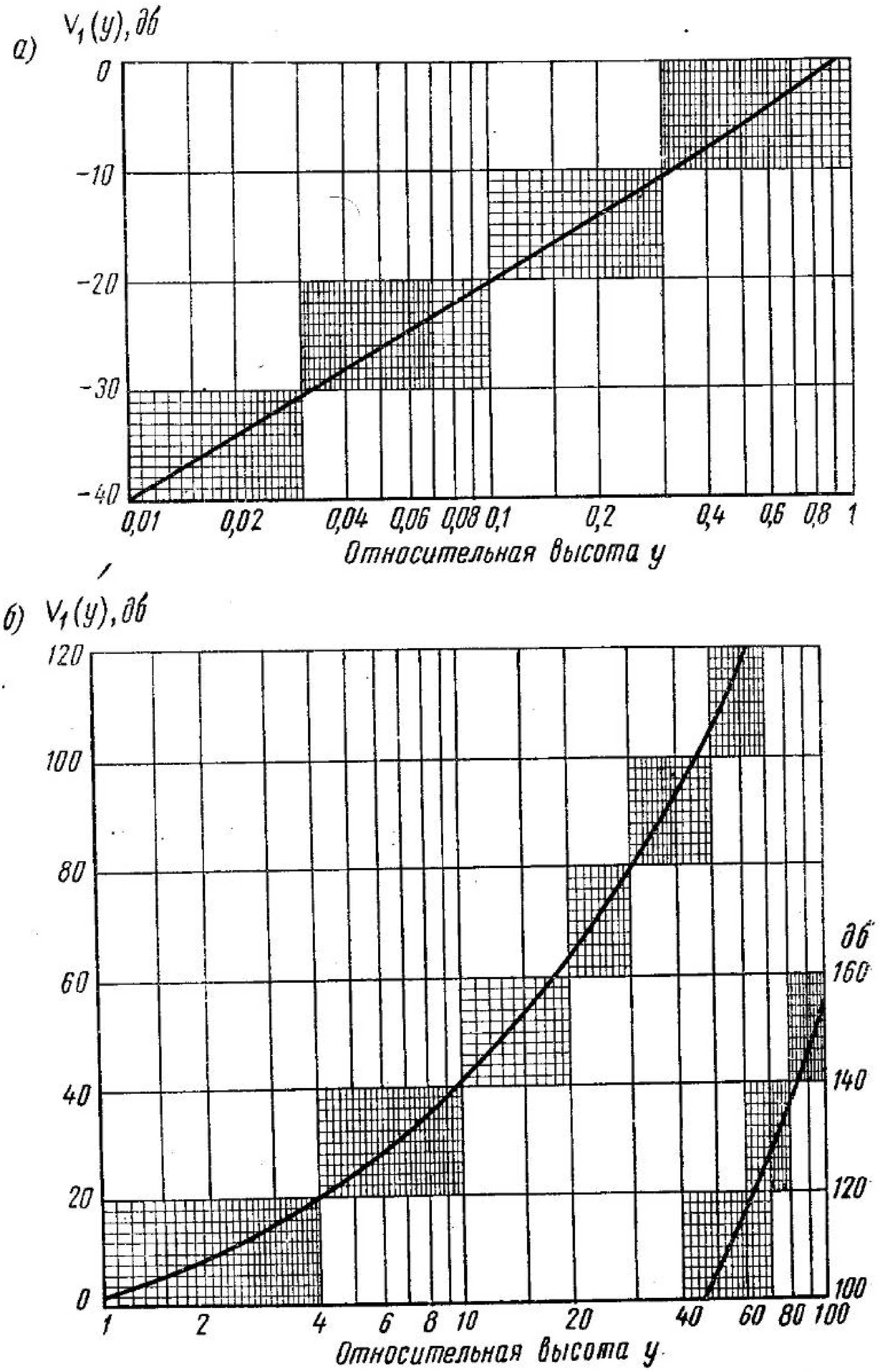


Рис. 2.47. Зависимость высотного множителя $V_1(y)$, дб, от относительной высоты антенны

Именно величины $U_1(x)$, $V_1(y_1)$ и $V_1(y_2)$, выраженные в *дб*, и определяются по графикам рис. 2.46 *а*, *б* и 2.47 *а*,*б*.

Переход от F, выраженного в *дб*, к F в виде правильной дроби осуществляется обычным образом:

$$F = 10^{\frac{F_{[дб]}}{20}}. \qquad (2.78$$

Поле, как всегда, вычисляется по формуле

$$E_д = \frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\,F,\ мв/м. \qquad (2.79)$$

Как следует из приведенного описания, в отличие от более строгого метода приближенный метод не учитывает различия в электрических параметрах почв разного вида. Кроме того, предполагается, что множитель ослабления не зависит от вида поляризации. Второе предположение справедливо только для волны короче 1 *м*.

Способ применения упрощенного метода вычисления дифракционного поля подробно описывается в следующем примере.

Пример 2.14. Определить множитель ослабления и напряженность поля в месте приема по графикам рис. 2.46 и 2.47 при следующих данных: $P_1 = 25$ *вт*; $D_1 = 120$; $\lambda = 20$ *см*; $h_1 = 25$ *м*; $h_2 = 10$ *м*; $r = 35$ *км*.

Расчет следует начать с определения по ф-лам (2.65) и (2.66) масштаба расстояний и масштаба высот. Подставляя в эти формулы значение радиуса земли $a = 6{,}37 \cdot 10^6$ *м*, находим: $L = 1{,}37 \cdot 10^4$ *м* и $H = 14{,}8$ *м*.

Вычисляем далее по ф-лам (2.67) и (2.68) относительное расстояние x и относительные высоты антенн y_1 и y_2:

$$x = \frac{3{,}5 \cdot 10^4}{1{,}37 \cdot 10^4} = 2{,}56; \quad y_1 = \frac{25}{14{,}8} = 1{,}69; \quad y_2 = \frac{10}{14{,}8} = 0{,}670.$$

По графикам рис. 2.46 и 2.47 находим величины $U_1(x)$, $V_1(y_1)$ и $V_1(y_2)$: $U_1(x) = -30$ *дб*; $V_1(y_1) = +8$ *дб*; $V_1(y_2) = -3$ *дб*.

По ф-ле (2.77) определяем $F_{[дб]} = -30 + 8 - 3 = -25$ *дб*, что соответствует множителю ослабления $F = 1/17{,}8$, вычисленному по ф-ле (2.78).

Подставляя заданные и найденные величины в ф-лу (2.79), находим

$$E_д = \frac{173\sqrt{25 \cdot 10^{-3} \cdot 120}}{35 \cdot 17{,}8} = 0{,}48\ мв/м.$$

В тех случаях, когда можно довольствоваться приближенной оценкой напряженности поля, известную пользу приносит способ определения множителя ослабления (а следовательно, и напряженности поля) на границе прямой видимости, т. е. на таком расстоянии, где интерференционные формулы показывают уже нулевое значение поля. Метод разработан для горизонтально поляризованного излучения. При вертикальной поляризации он дает менее точные результаты и может быть применен только для волн короче 50 *см* [19].

Множитель ослабления на границе прямой видимости вычисляют по формуле

$$F = \frac{r_0}{L}\,F(y_1, y_2), \qquad (2.80)$$

где функция $F(y_1, y_2)$ двух относительных высот антенн определяется по графику рис. 2.48, на котором величина $F(y_1, y_2)$ выражена в *дб*. Для перехода к правильной дроби следует воспользоваться

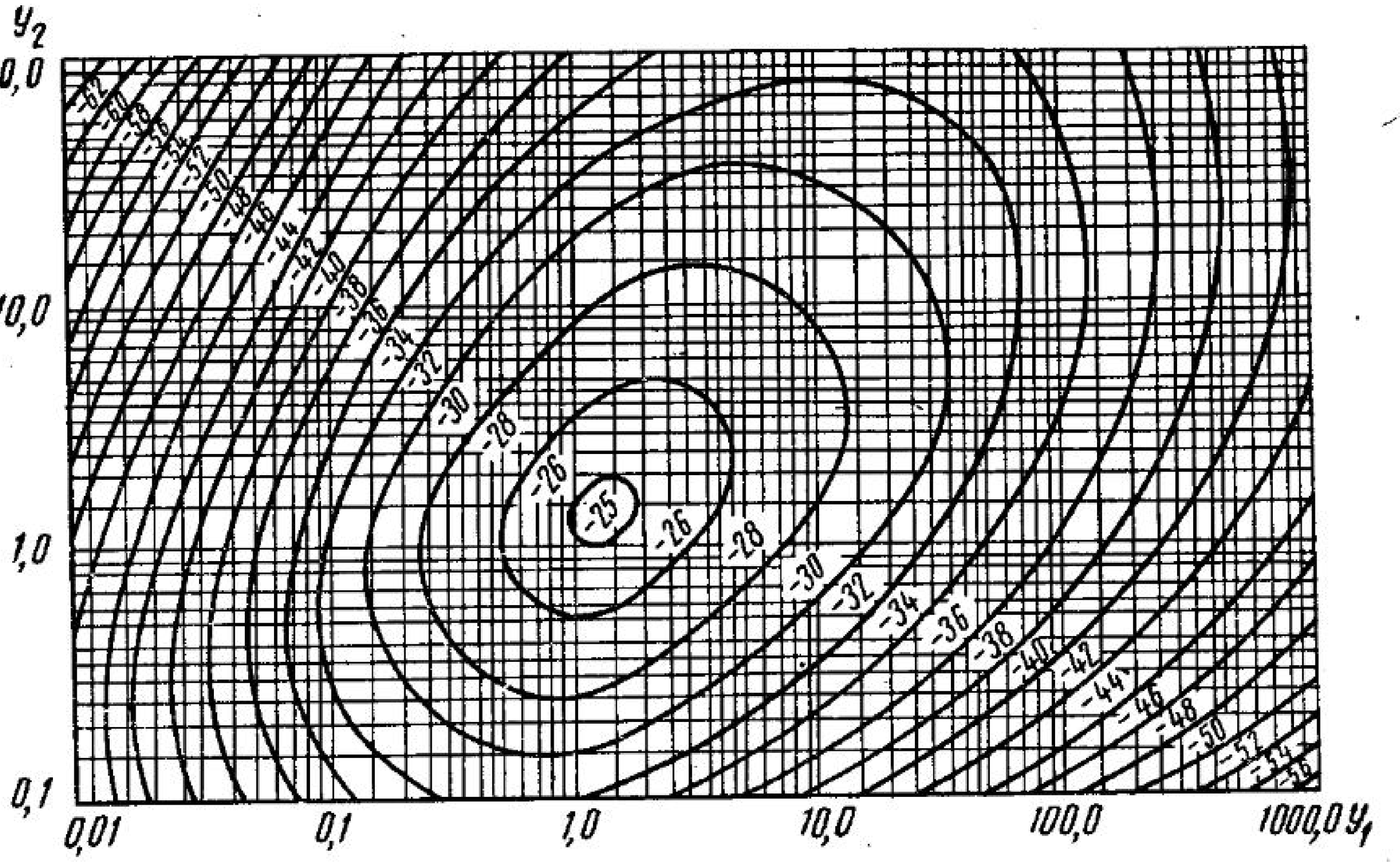


Рис. 2.48. Зависимость множителя ослабления $F(y_1, y_2)$, выраженного в *дб*, от относительных высот передающей и приемной антенн

формулой (2.78). В тех случаях (например, при вычислении потерь при распространении), когда F желательно выразить в *дб*, ф-лу (2.80) удобнее представить в виде:

$$F_{[дб]} = 20\lg \frac{r_0}{L} + F(y_1, y_2), \ дб.$$

Пользование графиком рис. 2.48 иллюстрируется следующим примером.

Пример 2.15. Определить множитель ослабления и напряженность поля на границе прямой видимости применительно к условиям примера 2.14. Предполагается, что антенна излучает горизонтально поляризованные волны.

Определим, прежде всего, по ф-ле (2.67а) дальность прямой видимости: $r_0 = 3{,}57(\sqrt{25} + \sqrt{10}) = 29{,}1$ *км*.

Значения L, y_1 и y_2 известны из предыдущего примера:

$$L = 1{,}37 \cdot 10^4 \ м = 13{,}7 \ км; \quad y_1 = 1{,}69; \quad y_2 = 0{,}67.$$

По графику на рис. 2.48 находим $F(y_1, y_2) = -26$ *дб* или $F(y_1, y_2) = 0{,}05$.

Подставляя найденные значения в ф-лу (2.80), определяем множитель ослабления $F = \dfrac{29{,}1 \cdot 0{,}05}{13{,}7} = 0{,}106$. Таким образом, множитель ослабления на границе прямой видимости примерно в два раза больше, чем в рассмотренном выше примере.

Напряженность поля в пункте приема вычисляем по стандартной формуле

$$E_д = \frac{173\sqrt{25 \cdot 10^{-3} \cdot 120}}{29{,}1} \cdot 0{,}106 \approx 1{,}1 \ мв/м.$$

В заключение раздела о распространении радиоволн над сферической поверхностью Земли рассмотрим численный пример, часто встречающийся на практике.

Пример 2.16. Рассчитать и построить зависимость напряженности поля от расстояния при следующих данных: $P_1=50$ *вт*, $D_1=100$, $h_1=60$ *м*, $\lambda=10$ *см*, $h_2=20$ *м*. Волна вертикально поляризована. Влажная почва с параметрами: $\varepsilon=10$, $\sigma=0{,}01$ *сим/м*. Распространение происходит в условиях нормальной атмосферной рефракции, что учитывается использованием эквивалентного значения радиуса Земли: $a_э=8{,}5\cdot10^6$ *м* (см. § 3.4). Расчет произвести в интервале расстояний от третьего максимума (считая в направлении убывания расстояний) до расстояния $2r_0$, где r_0 — дальность прямой видимости.

Очевидно, расчет следует начать с определения дальности прямой видимости при нормальной атмосферной рефракции. Заменяя в ф-ле (2.57) $a=6{,}37\cdot10^6$ *м* через $a_э=8{,}5\cdot10^6$ *м*, вместо ф-лы (2.57а) получаем:

$$r_0=4{,}12\left(\sqrt{h_{1\,[м]}}+\sqrt{h_{2\,[м]}}\right)=50{,}3\ км.$$

Зону освещенности можно считать простирающейся до расстояния $r'=0{,}8\,r_0\approx40$ *км*. Зона тени начинается с расстояния $r''=1{,}2\,r_0\approx60$ *км*.

Расчет начнем с определения местоположения максимумов и минимумов в зоне освещенности, т. е. тех расстояний, где $\cos\left(\theta+\frac{4\pi h_1' h_2'}{\lambda r}\right)$, входящий в ф-лу (2.12), становится равным соответственно $+1$ (максимум) и -1 (минимум). Обращаем внимание читателя на то, что для учета кривизны Земли в аргумент косинуса введены приведенные высоты антенн.

Учитывая, что максимумы и минимумы поля образуются на небольших расстояниях от передатчика (что позволяет в первом приближении полагать поверхность земли плоской) и дополнительно считая $\theta=180°$, ориентировочные положения максимумов и минимумов можно определять по ф-лам (2.15) и (2.16). Подставляя в них h_1, h_2 и λ, находим значения, указанные во второй графе табл. 2.6.

Таблица 2.6

РАССТОЯНИЯ ДО ЭКСТРЕМУМОВ ДЛЯ ПЛОСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Экстремум	Ориентировочные расстояния (плоская поверхность), *км*	Фактические расстояния (сферическая поверхность) *км*
1-й максимум	48	25
1-й минимум	24	19
2-й максимум	16	14,5
2-й минимум	12	12
3-й максимум	9,6	9
3-й минимум	8	8

Итак, минимальное расстояние, с которого следует начать расчет, 8 *км*, максимальное — $2r_0\approx100$ *км*.

Для более точного определения местоположения экстремумов (с учетом h_1', h_2' и θ), а также для определения действительного значения коэффициентов отражения R, воспользуемся графическим методом. Произвольно задаваясь несколькими расстояниями в интервале от 8 до 40 *км*, построим зависимость $\alpha=(\theta+720\,h_1'\cdot h_2'/\lambda r)°$ и коэффициента отражения R от расстояния. Для этого вычисленные величины удобно расположить в виде табл. 2.7.

Здесь m определяется по графику рис. 2.41, h_1', h_2' — по ф-ле (2.62), n — по графику рис. 2.42; γ вычисляется по ф-ле (2.64), $\theta°$ и R определяются по рис. П.1 и П.2 для вертикальной поляризации; $p=r/\sqrt{2a_эh_1}$ — параметр, необходимый для определения коэффициентов m и n по графикам рис. 2.41 и 2.42.

Зависимости $\alpha=(\theta+720\,h_1'\cdot h_2'/\lambda r)°$ и R от расстояния приведены на графике рис. 2.49. Напряженность поля достигает максимума при $\alpha=360°$, $720°$ и

Таблица 2.7

ЗНАЧЕНИЯ ВЫЧИСЛЕННЫХ ВЕЛИЧИН В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ

r, км	p	m	h_1', h_2', м	n	γ, рад	R	$\alpha°$
8	0,25	0,9	1080	0,96	0,01	0,93	1140
16	0,50	0,83	995	0,88	0,004	0,97	628
24	0,75	0,60	720	0,74	0,002	0,98	396
40	1,25	0,14	170	0,34	0,0007	0,99	211

Примечание. Во всех случаях $\theta=180°$.

1080° и минимума при $\alpha=540°$, 900° и 1260°. При этом в максимумах напряженность поля вычисляется по формуле

$$E_д = \frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}(1+R),\ мв/м,$$

а в минимумах — по формуле

$$E_д = \frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}(1-R),\ мв/м$$

и принимает значения, приведенные в табл. 2.8 [также см. ф-лу (2.12) и рис. 2.8].

Таблица 2.8

РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ДЛЯ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ТОЧЕК

r, км	$E_{д\,макс}$, мв/м	$E_{д\,мин}$, мв/м
9	83	—
12	—	1,9
14,5	52	—
19	—	0,6
25	31	—

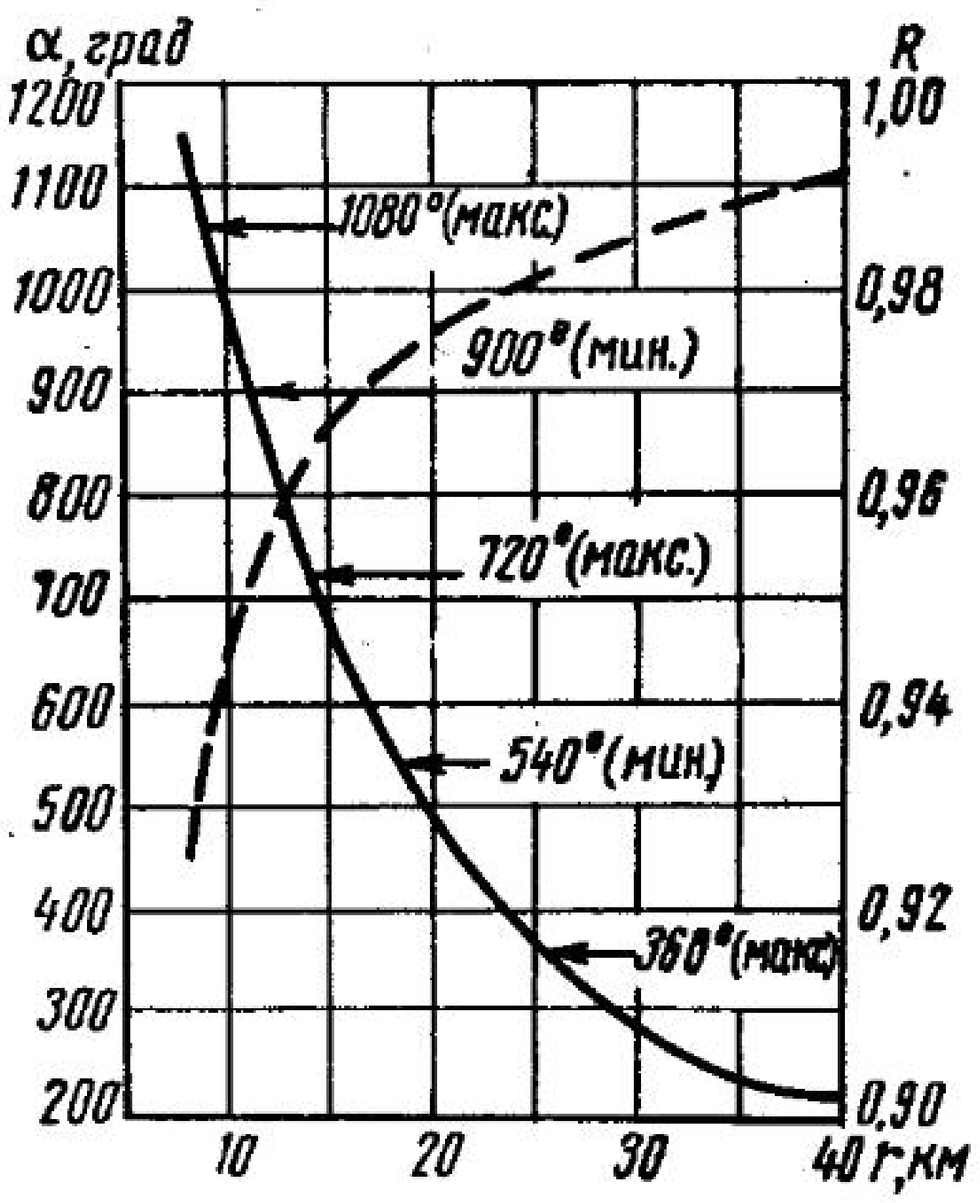


Рис. 2.49. К определению местоположений максимумов и минимумов напряженности поля на трассе

Расстояния, при которых α принимает значения, соответствующие экстремуму множителя ослабления (или, что то же, $E_д$), занесены в последний столбец табл. 2.6. На близких расстояниях от передатчика они совпадают со значениями, рассчитанными для модели «плоской Земли».

Таблица 2.9

РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ, НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВЕЛИЧИН В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ

r, км	m	x	$U_1(x)$, дб	$V_1(y_1)$, дб	$V_1(y_2)$, дб	F, дб	$E_д$, мв/м
40	0,14	—	—	—	—	—	5,2
80	—	6	—90	+28	+10	—52	0,01
120	—	9	—140	+28	+10	—102	$3 \cdot 10^{-5}$

Поле на расстоянии 40 км от передатчика рассчитываем по формуле Введенского [ф-ла (2.20)], поле в области тени на расстояниях 80, 120 и 180 км — по упрощенной дифракционной ф-ле (2.76), принимая масштаб расстояний [ф-ла (2.65)] $L=(\lambda a_э^2/\pi)^{1/3}=13{,}2$ км и масштаб высот [ф-ла (2.66)] $H=1/2(a_э\lambda^2/\pi^2)^{1/3}=10$ м.

Результаты расчетов сведены в в табл. 2.9 и представлены на графике рис. 2.50. По оси абсцисс отложены расстояния, а по оси ординат — напряженности поля в логарифмическом масштабе. Как видно из графика, кривые, проведенные для области освещенности, хорошо сопрягаются с расчетными точками в области тени. Штриховая вертикаль проведена на расстоянии прямой видимости.

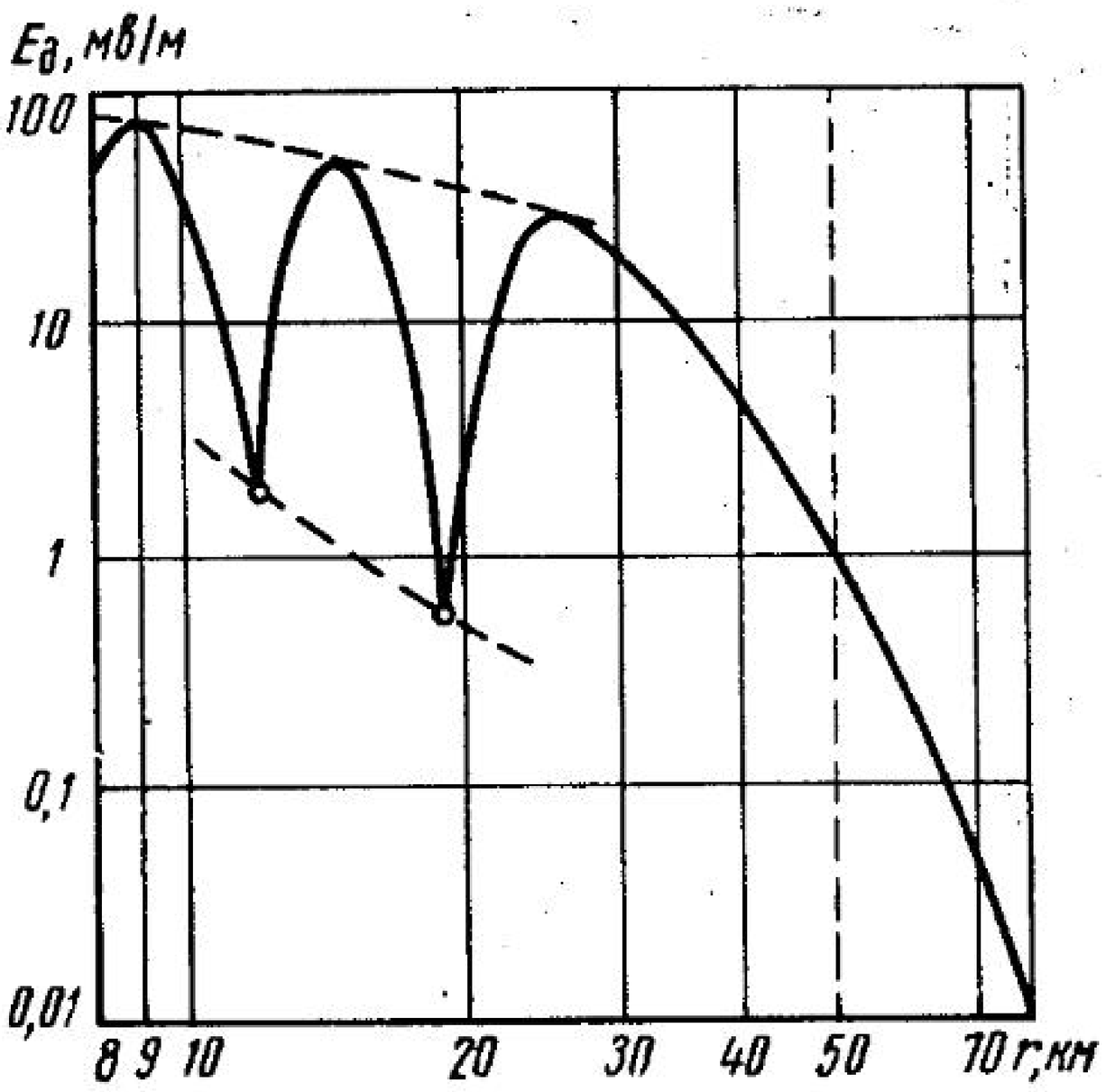


Рис. 2.50. Зависимость напряженности поля от расстояния

2.9. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД НЕОДНОРОДНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

Ю. К. Калинин и Е. Л. Фейнберг, развивая работы о распространении земных радиоволн над плоской неоднородной поверхностью Земли, в 1957 г. исследовали более общий случай распространения на неоднородной трассе с учетом сферичности Земли [30]. Приведем основные выводы из этого исследования.

Анализ полученного решения показывает, что роль «взлетной» и «посадочной» площадок здесь выражена не столь резко, как при распространении над плоской поверхностью; иными словами, на

условия распространения заметное влияние оказывают и промежуточные участки трассы. Поглощение и сдвиг фазы на промежуточных участках накапливаются почти аддитивно и переносятся в точку приема. Если в случае плоской поверхности энергия радиоволны в основном распространялась на некоторой высоте над поверхностью Земли, испытывая заметное поглощение только в пределах «взлетной» и «посадочной» площадок (см. рис. 2.35), то при учете кривизны Земли процесс распространения можно рассматривать как скольжение радиоволн вдоль поверхности Земли. Концевые участки трассы по-прежнему играют важную роль в процессе распространения, однако не столь решающую, как в случае плоской Земли.

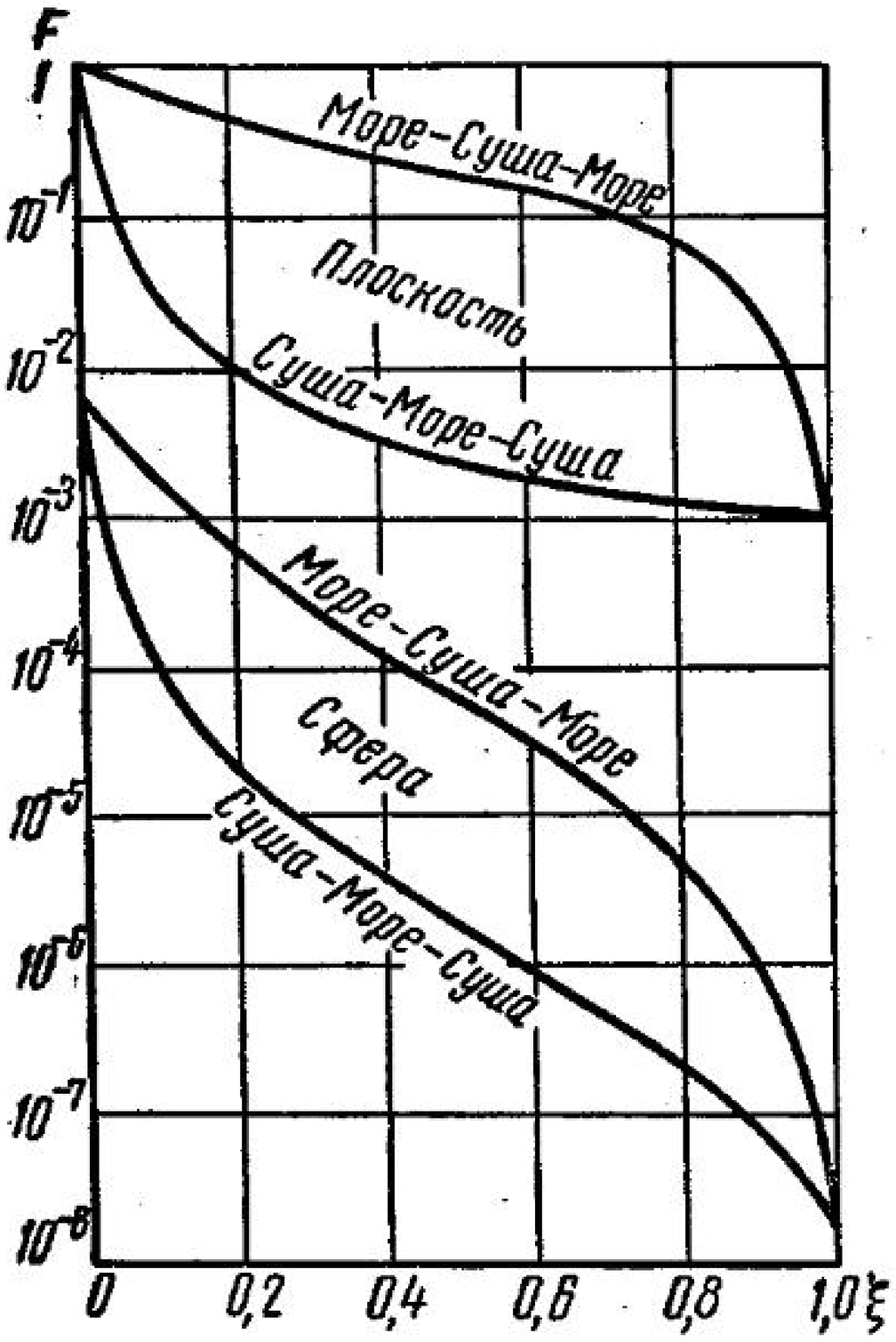


Рис. 2.51. Зависимость множителя ослабления от коэффициента заполнения трассы сушей при распространении над сферической поверхностью Земли ($\lambda = 100$ *м*)

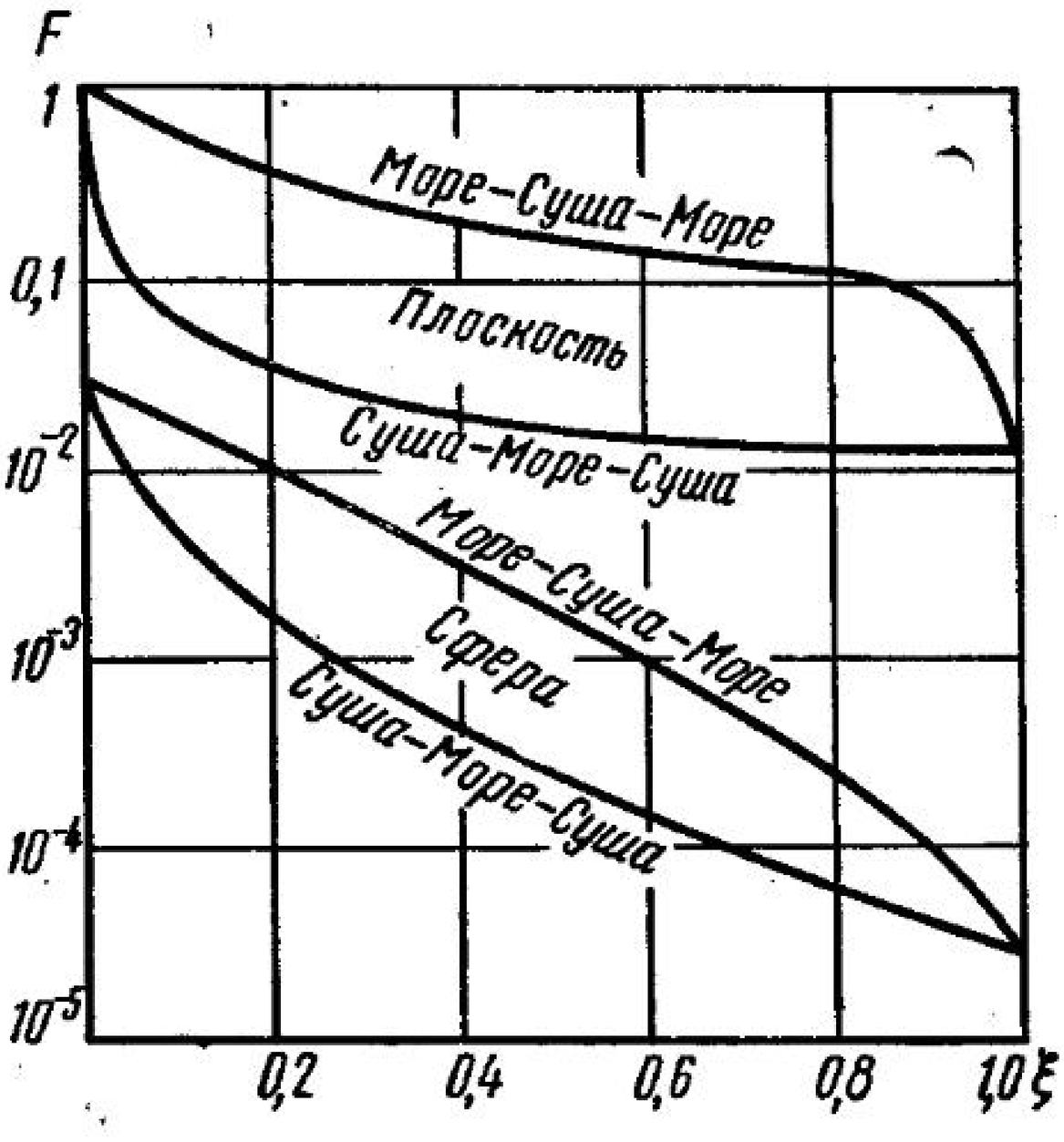


Рис. 2.52. Зависимость множителя ослабления от коэффициента заполнения трассы сушей при распространении над сферической поверхностью Земли ($\lambda = 300$ *м*)

Роль сферичности Земли ясно проявляется при рассмотрении рис. 2.51 и 2.52, представляющих собой обобщение рис. 2.34 на случай сферической поверхности Земли. При расчетах проводимость моря принималась равной 4 *сим/м*, а суши — $9 \cdot 10^{-3}$ *сим/м*. Для удобства сопоставления в верхней части обоих рисунков нанесены соответствующие кривые для плоской поверхности Земли.

Сравнение хода кривых в случае плоской и сферической поверхности Земли ясно показывает, что влияние промежуточных участков при сферической поверхности значительно сильнее, чем при плоской. Форма кривых «море—суша—море» и «суша—море—суша» в случае сферической поверхности, особенно на рис. 2.51, приближается к прямой, соединяющей конечные точки кривых.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД НЕРОВНОЙ МЕСТНОСТЬЮ

2.10. ОБЛАСТЬ ПРОСТРАНСТВА, ЭФФЕКТИВНО УЧАСТВУЮЩАЯ В ПЕРЕДАЧЕ ЭНЕРГИИ РАДИОВОЛН

Помещенная в свободном пространстве изотропная антенна излучает энергию во всех направлениях, и, следовательно, во всех точках окружающего пространства (не на очень больших удалениях от излучателя) плотность потока энергии имеет конечное значение. Рассмотрим способ передачи энергии радиоволны в точку B (рис. 2.53), находящуюся на удалении r от источника.

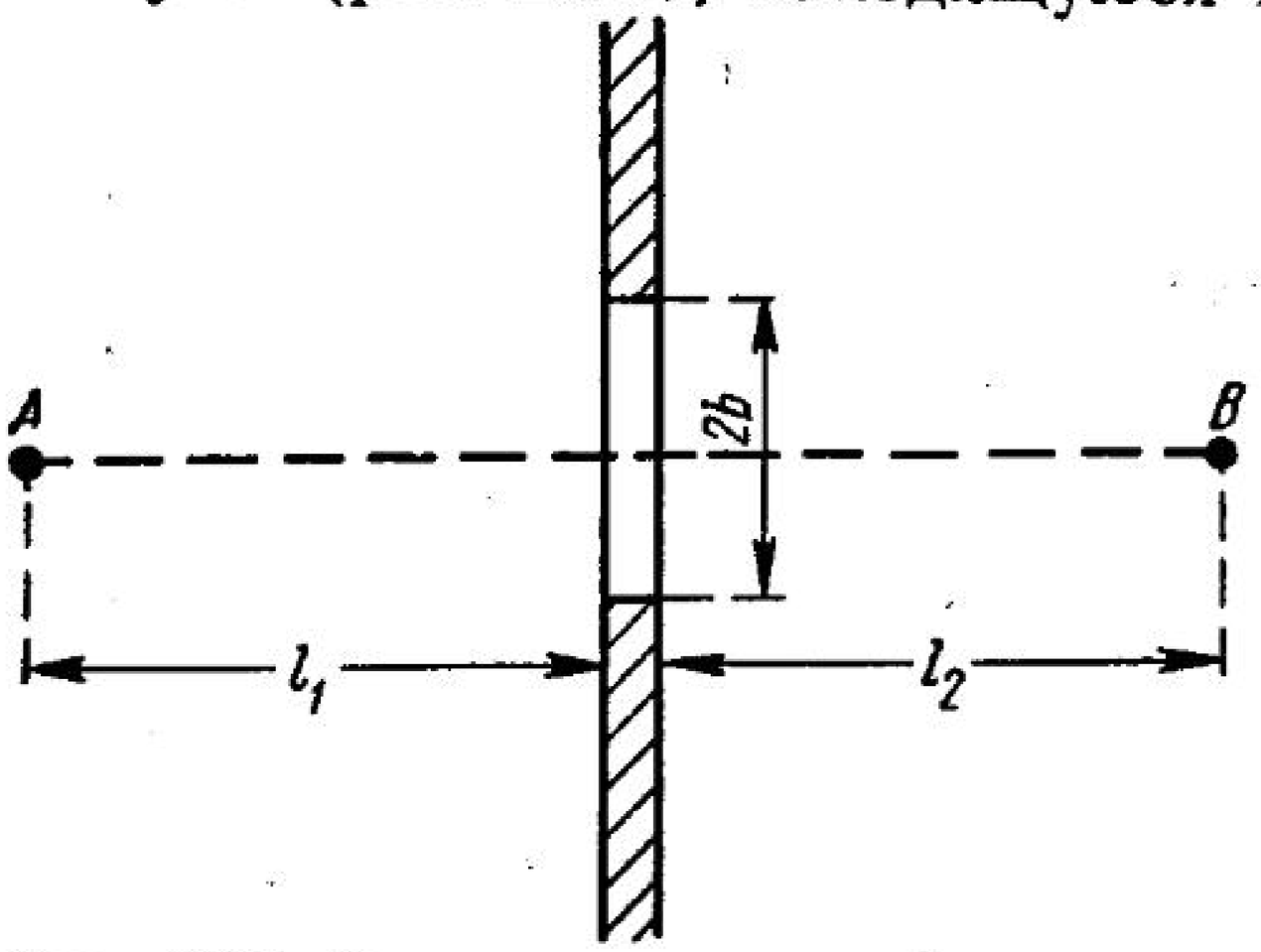


Рис. 2.53. К определению конфигурации пространства, эффективно участвующего в передаче энергии радиоволн

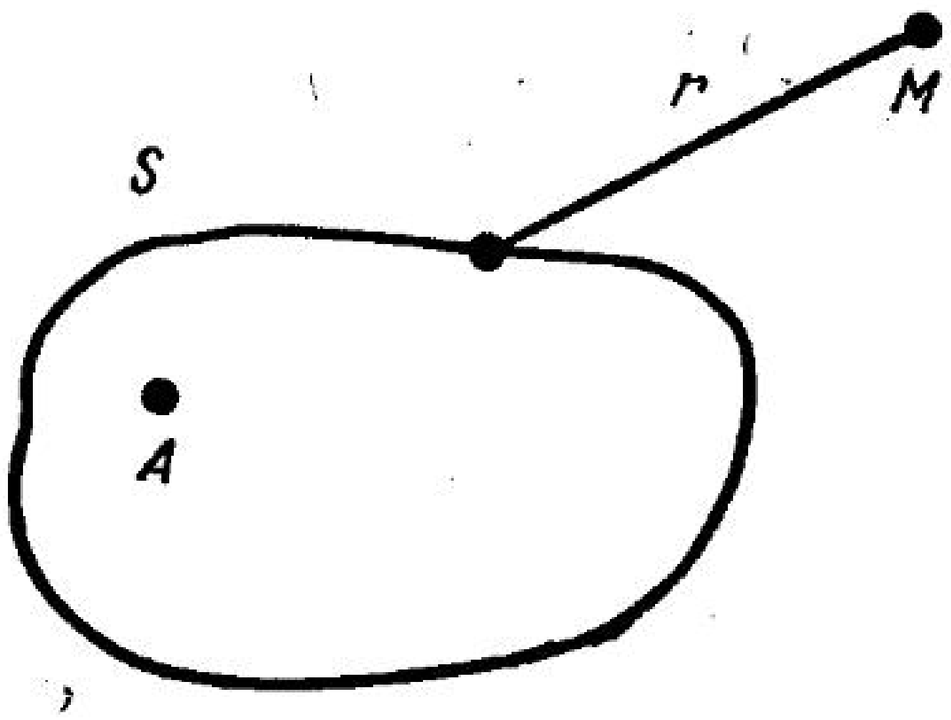


Рис. 2.54. К формулировке принципа Гюйгенса

Можно, во-первых, предположить, что энергия радиоволны попадает в точку B, распространяясь по тоненькой ниточке — «лучу» AB (в свете понятий геометрической оптики). Можно высказать и другое предположение: попадающая в точку B энергия волны распространяется по определенному, притом конечному, объему в пространстве вокруг оси AB.

Вопрос о форме пространства, эффективно участвующего в передаче энергии, допускает и аналитическое решение на основе принципа Гюйгенса и представлений о зонах Френеля (см. параграф 2.3).

Принцип Гюйгенса, в его наиболее элементарной формулировке, утверждает, что каждая точка фронта распространяющейся волны (созданной некоторым первичным источником) является источником новой вторичной сферической волны. Принцип Гюйгенса позволяет вычислить электромагнитное поле в любой точке пространства по известным значениям поля на некоторой поверхности.

Пусть источник первичной волны находится в точке A (рис. 2.54). Обозначим через S некоторую замкнутую поверхность, окружающую источник волн, которая, в частности, может представлять собой сферическую поверхность одинаковых фаз (т. е. поверхность

фронта волны). Поставим перед собой задачу определить напряженность поля радиоволны в некоторой точке M (вне замкнутой поверхности) по известным значениям напряженности поля на поверхности S. Обозначим через ψ нормальную составляющую напряженности искомого поля (электрического или магнитного) в точке M, а через ψ_S — значения той же составляющей на поверхности S. Расстояния между отдельными точками на поверхности S и точкой M обозначим через r. Согласно наиболее простой формулировке принципа Гюйгенса напряженность вторичного поля в точке M, создаваемого элементом поверхности dS, пропорциональна напряженности поля первичной волны на этом элементе и размерам элементарной площади, а именно

$$d\psi = A\,\psi_S \frac{e^{-i\kappa r}}{r}\,dS,$$

где A — коэффициент пропорциональности, а множитель $e^{-i\kappa r}$ характеризует естественную зависимость фазы поля от расстояния в случае сферической волны [ф-ла (1.11а)].

Полное поле в точке M определяется суммированием элементарных полей по всей поверхности S и его напряженность выражается интегралом

$$\psi = \int_S A\,\psi_S \frac{e^{-i\kappa r}}{r}\,dS. \qquad (2.81)$$

Если поверхность S представляет собой плоскость, то, как показывается в курсах физики, $A = (i/\lambda)\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r})$, где $\mathbf{n}$—внешняя нормаль к плоскости, а λ — длина волны, после чего ф-ла (2.81) принимает вид:

$$\psi = \frac{i}{\lambda}\int_S \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r})\,\psi_S \frac{e^{-i\kappa r}}{r}\,dS.$$

В более общем случае, когда поверхность S имеет произвольную форму, математическая формулировка принципа Гюйгенса получает вид, известный под названием формулы Кирхгофа:

$$\psi = -\frac{1}{4\pi}\int_S \left[\psi_S \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-i\kappa r}}{r}\right) - \frac{e^{-i\kappa r}}{r}\,\frac{\partial \psi_S}{\partial n}\right] dS. \qquad (2.82)$$

Как показывает ф-ла (2.82), для определения поля в точке M в общем случае нужно знать не только значения ψ_S на поверхности S, но и значения производной от ψ_S по нормали к поверхности. Следует отметить, что интегрирование должно производиться по всей поверхности S, включая и те ее элементы, которые «не видны» из точки M.

Принцип Гюйгенса позволяет определить ту часть пространства, которая существенно участвует в процессе распространения волн. Проведем для этого из точки A, как из центра, сферу радиу-

са l_1, которая будет представлять собой поверхность фронта волны (рис. 2.55). Зная значения ψ_S и $\frac{\partial \psi_S}{\partial n}$ на поверхности S, можно вычислить поле в точке B по ф-ле (2.82) и убедиться при этом, что результат получится точно таким же, какой дает ф-ла (1.9).

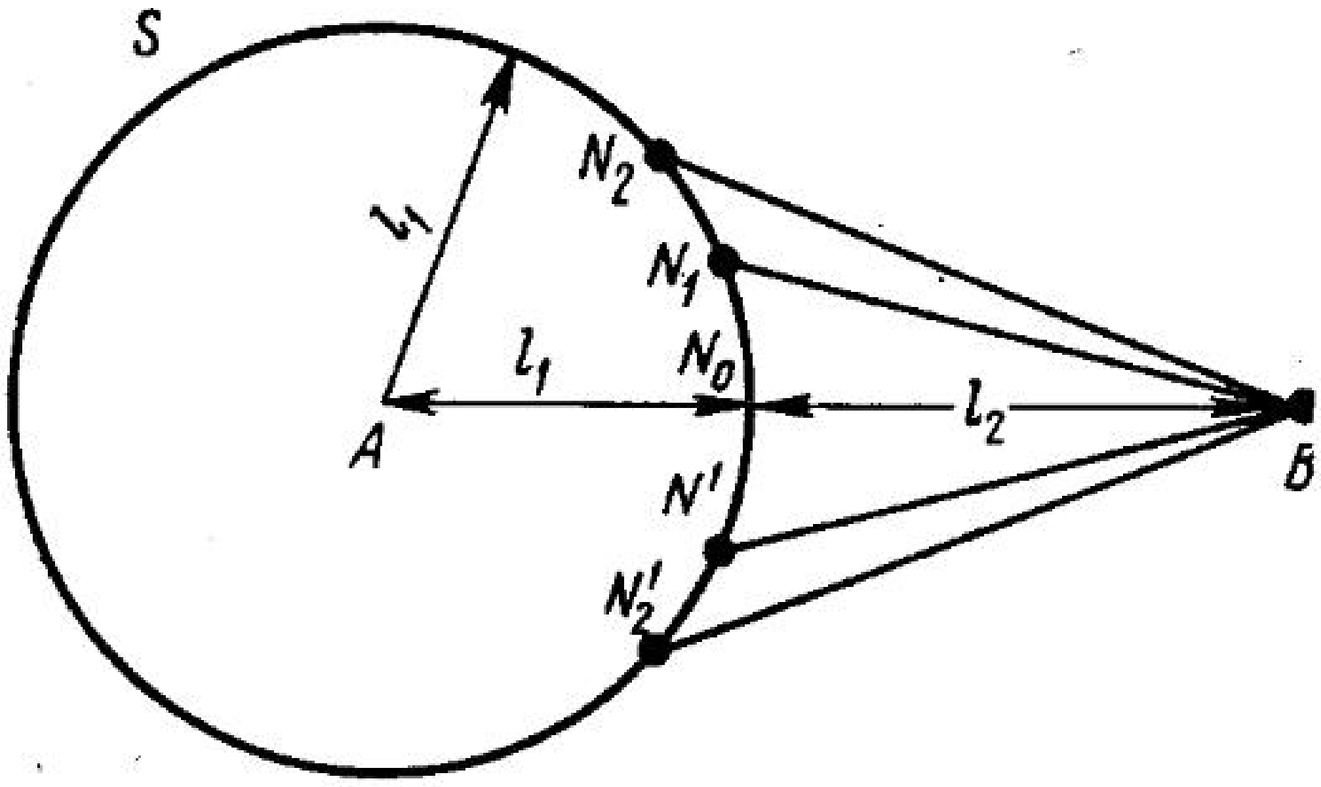


Рис. 2.55. Построение зон Френеля на поверхности сферы

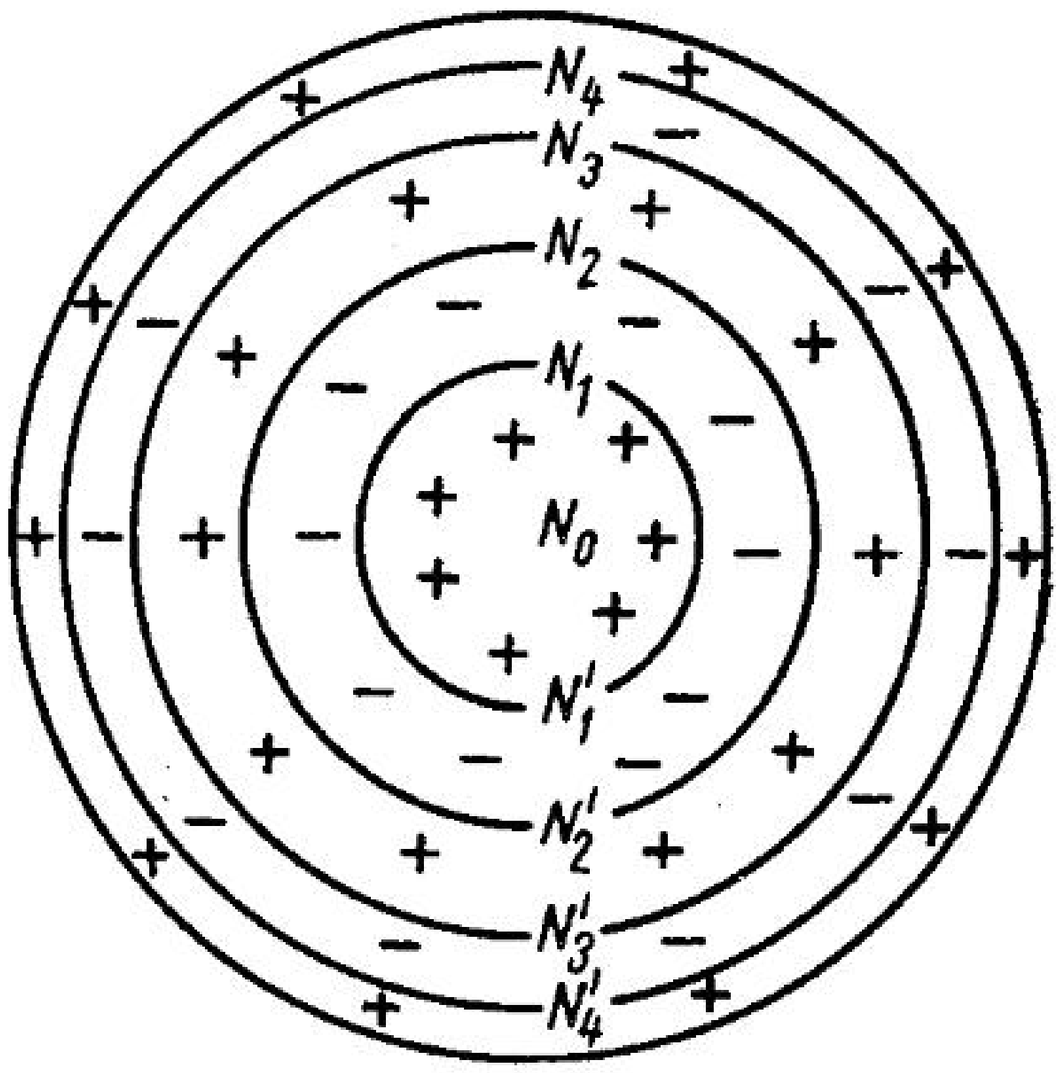


Рис. 2.56. Зоны Френеля на поверхности сферы

Французский физик Френель в 1818 г. показал, что построение, подобное показанному на рис. 2.55, допускает весьма наглядное истолкование. Обозначим через l_2 расстояние, измеренное вдоль прямой AB от пункта приема до поверхности сферы. Проведем из точки B семейство прямых, пересекающих сферу S в точках, удаленных от точки B на расстояние $(l_2+\lambda/2)$. Это семейство образует коническую поверхность, пересекающую плоскость рисунка по прямым BN_1 и $BN^{1'}$. Аналогичным образом строятся конические поверхности высших порядков, для которых $BN_2=l_2+2\frac{\lambda}{2}$ и вообще $BN_n=l_2+n\frac{\lambda}{2}$. Пересечения конических поверхностей со сферой образуют систему концентрических окружностей. Вид на эти окружности со стороны точки B показан на рис. 2.56. Участки, заключенные между соседними окружностями, получили название зон Френеля. Первая зона Френеля представляет собой часть сферы, ограниченную окружностью, а зоны высших порядков представляют собой кольцевые области на поверхности сферы.

Воображаемые источники вторичных волн (так называемые виртуальные источники), расположенные в пределах первой зоны, характеризуются тем, что создаваемые ими фазы колебаний в точке B отличаются от фазы, создаваемой виртуальным излучателем в точке N_0, не более чем на 180°, так как разности хода в половину длины волны отвечает разность фаз в 180°. Фаза колебаний, создаваемых виртуальными излучателями, расположенными в преде-

лах второй зоны, отличается от фазы колебаний источника N_0 на величину от 180 до 360°. Можно сказать, что в целом колебания, создаваемые второй зоной, отличаются по фазе на 180° от колебаний, создаваемых первой зоной. На рис. 2.56 это обстоятельство условно отмечается тем, что последовательные зоны маркируются знаками «плюс» и «минус».

В курсах оптики показывается, что действия смежных зон высших порядков взаимно компенсируются, притом чем больше порядковый номер зон, тем полнее осуществляется эта компенсация. В результате такой попарной нейтрализации смежных зон совокупное действие всех зон эквивалентно действию примерно половины первой зоны. Таким образом, первая зона Френеля (с известным «запасом») и ограничивает область пространства, существенно участвующего в процессе распространения волн.

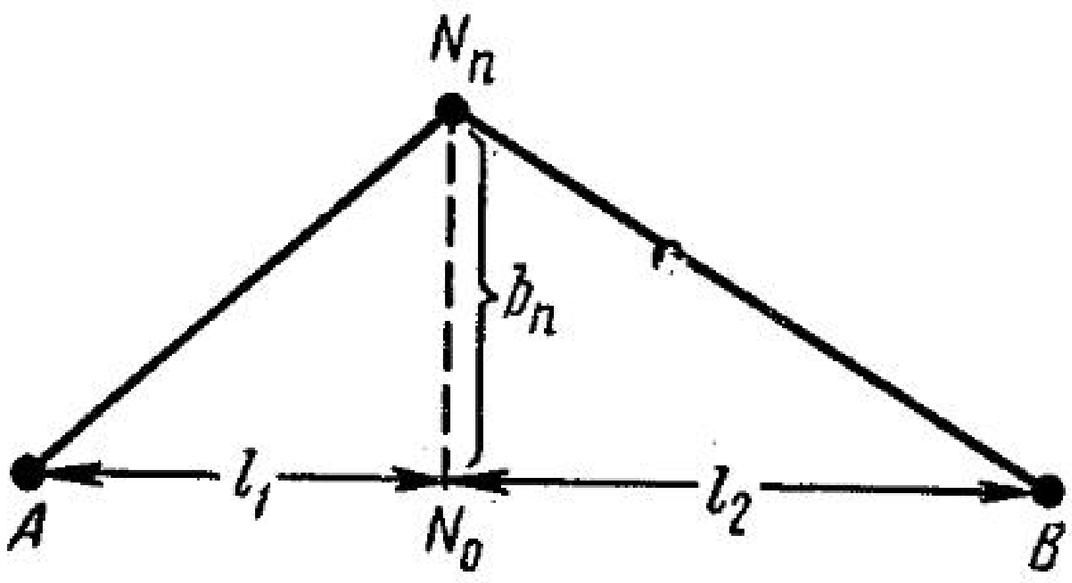


Рис. 2.57. Определение радиусов зон Френеля

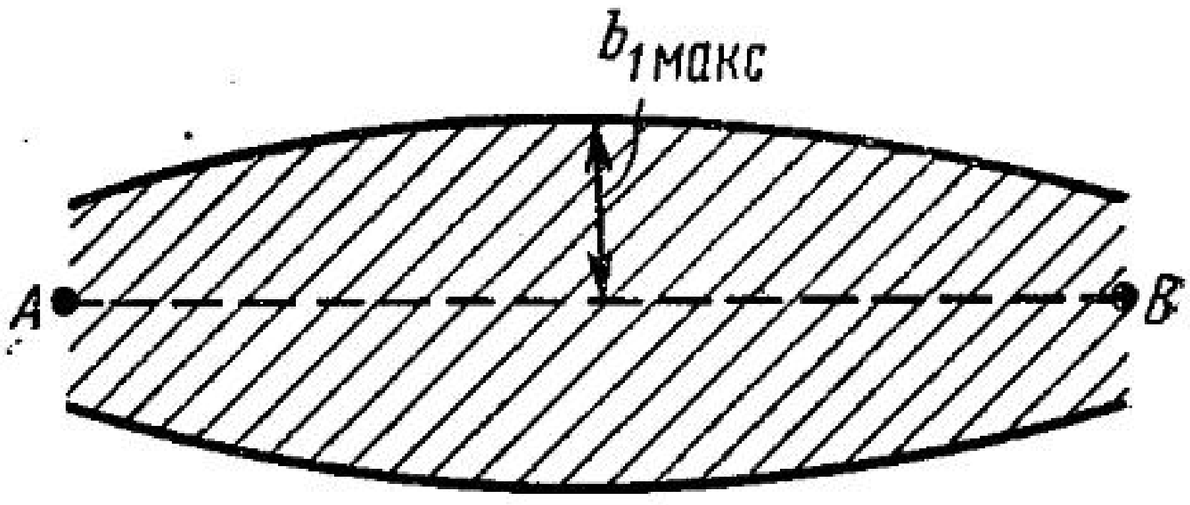


Рис. 2.58. Область существенная для распространения волн в свободном пространстве

Как отмечалось (параграф 2.3), зоны Френеля можно построить на поверхностях весьма произвольной формы. В качестве такой поверхности удобно выбрать плоскость, перпендикулярную направлению распространения AB (рис. 2.57). Вычислим для этого случая радиус зоны Френеля. По определению

$$AN_n + N_nB = l_1 + l_2 + n\frac{\lambda}{2}. \qquad (2.83)$$

Из треугольника AN_nN_0 и BN_0N_n имеем:

$$AN_n = \sqrt{l_1^2 + b_n^2} \approx l_1 + \frac{b_n^2}{2l_1},$$

$$BN_n = \sqrt{l_2^2 + b_n^2} \approx l_2 + \frac{b_n^2}{2l_2},$$

так как всегда $b_n \ll l_1$ и $b_n \ll l_2$, что позволяет применить формулу бинома Ньютона. Подставляя эти значения в (2.83), получаем

$$\frac{b_n^2}{2}\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right) = n\frac{\lambda}{2},$$

откуда следует

$$b_n = \sqrt{\frac{l_1 l_2 n\lambda}{l_1 + l_2}}.$$

В частности, радиус первой зоны Френеля определяется формулой

$$b_1 = \sqrt{\frac{l_1 l_2 \lambda}{l_1 + l_2}}. \qquad (2.84)$$

Точки N_n лежат на поверхности эллипсоида вращения, фокусы которого находятся в точках A и B. Этот эллипсоид и ограничивает область, существенно участвующую в распространении радиоволн (рис. 2.58). Радиус первой зоны Френеля достигает максимального значения на середине трассы.

В диапазоне волн короче 100 *м* радиус первой зоны обычно много меньше длины трассы.

Таблица 2.10

ЗНАЧЕНИЯ РАДИУСОВ ПЕРВОЙ ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ В СЕРЕДИНЕ ТРАССЫ

λ, *м*	100	10	1	0,1	0,01	0,001
$b_{макс}$, *м*	500	160	50	16	5	1,6

В табл. 2.10 приведены результаты определения радиуса первой зоны для середины трассы при длине трассы $l = l_1 + l_2 = 10$ *км*.

Общий вывод заключается в том, что энергия радиоволны передается не по нитевидному каналу, а в пределах вполне конкретного объема пространства, имеющего форму эллипсоида вращения и ограниченного первой зоной Френеля.

2.11. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ХОЛМИСТОЙ МЕСТНОСТИ В ПРЕДЕЛАХ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ

Часто приходится встречаться со случаями, когда антенны корреспондирующих станций находятся в пределах прямой видимости, однако сама трасса проходит над холмистой местностью. Особенно часто подобные условия возникают при строительстве радиорелейных линий связи, значение которых в системе связи СССР, как известно, очень велико и с каждым годом будет все возрастать. В связи с этим следует напомнить, что типичным ландшафтом для большинства материков является не ровная, пустынная местность, а слабопересеченная, иными словами, холмистая местность.

С точки зрения распространения радиоволн степень пересеченности местности определяется соотношением между длиной волны и высотой холмов. Поэтому в диапазоне длинных и средних волн слабопересеченная местность обладает свойствами гладкой поверхности. Наоборот, в диапазоне укв холмы высотой порядка десятка или десятков метров придают местности свойства пересеченной.

С первого взгляда может показаться, что распространение радиоволн над холмистой местностью происходит, в принципе, по тем же законам, что и над ровной местностью, с тем отличием, что в то время, как над ровной местностью формируется один отражен-

ный луч, в холмистой местности могут возникнуть несколько лучей в тех точках, где угол падения равен углу отражения (рис. 2.59). В действительности это не так, ибо отраженный луч формируется не в геометрической точке, а в пределах площади, ограниченной первой зоной Френеля, и в подавляющем числе случаев размеры вершин холмов значительно меньше площади первой зоны Френеля.

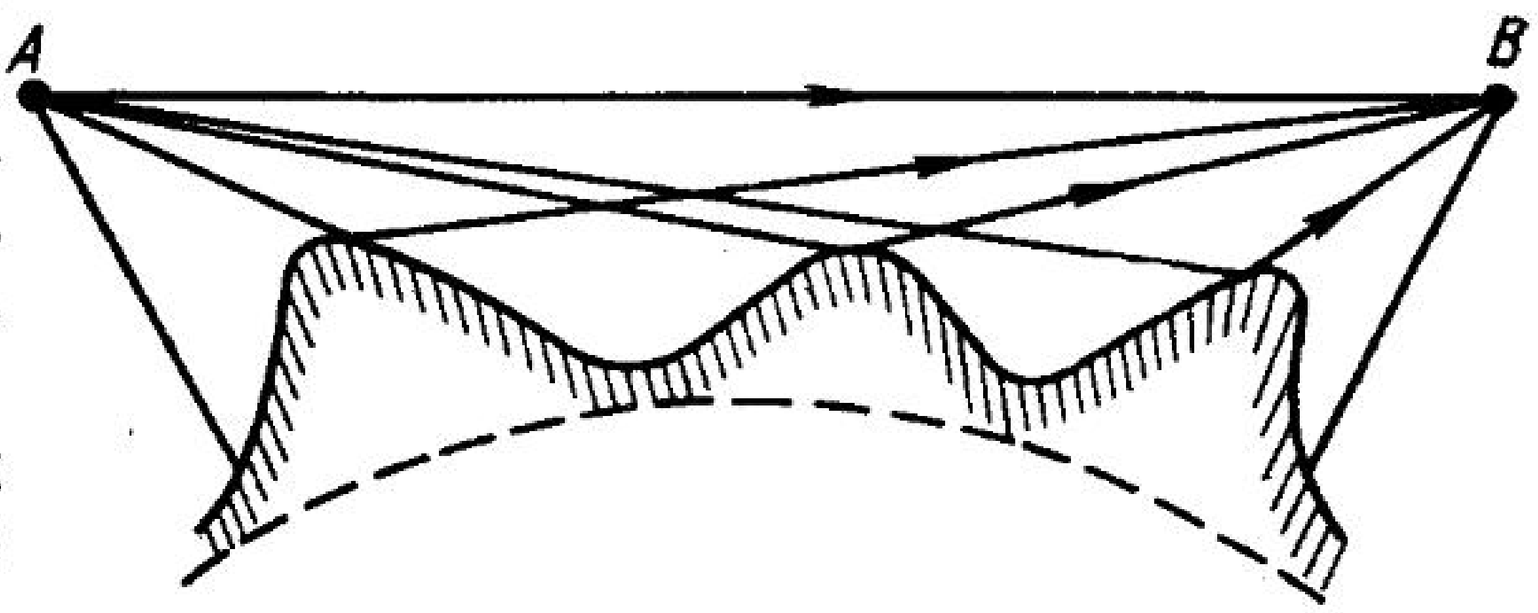


Рис. 2.59. Распространение радиоволн в пределах прямой видимости над холмистой местностью

Судить о размерах первой зоны Френеля на отражающей плоскости можно в первом приближении при помощи построения, показанного на рис. 2.60. Действительный источник волн A заменяется по известному принципу его зеркальным изображением A'. Следовательно, можно считать, что отраженный луч проходит путь $A'B$. На рис. 2.60 заштрихован эллипсоид (представляемый в плоскости рисунка эллипсом), ограничивающий первую зону Френеля. Точка пересечения оси $A'B$ с поверхностью Земли соответствует диаметру эллипсоида $2b$. Известно, что центральное сечение эллипсоида плоскостью, в данном случае поверхностью Земли, имеет форму эллипса, причем при малых углах скольжения γ размер MN много больше диаметра $2b$.

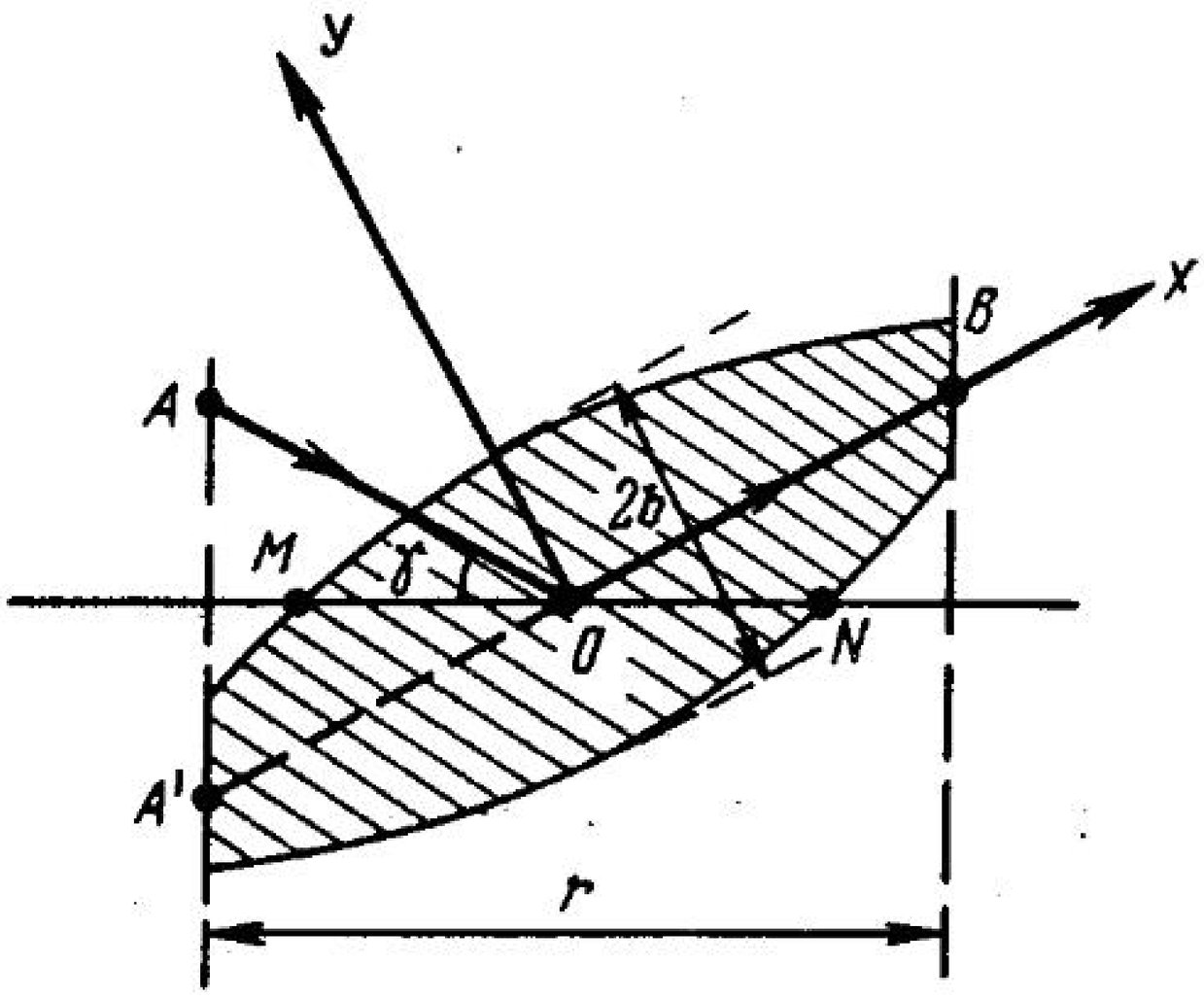


Рис. 2.60. К определению размеров первой зоны Френеля на отражающей плоскости

Вводя прямоугольную систему координат, ось X которой направлена вдоль большой оси эллипса (рис. 2.60), и ограничиваясь случаем антенн равных высот над плоской поверхностью Земли, когда максимальные значения радуса b зоны Френеля приходятся на точку отражения, уравнение эллипса можно записать в виде

$$x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1.$$

Здесь через a обозначена большая ось эллипса (расположенного в плоскости рисунка), равная приблизительно $r/2$, где r — протяженность трассы.

Уравнение прямой MN имеет вид $y=-x\operatorname{tg}\gamma$, откуда абсциссы точки пересечения прямой MN и эллипса

$$x=\pm\frac{ab}{\sqrt{b^2+a^2\operatorname{tg}\gamma}},\ м. \tag{2.85}$$

Ввиду малости угла γ размер x можно отождествить с искомой большой полуосью эллипса a на поверхности Земли.

Малая полуось эллипса, ограничивающего первую зону Френеля на поверхности Земли, примерно равна величине b.

Размеры существенной области, в пределах которой формируется отраженная волна, довольно значительны, как это следует из рассматриваемого ниже примера.

Пример 2.17. Определить размеры области, ограниченной на поверхности Земли первой зоной Френеля, в пределах которой формируется отраженная волна, при следующих данных: длина трассы $r=50$ *км*, высоты антенн $h_1=h_2=50$ *м*; длина волны $\lambda=10$ *см*.

Радиус первой зоны Френеля для луча $A'B$ в точке отражения определяем по ф-ле (2.84)

$$b=\sqrt{\frac{l_1 l_2 \lambda}{l_1+l_2}},\ м.$$

В данном случае $l_1=l_2=25\cdot10^3$ *м*, откуда

$$b=\sqrt{\frac{25\cdot10^3\cdot25\cdot10^3\cdot0{,}1}{50\cdot10^3}}=35\ м.$$

По ф-ле (2.10) находим угол скольжения:

$$\gamma=\frac{h_1+h_2}{r}=\frac{50+50}{5\cdot10^4}=2\cdot10^{-3}.$$

Подставляя вычисленные и заданные значения в ф-лу (2.85) и принимая, ввиду малости угла скольжения, $a\approx r/2=25\cdot10^3$ *м*, получаем

$$x=\frac{25\cdot10^3\cdot35}{\sqrt{35^2+25^2\cdot10^6\cdot4\cdot10^{-6}}}\approx17\cdot10^3\ м=17\ км.$$

В поперечном направлении малая ось эллипса, ограничивающего существенную область, равна 35 *м*.

Приведенный пример наглядно показывает, сколь значительны размеры области пространства на поверхности Земли, участвующего в создании отраженной волны. Вряд ли можно встретить холм с гладкой вершиной протяженностью в десятки километров.

Стало быть, при распространении радиоволн в условиях холмистой местности с отражениями от поверхности Земли, как правило, можно не считаться. Холмы здесь влияют на условия распространения совершенно иначе, а именно, экранируя область, в которой распространяется энергия волны, они вызывают эффект ослабления. Задача проектировщика линии связи, проходящей в холмистой местности, заключается в таком выборе местоположения антенн и их высот, при котором существенная область целиком проходит над вершинами холмов. В подобных условиях холмы не будут порождать ослабления поля волны, множитель ослабления

примет значение, равное единице, а само поле будет равно полю в свободном пространстве.

Типичные условия, в которых проходит трасса радиорелейной линии в холмистой местности, показана на рис. 2.61. Допустим, что антенны смежных станций расположены в точках *A* и *B* на вершинах холмов *I* и *IV*. На рис. 2.61 заштрихована область, в которой

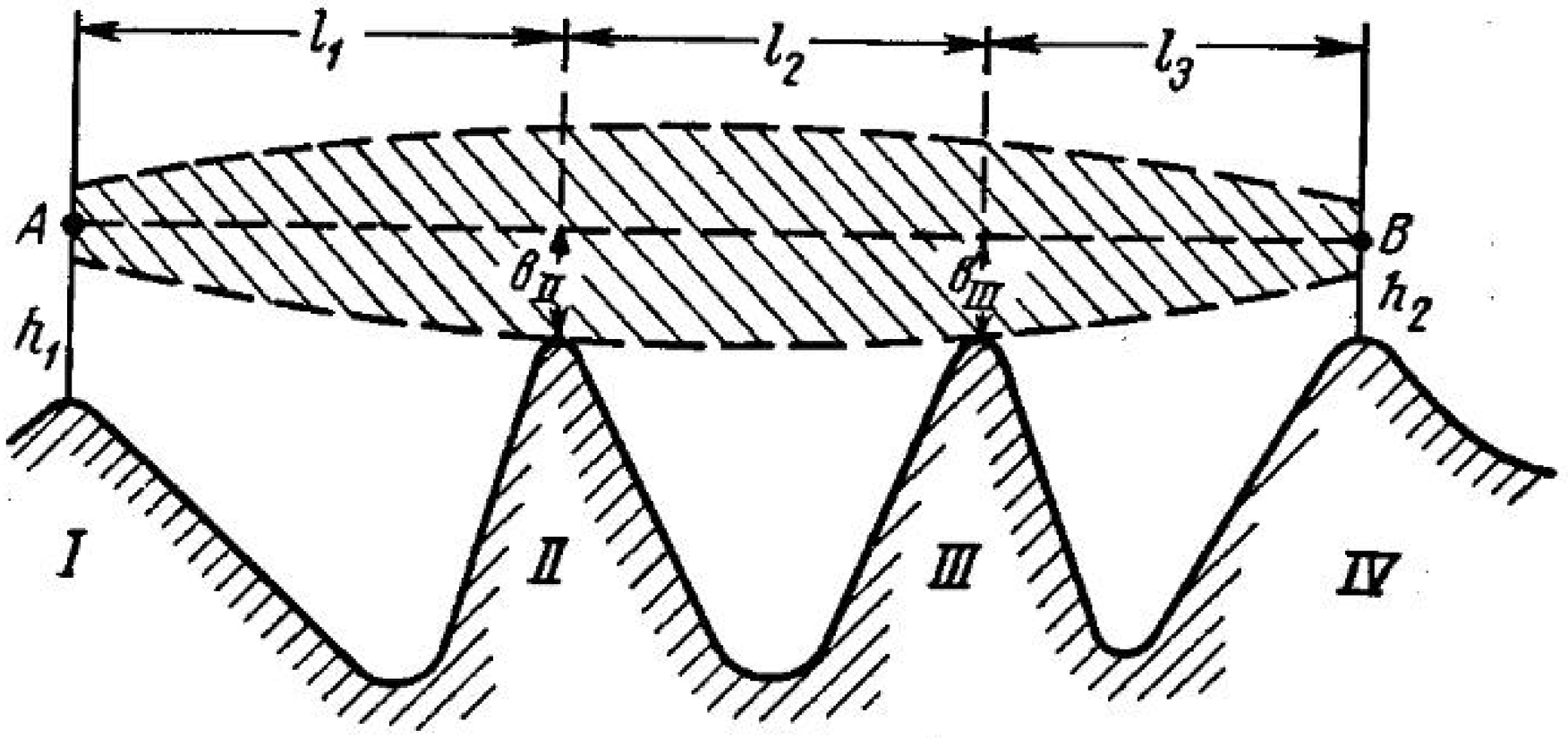


Рис. 2.61. Определение необходимых высот антенн при распространении укв в холмистой местности в пределах прямой видимости

распространяется энергия волны, ограниченная первой зоной Френеля. В рассматриваемом случае «опасными» точками на трассе являются вершины холмов *II* и *III*. Задача проектировщика заключается в таком выборе высот антенн *A* и *B*, при которых «просвет» между прямой *AB* и вершинами холмов *II* и *III* не окажется меньше радиуса первой зоны Френеля, рассчитанной в месте расположения соответствующих холмов.

Обозначая через l_1, l_2 и l_3 расстояния между вершинами холмов и применяя ф-лу (2.84), находим значения радиусов первой зоны Френеля над опасными точками *II* и *III*:

$$b_{II} = \sqrt{\frac{l_1 (l_2 + l_3)\lambda}{l_1 + l_2 + l_3}},\ м \text{ и } b_{III} = \sqrt{\frac{(l_1 + l_2) l_3 \lambda}{l_1 + l_2 + l_3}},\ м.$$

Высоты антенн h_1 и h_2 на холмах *I* и *IV* надо выбрать с таким расчетом, чтобы «просветы» над холмами *II* и *III* превышали значения b_{II} и b_{III} и чтобы, как говорят, была обеспечена на всем пути распространения радиоволн «чистота первой зоны Френеля».

На практике определение необходимых просветов осуществляется в несколько более сложных условиях, чем это показано на рис. 2.61, ибо рельеф местности обычно задается в виде отметок (высот) над уровнем моря; поэтому приходится учитывать сферичность Земли. Сделать это проще всего графическим методом, который описывается ниже.

Для того чтобы профиль местности получился удобным для построения, приходится искусственно растягивать масштаб высот. В

основу построения можно положить формулу для дальности горизонта (2.56а), которую напишем в виде:

$$y = x^2_{[км]}/12{,}8, \quad м. \tag{2.86}$$

Формула (2.86) в прямоугольной системе координат представляет собой уравнение параболы, расстояния отсчитываются по оси абсцисс, а высоты — по оси ординат. Выбирая удобный масштаб для расстояний (*км*) и для высот (*м*), профиль гладкой поверхности Земли можно рассчитать по формуле

$$y = \frac{r^2_{[км]}}{4 \cdot 12{,}8} - \frac{\left(\frac{r_{[км]}}{2} - x_{[км]}\right)^2}{12{,}8}, \; м,$$

где r — общая длина линии связи.

Построение профиля выполнено на рис. 2.62. Нужно помнить,

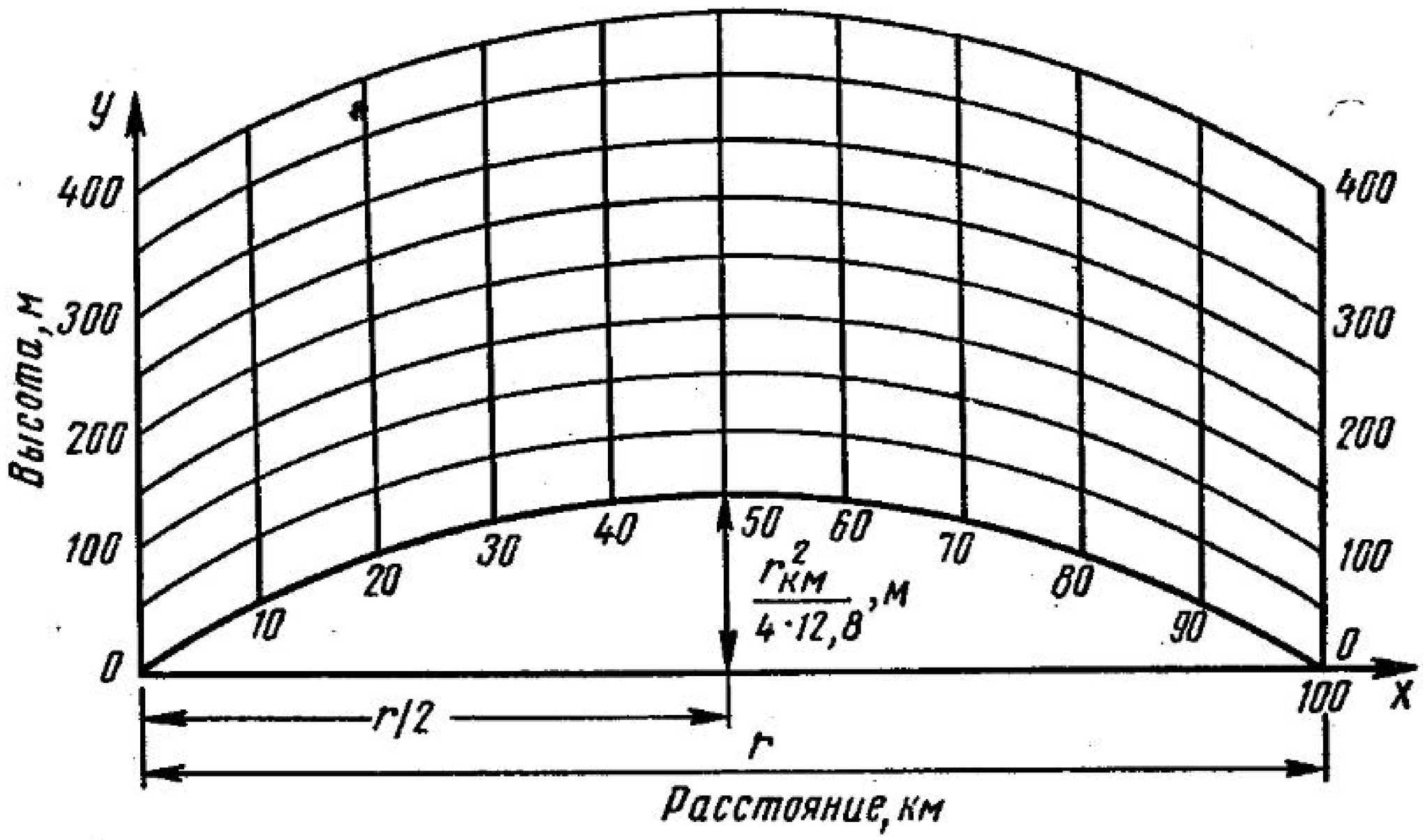


Рис. 2.62. Масштабная сетка для построения профиля земной поверхности

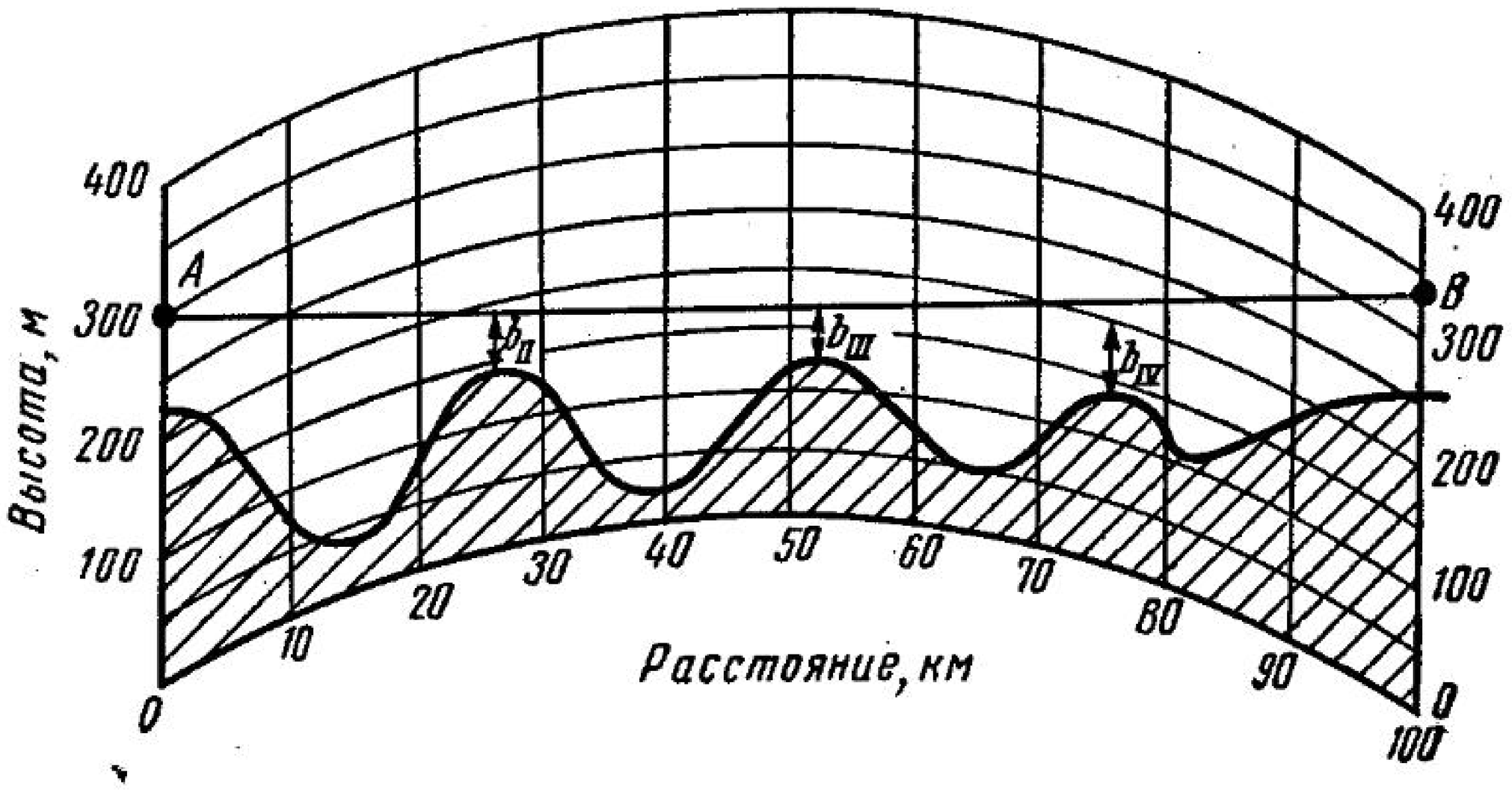


Рис. 2.63. Определение необходимых высот антенн по профилю земной поверхности, нанесенному на масштабную сетку

что расстояния здесь откладываются по горизонтальной оси, а высоты — не по нормалям к поверхности Земли, как обычно, а по вертикалям.

Линии одинаковых высот повторяют параболическую форму поверхности Земли. Расстояния между смежными кривыми одинаковы. На такую сетку можно нанести профиль местности, вычислить для каждой вершины по ф-ле (2.94) необходимый просвет, отложить эти просветы над «опасными вершинами» и провести прямую, соединяющую антенны A и B так, чтобы она целиком проходила над всеми необходимыми просветами. Такое построение показано на рис. 2.63.

2.12. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ПРЕДЕЛАХ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ НАД ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

В оптике для оценки степени шероховатости отражающей поверхности широко пользуются критерием Рэлея. Это понятие можно с успехом применить и при изучении вопросов распространения радиоволн. Задача формулируется так. Имеется шероховатая поверхность, на которую под углом скольжения γ падает радиоволна. Необходимо определить, при какой высоте неровностей нарушается зеркальный характер отражений и отраженная волна будет диффузно рассеиваться (рис. 2.64). Допустим для простоты, что все неровности имеют одинаковую высоту h, в противном случае можно говорить о средней высоте неровностей. На рис. 2.65 сплошной линией показана плоскость, являющаяся нижней границей, а пунктирной — плоскость, являющаяся верхней границей неровностей.

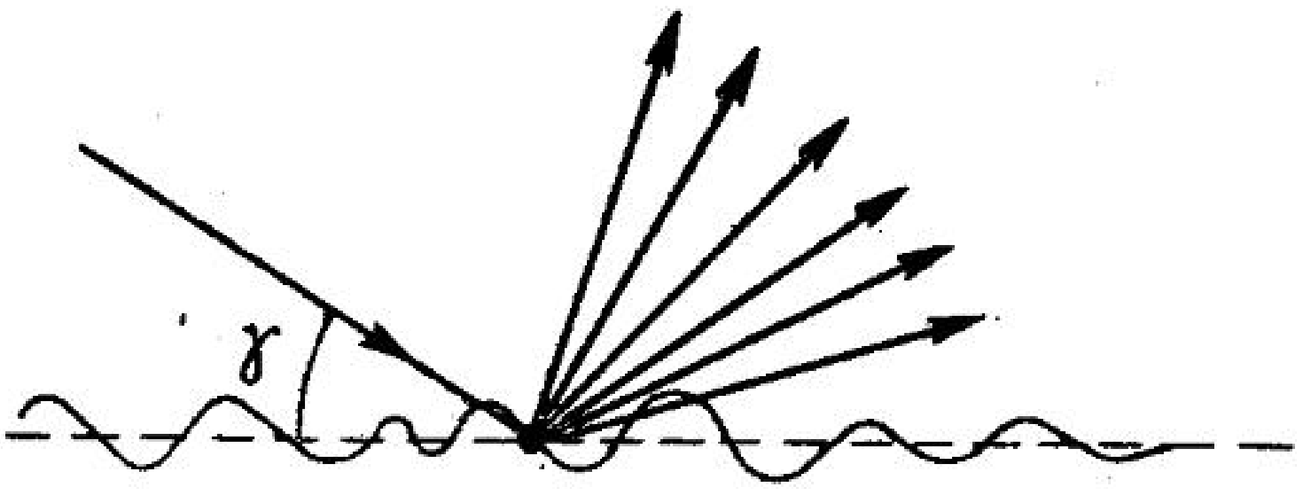


Рис. 2.64. Возникновение рассеянных отражений от шероховатой поверхности

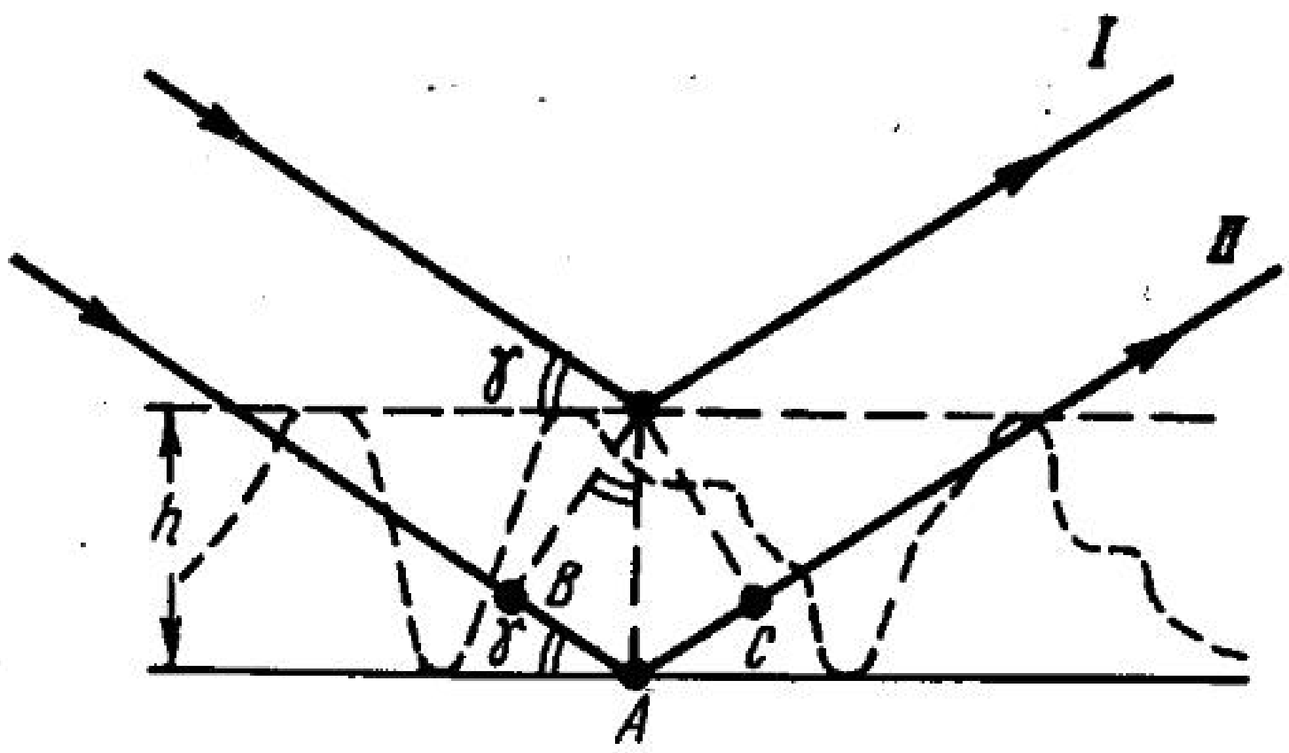


Рис. 2.65. К установлению критерия Рэлея

В создании отраженной волны в какой-то степени принимают участие и нижняя, и верхняя плоскости. Волны, отражающиеся от нижней плоскости, проходят дополнительный путь $BAC = 2h\sin\gamma$, что вызывает сдвиг фаз между лучами I и II: $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2h\sin\gamma =$

$= \frac{4\pi h}{\lambda} \sin\gamma$. Условимся (до некоторой степени произвольно) о том, что если сдвиг по фазе $\Delta\varphi$ превышает $\pi/2$, то отражения носят диффузный характер, а сама поверхность ведет себя как «шероховатая».

Из неравенства $\frac{4\pi h}{\lambda} \sin\gamma < \frac{\pi}{2}$ получаем критерий Рэлея:

$$h < \frac{\lambda}{8\sin\gamma}, \ м,$$

т. е. условие, при выполнении которого данную поверхность можно считать гладкой.

Приведенная формула показывает, что высота неровностей, при которой отражения приобретают диффузный характер, зависит не только от длины волны, но и от угла скольжения γ. Чем меньше угол скольжения, тем выше должны быть препятствия, при которых отражения приобретают диффузный характер.

Критерий Рэлея не учитывает влияния поляризации волны, что находится в противоречии с экспериментальными данными, которые говорят о том, что характер поляризации волн влияет в некоторой степени на условия возникновений диффузных отражений.

Поскольку при отражениях диффузного характера энергия отраженной волны в известной мере рассеивается, то напряженность поля в направлении отраженного луча уменьшается. Таким образом, неровности на отражающей поверхности вызывают уменьшение коэффициента отражения. Если при распространении укв в случае поднятых антенн поверхность Земли в области отражения является шероховатой, то при определении по интерференционным формулам множителя ослабления необходимо внести соответствующую поправку в значение коэффициента отражения (уменьшив его). Необходимо далее помнить, что отраженный луч формируется не в одной точке, а в пределах области, ограниченной первой зоной Френеля. Именно в пределах этой области и надлежит оценивать степень шероховатости отражающей поверхности.

В настоящее время еще не разработано надежных теоретических методов расчета коэффициентов отражения от неровной поверхности, поэтому приведем некоторые экспериментальные данные.

В диапазоне волн 3—10 *см* большинство видов поверхности Земли вызывает диффузные отражения, поэтому лепестки характеристики направленности антенн в вертикальной плоскости выражены нечетко. Зеркальные отражения возникают только на совершенно ровных площадках (аэродромах, пустынях, на гладкой водной поверхности и т. д.).

В море характер отражений сильно зависит от состояния его поверхности, приобретая диффузный характер при сильном волнении. При отражениях от моря диффузный характер отражений выражен также сильнее при горизонтальной поляризации радиоволн.

Влияние неровности поверхности моря на величину коэффициента отражения для волны $\lambda = 10$ *см* иллюстрируется рис. 2.66*а, б*. Точками на графиках отмечены измеренные значения коэффициентов отражения, а сплошными линиями — теоретические значения. Измеренные значения коэффициентов отражения располагаются ближе к теоретическим в случае вертикальной поляризации, что

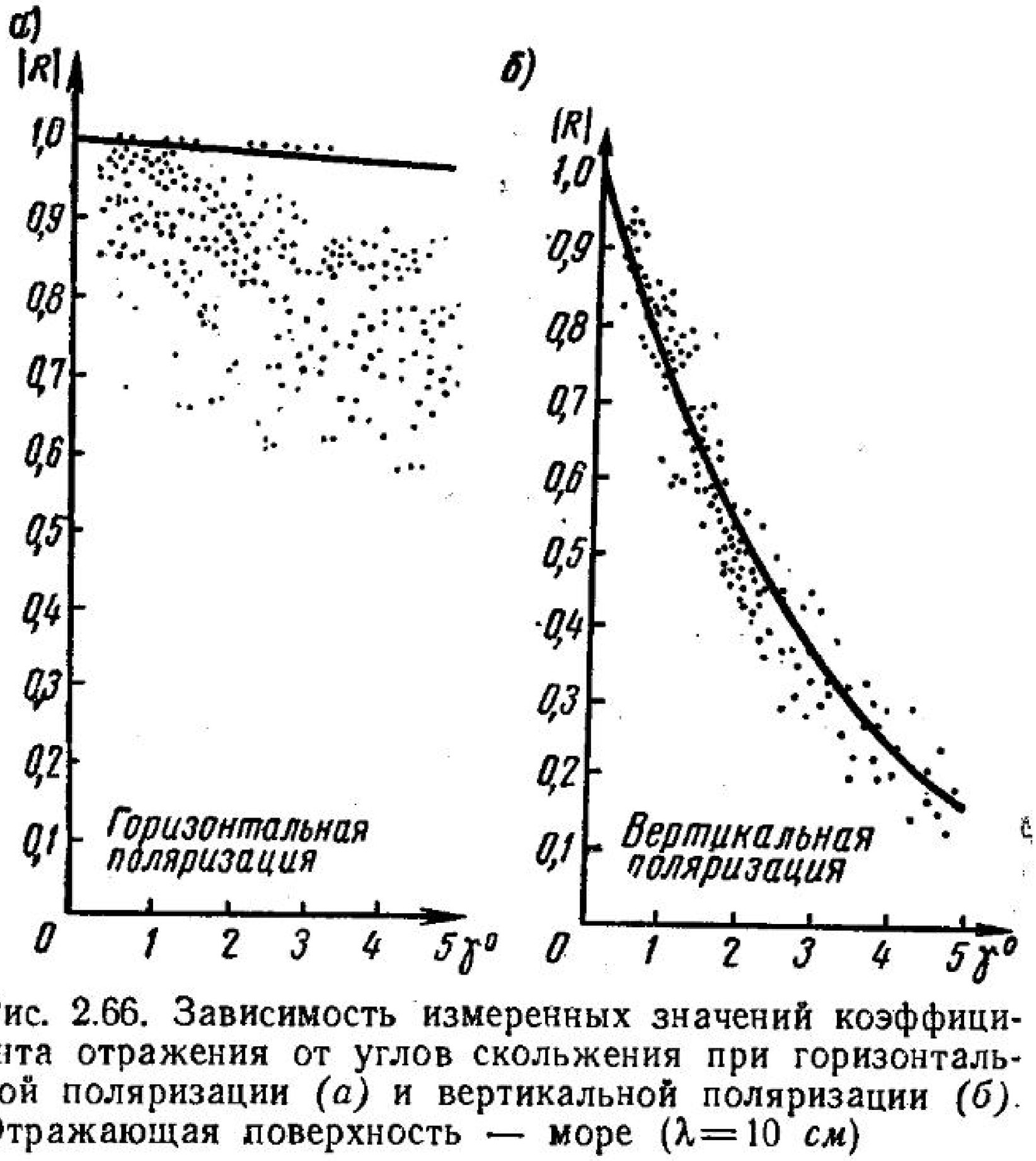


Рис. 2.66. Зависимость измеренных значений коэффициента отражения от углов скольжения при горизонтальной поляризации (*а*) и вертикальной поляризации (*б*). Отражающая поверхность — море ($\lambda = 10$ *см*)

подтверждает заключение о более сильном влиянии неровностей отражающей поверхности на абсолютное значение коэффициента отражения при горизонтальной поляризации.

Влияние неровностей почвы в месте отражения, создаваемых густым растительным покровом разной высоты (1000 растений на 1 $м^2$), иллюстрируется табл. 2.11. Таблица показывает большое влияние растительного покрова на абсолютное значение коэффициента отражения, который сильно уменьшается по мере увеличения высоты растительности. Влияние растительности больше сказывается на вертикально поляризованном излучении и возрастает по мере уменьшения угла скольжения.

Учитывая, что только в редких случаях район отражения радиоволн от поверхности Земли обладает свойствами зеркального отражателя, следует считаться с тем, что волны короче 1 *м* при углах скольжения больше двух-трех градусов, как правило, испытывают диффузные отражения от поверхности Земли.

Таблица 2.11

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ РАДИОВОЛН С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 9 *см* ОТ ВЛАЖНОЙ ПОЧВЫ, ПОКРЫТОЙ РАСТИТЕЛЬНОСТЬЮ

Вид участка	Высота травы *см*	Коэффициент отражения при вертикальной поляризации			при горизонтальной поляризации		
		$\gamma=22°$	$\gamma=36,5°$	$\gamma=46,5°$	$\gamma=22°$	$\gamma=36,5°$	$\gamma=46,5°$
Почва без растительности	0	0,30	0,50	0,58	0,86	0,78	0,74
Отдельные стебельки начинают выходить на поверхность	3—4	0,40	0,44	0,47	0,50	0,55	0,56
Группа стебельков в некоторых местах	9—12	0,18	0,23	0,33	0,65	0,58	0,49
Почти весь участок покрыт растительностью	20—25	0,06	0,10	0,17	0,32	0,39	0,41
Весь участок покрыт растительностью	35—40	0,04	0,05	0,11	0,19	0,26	0,28

Пример 2.18. Определить множитель ослабления для точки приема при отражении радиоволн от шероховатой поверхности Земли применительно к условиям примера 2.3 в предположении, что вследствие шероховатости коэффициент отражения снижается до значения 0,65.

Как следует из примера 2.3, множитель ослабления при гладкой поверхности имеет значение 0,314. При уменьшенном значении коэффициента отражения множитель ослабления следует вычислять по полной интерференционной ф-ле (2.12). Полагая, по-прежнему, что угол потери фазы при отражении $\theta=180°$, и подставляя в формулу значения $R=0,65$, $\theta=180°$, $h_1=25$ *м*, $h_2=10$ *м*, $\lambda=1$ *м* и $r=10$ *км*, находим

$$F=\sqrt{1-2\cdot 0,65\cos\left(\frac{720^\circ\ 25\cdot 10}{1\cdot 10^4}\right)+0,65^2}=0,43,$$

т. е. поле в месте приема несколько возрастает.

Особый интерес представляет частный случай «шероховатой поверхности» — большой город с его строениями, улицами, площадями, скверами, реками и другими водоемами. Здесь, прежде всего, рассмотрим вопрос о распространении над городом радиоволн, излучаемых антеннами телевизионных станций и укв ЧМ радиовещательных передатчиков, когда передающая и приемная антенны расположены в пределах прямой видимости. Случай отсутствия видимости рассматривается ниже.

Схема распространения укв в этих условиях показана на рис. 2.67. Так же, как и при распространении над ровной местностью, к приемной антенне подходят прямая и отраженная волны. Зная высоты передающей и приемной антенн, необходимо, прежде всего,

установить границы первой зоны Френеля. Эти границы в продольном направлении обозначены на рис. 2.67 буквами *MN*. Если эта область пришлась на застроенную часть города, то необходимо оценить среднюю высоту крыш *H* в этом районе. В таких условиях расчет поля можно вести по интерференционным формулам, понимая под высотой антенн высоты, отсчитываемые относительно это-

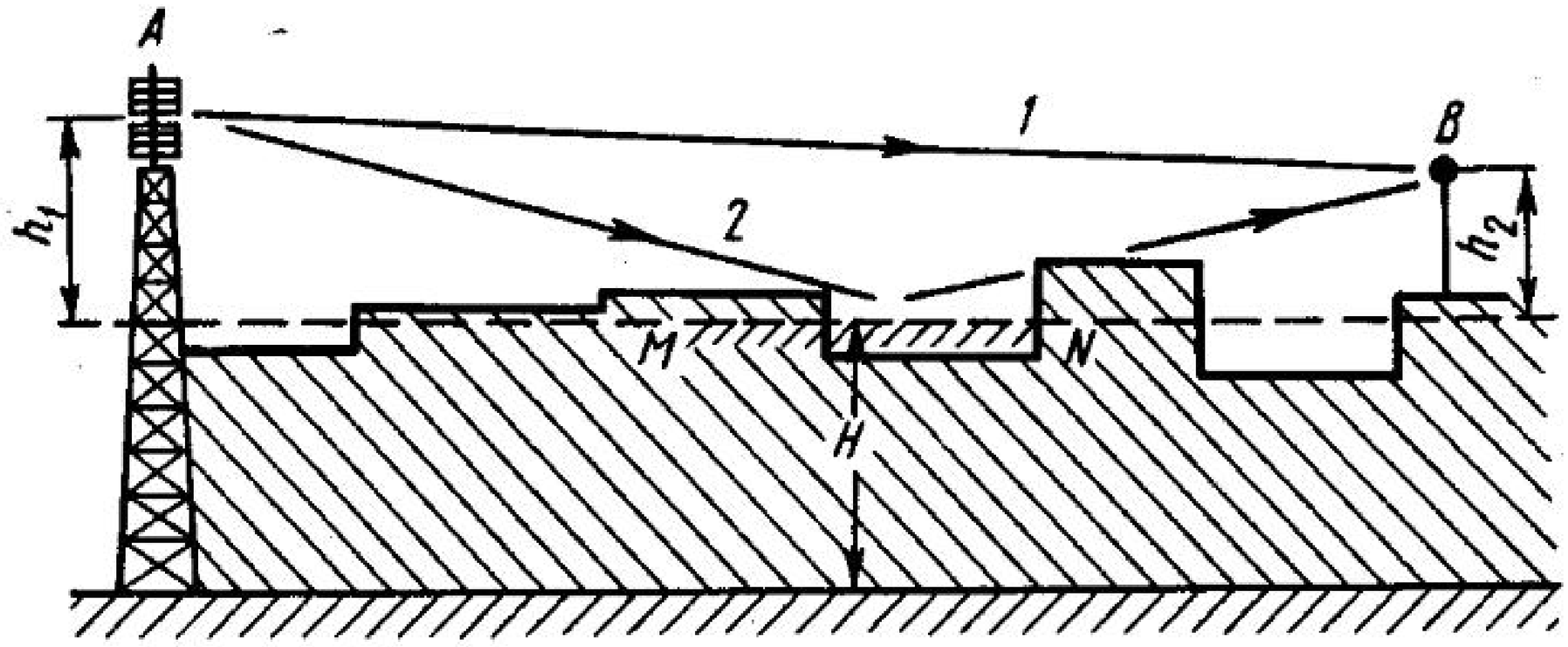


Рис. 2.67. Распространение укв в условиях города при наличии прямой видимости между передающей и приемной антеннами

го среднего уровня. В данном случае такое допущение оправдывается, ибо при скользящем падении металлические крыши являются хорошим отражателем.

2.13. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ НАЛИЧИИ НА ПУТИ ЭКРАНИРУЮЩИХ ПРЕПЯТСТВИЙ

Здесь речь идет о резко выраженных препятствиях (например, в виде клиновидного непрозрачного экрана) на пути распространения волн, к числу которых не относится сферическая гладкая поверхность Земли. Наличие на пути распространения непрозрачного клиновидного препятствия позволяет применить для определения поля в точке приема хорошо разработанные в физической оптике методы расчета дифракционного поля. Электрические параметры препятствия при этом вовсе не учитываются, ему лишь приписывается свойство «непрозрачности».

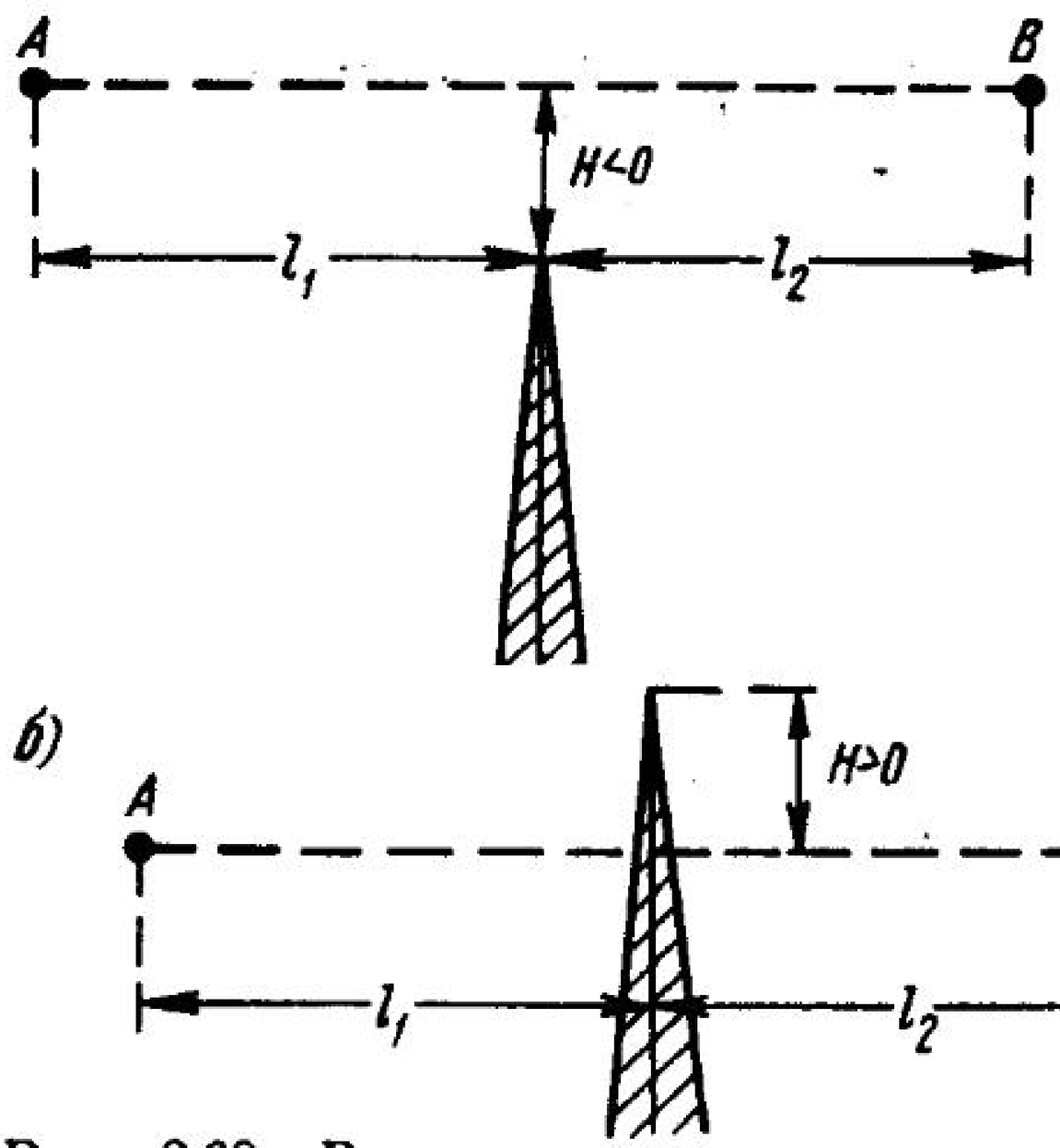


Рис. 2.68. Распространение радиоволн при наличии на пути клиновидного экрана

На рис. 2.68 показаны два возможных случая

распространения волн при наличии клиновидного препятствия. На рис. 2.68*а* экран не пересекает прямолинейного пути распространения и лишь в некоторой степени вклинивается в объем, эффективно участвующий в переносе энергии, а на рис. 2.68*б* экран пересекает путь AB. Условимся в первом случае величине H приписывать отрицательный знак, а во втором случае — положительный.

В теории оптической дифракции [31] показывается, что множитель ослабления по отношению к свободному пространству можно вычислить по формуле

$$F = \frac{1}{\sqrt{2}}[C(v) - i\,S(v)] = \sqrt{\frac{C^2(v) + S^2(v)}{2}}\,e^{i\gamma}, \qquad (2.87)$$

где $\operatorname{tg}\gamma = -S(v)/C(v)$, а $C(v)$ и $S(v)$ — интегралы Френеля, определяемые соответственно по формулам:

$$C(v) = \frac{1}{2} - \int_0^v \cos\frac{\pi x^2}{2}\,dx;$$

$$S(v) = \frac{1}{2} - \int_0^v \sin\frac{\pi x^2}{2}\,dx.$$

Здесь параметр v имеет значение $v = H\sqrt{2}/b$, где b — радиус первой зоны Френеля в месте расположения препятствия, H — высота экрана (положительная в условиях рис. 2.68*б* и отрицательная в условиях рис. 2.68*а*).

Зависимость $F(v)$ показана на рис. 2.69. Заметим, что для $v > 2$ множитель ослабления хорошо аппроксимируется формулой — $F(v)_{[дб]} = 12{,}953 + 20\ \lg v$. Аппроксимирующая линия показана на рис. 2.69 пунктиром.

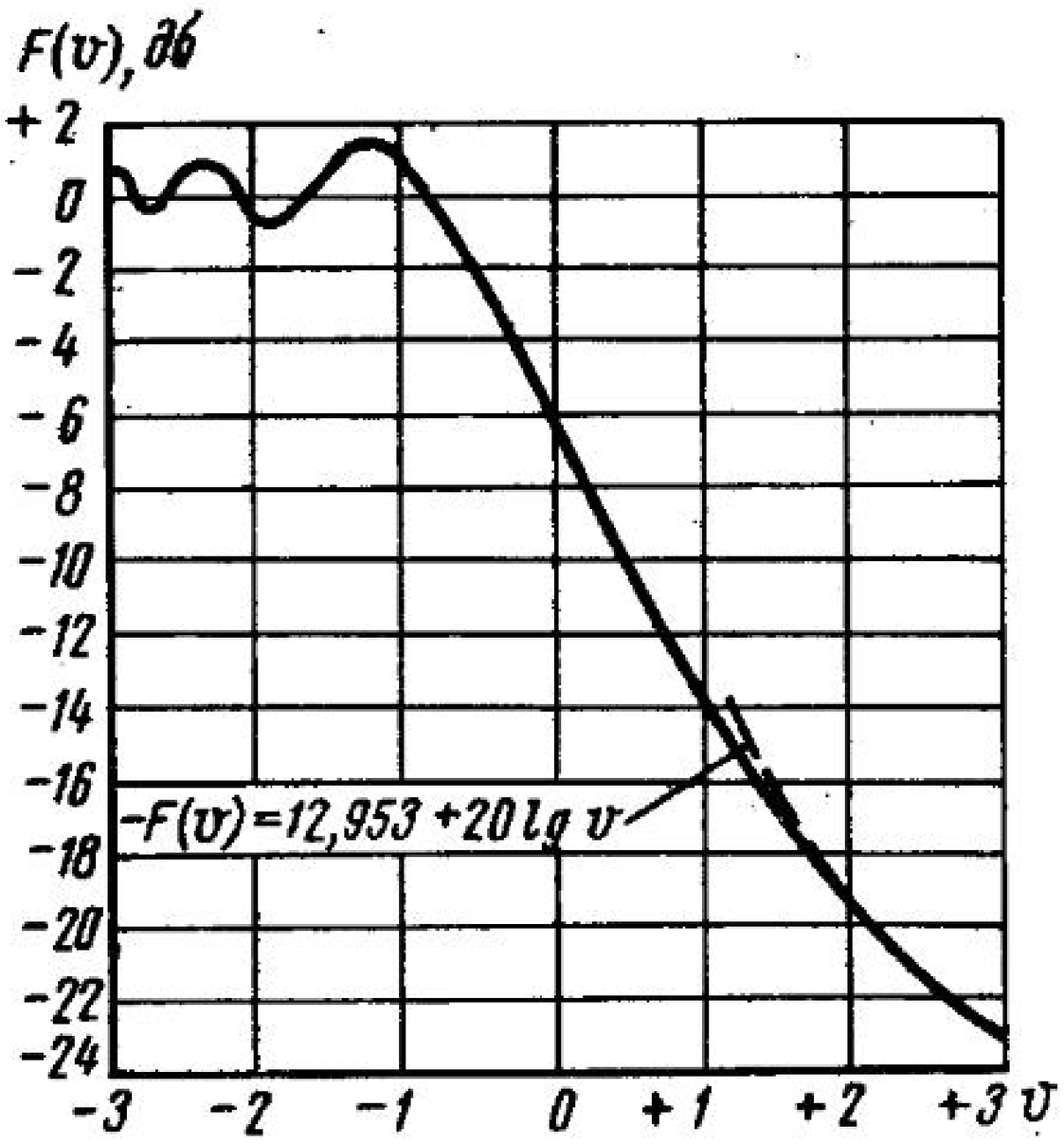


Рис. 2.69. Зависимость миожителя ослабления от параметра v

Как показали еще в 1933 г. Скиллинг, Берроуз и Феррел [32], при применении ф-лы (2.87) к диапазону укв необходимо учесть,

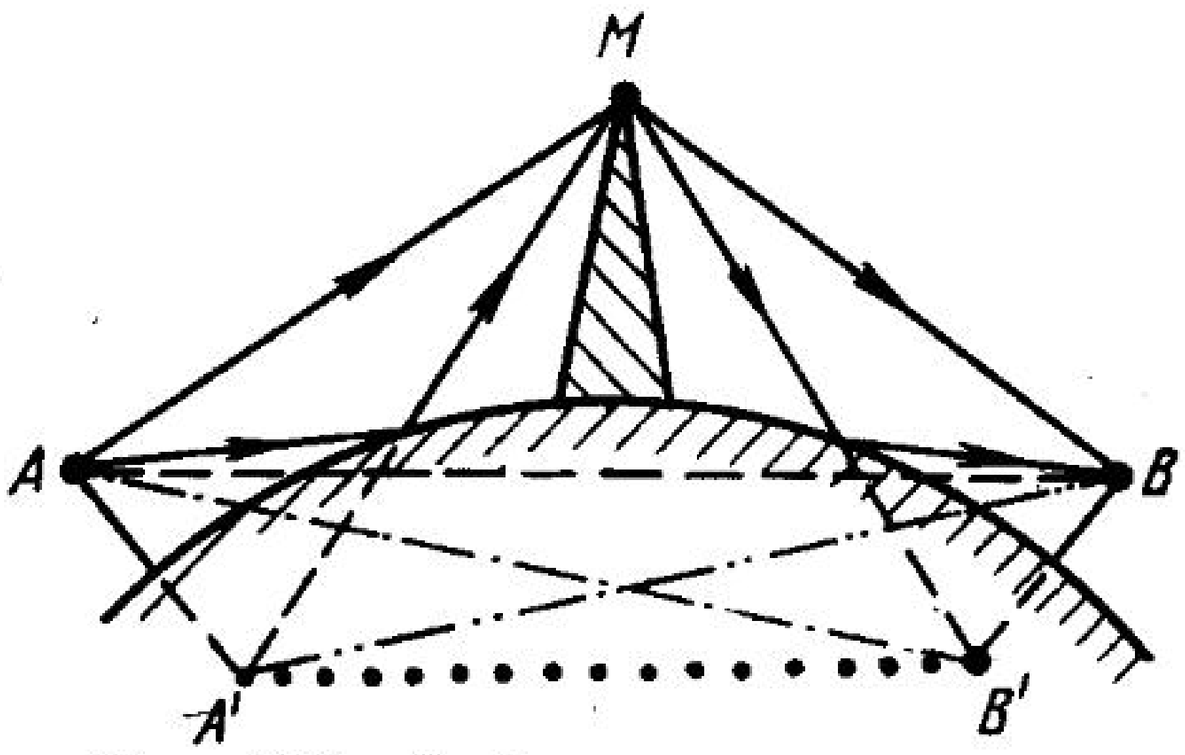


Рис. 2.70. Дифракция у непрозрачного препятствия при учете отражений от поверхности Земли

что дифракцию у края непрозрачного экрана испытывают не только волны, излучаемые передающей антенной, но также волны, отражаемые от поверхности Земли на участках передающая антенна — экран и экран — приемная антенна. Как показано на рис. 2.70, поле в точке B представляет собой результат интерференции четырех волн AMB, $A'MB$, AMB' и $A'MB'$, каждая из которых претерпела дифракцию у края непрозрачного экрана. Здесь применен принцип зеркального отображения. То же самое, конечно, относится и к приемной антенне. Суммирование полей у приемной антенны допустимо вследствие линейности всей системы.

В течение долгого времени считалось, что рассмотренная «четырехлучевая» теория дифракции у клиновидного препятствия представляет только академический интерес и не отображает наблюдаемых явлений. Однако в последние годы при распространении укв было обнаружено явление «усиления» поля при огибании радиоволнами горных хребтов, которое довольно удовлетворительно объясняет «четырехлучевая» трактовка вопроса.

Прежде всего, необходимо четко себе представить, о каком «усилении» идет речь. Обозначим через $E_{\text{дифр}}$ поле, создаваемое в точке B при отсутствии препятствия M, т. е. при дифракции радиоволн вокруг гладкой сферической поверхности Земли (предполагается, что точка B находится в области тени). Может показаться очевидным, что появление на пути распространения радиоволн дополнительного препятствия в виде высокой горы M должно повлечь за собой добавочное ослабление поля. Факты показывают, что наличие горных хребтов при некоторых условиях приводит к возникновению в точке B поля $E_{\text{преп}}$, превышающего ранее вычисленное значение $E_{\text{дифр}}$. Речь идет об усилении по сравнению с полем при дифракции радиоволн вокруг гладкой поверхности Земли. Этому явлению можно дать простое физическое объяснение. Обычно высота препятствия M много больше высот антенн h_1 и h_2. Поэтому вычисленные по ф-ле (2.87) множители ослабления F для четырех волн являются величинами одного порядка. Кроме того, в диапазоне укв коэффициенты отражения от почвы близки к единице. Следовательно, может случиться, что при благоприятных фазовых соотношениях поле в месте расположения приемной антенны будет в четыре раза превышать поле, вычисленное по ф-ле (2.87) для одного луча.

Однако не только это обстоятельство приводит к явлению «усиления за счет препятствия». Самое главное заключается в том, что все четыре луча весь путь от A до M и от M до B проходят в воздухе, вдали от поверхности Земли, и поглощения вследствие близости к земле не испытывают. Как отмечалось, коэффициент стражения от земли почти не отличается от единицы. Стало быть, единственным видом потерь являются дифракционные потери при огибании препятствия [ф-ла (2.87)]. Наоборот, в отсутствии препятствия при дифракционном огибании гладкой полупроводящей поверхности Земли волна распространяется в непосредственной

близости от почвы и испытывает сильное поглощение на всем пути.

Введем следующую систему обозначений:

а) путь распространения AMB обозначим индексом $n=1$; $A'MB$ — $n=2$; AMB' — $n=3$; $A'MB'$ — $n=4$;

б) обозначим определяемое по ф-ле (2.87) значение множителя ослабления для каждого из четырех интерферирующих лучей через $D_n e^{i\gamma_n}$. При этом высота H должна определяться по отношению к соответствующей базовой прямой, а именно по отношению к AB для первого луча и по отношению к $A'B'$ — для четвертого луча;

в) обозначим комплексный коэффициент отражения на участке AM через $R_1 e^{-i\theta_1}$, а на участке MB — через $R_2 e^{-i\theta_2}$;

г) обозначим сдвиг по фазе за счет разности хода лучей между отраженным и прямым лучами на участке AM — через $\psi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(A'M - AM)$, а на участке MB — через $\psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(MB' - MB)$.

После всего изложенного можно написать следующее выражение для множителя ослабления:

$$F = \left| D_1 e^{i\gamma_1} + D_2 R_1 e^{i(\gamma_2 - \psi_1 - \theta_1)} + D_3 R_2 e^{i(\gamma_3 - \psi_2 - \theta_2)} + D_4 R_1 R_2 e^{i(\gamma_4 - \psi_1 - \psi_2 - \theta_1 - \theta_2)} \right| \quad (2.88)$$

Если высота препятствия H много больше высот антенн h_1 и h_2, то ф-лу (2.88) можно существенно упростить. В этом случае можно положить $D_n e^{i\gamma_n} = De^{i\gamma}$ и фазовый множитель $e^{i\gamma}$ во внимание не принимать. Тогда

$$F = D \left| 1 + R_1 e^{-i(\psi_1 + \theta_1)} \right| \left| 1 + R_2 e^{-i(\psi_2 + \theta_2)} \right|.$$

Если, кроме того, $R_1 = R_2 = 1$, а $\theta_1 = \theta_2 = \pi$, то формула принимает более простой вид:

$$F = D \left| 1 - e^{-i\psi_1} \right| \left| 1 - e^{-i\psi_2} \right|.$$

Нетрудно видеть, что если $\cos\psi_1 = -1$ и $\cos\psi_2 = -1$, то множитель ослабления принимает значение $F = 4D$, о чем говорилось выше.

На рис. 2.71, взятом из работы [33], приведена рассчитанная по ф-ле (2.88) зависимость функции ослабления от высоты препятствия для трассы протяженностью 80 *км* (сплошные линии) и 240 *км* (пунктирные линии) при высотах антенн $h_1 h_2 = 30$ *м* для частоты 100 *Мгц*. На трассе протяженностью 80 *км* максимальное «усиление» составило 23 *дб*, которое получилось при высоте экрана в 500 *м*. На трассе в 240 *км* при высоте препятствия в 1600 *м* «усиление» достигало 80 *дб*.

В статье [33] приведены также результаты измерений «усиления за счет препятствия» на трассе протяженностью 260 *км* в районе Аляски. Расположенный примерно посередине трассы горный

хребет достигал высоты 2500 *м*. Высоты антенн составляли $h_1 = h_2 = 15$ *м*. Профиль трассы показан на рис. 2.72. Наблюдения велись на частоте 38 *Мгц*. Измеренное значение «усиления за счет препятствия» (75 *дб*) было всего на 10 *дб* меньше рассчитанного.

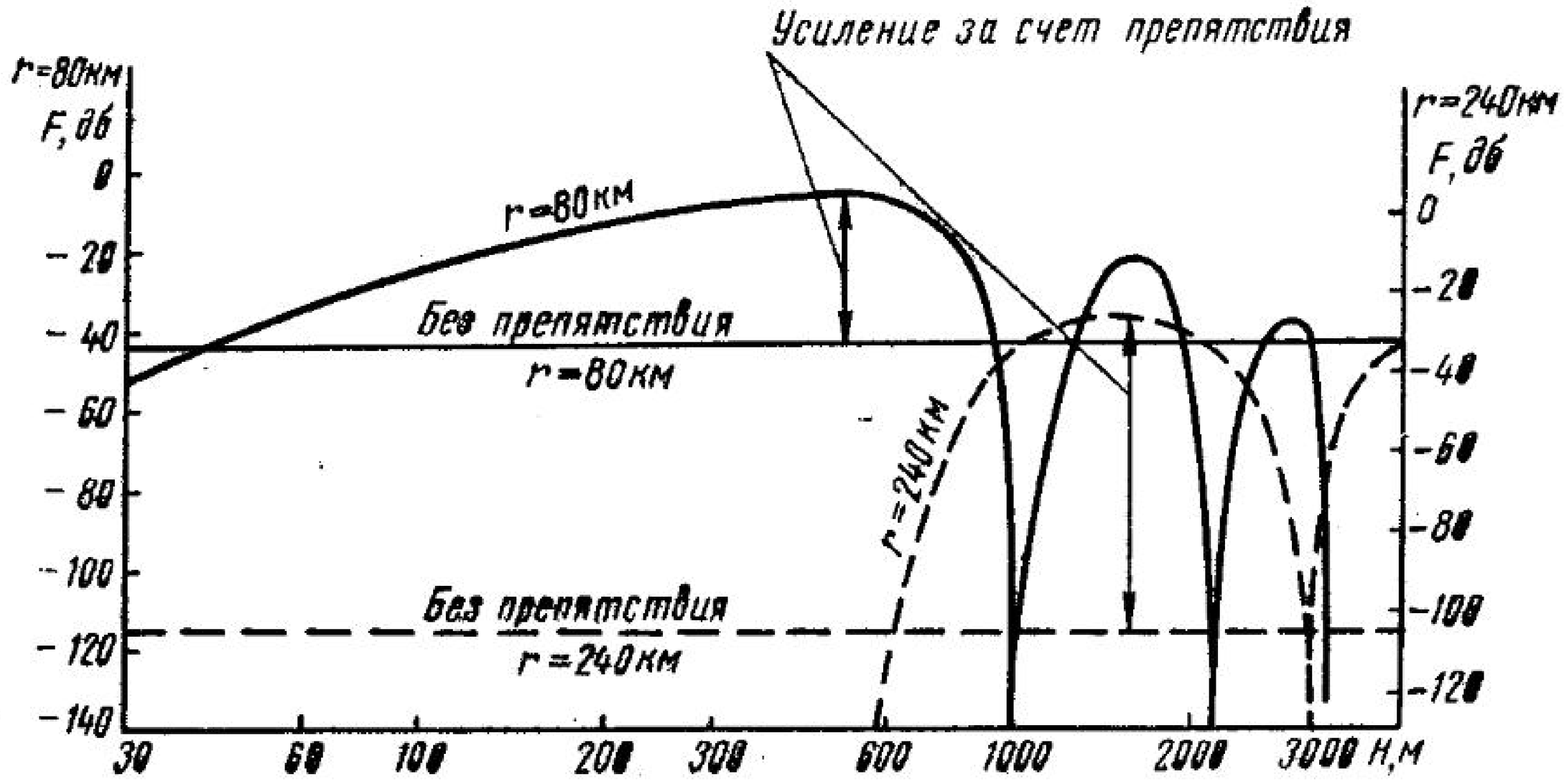


Рис. 2.71. Зависимость миожителя ослабления от высоты препятствия H

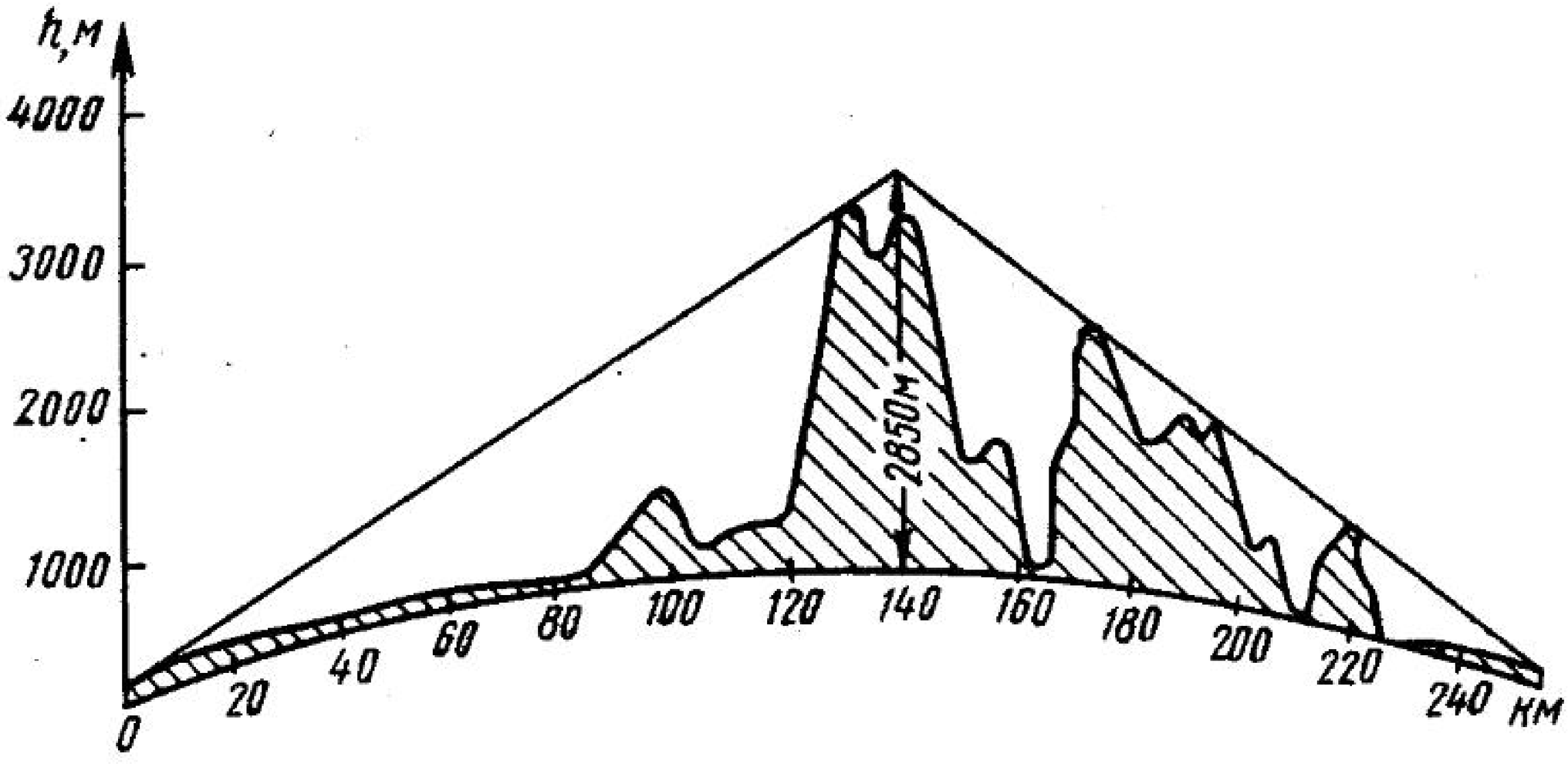


Рис. 2.72. Профиль трассы, на которой наблюдалось явление «усиления за счет препятствия»

Экранирующее препятствие на пути распространения радиоволн может создаваться отдельными строениями при приеме телевизионных и УКВ ЧМ вещательных передач в условиях города. Соответствующий случай схематически представлен на рис. 2.73. Роль экранирующего препятствия играет здание *С*. Прием в точке *В* возможен, во-первых, за счет частичного проникновения

ультракоротких радиоволн сквозь стены здания *C*, и, во-вторых, за счет дифракционного огибания препятствия (рис. 2.73*а*). Во многих случаях прием сигналов в точке *B* обусловлен волной, отраженной от здания *D* (рис. 2.73*б*).

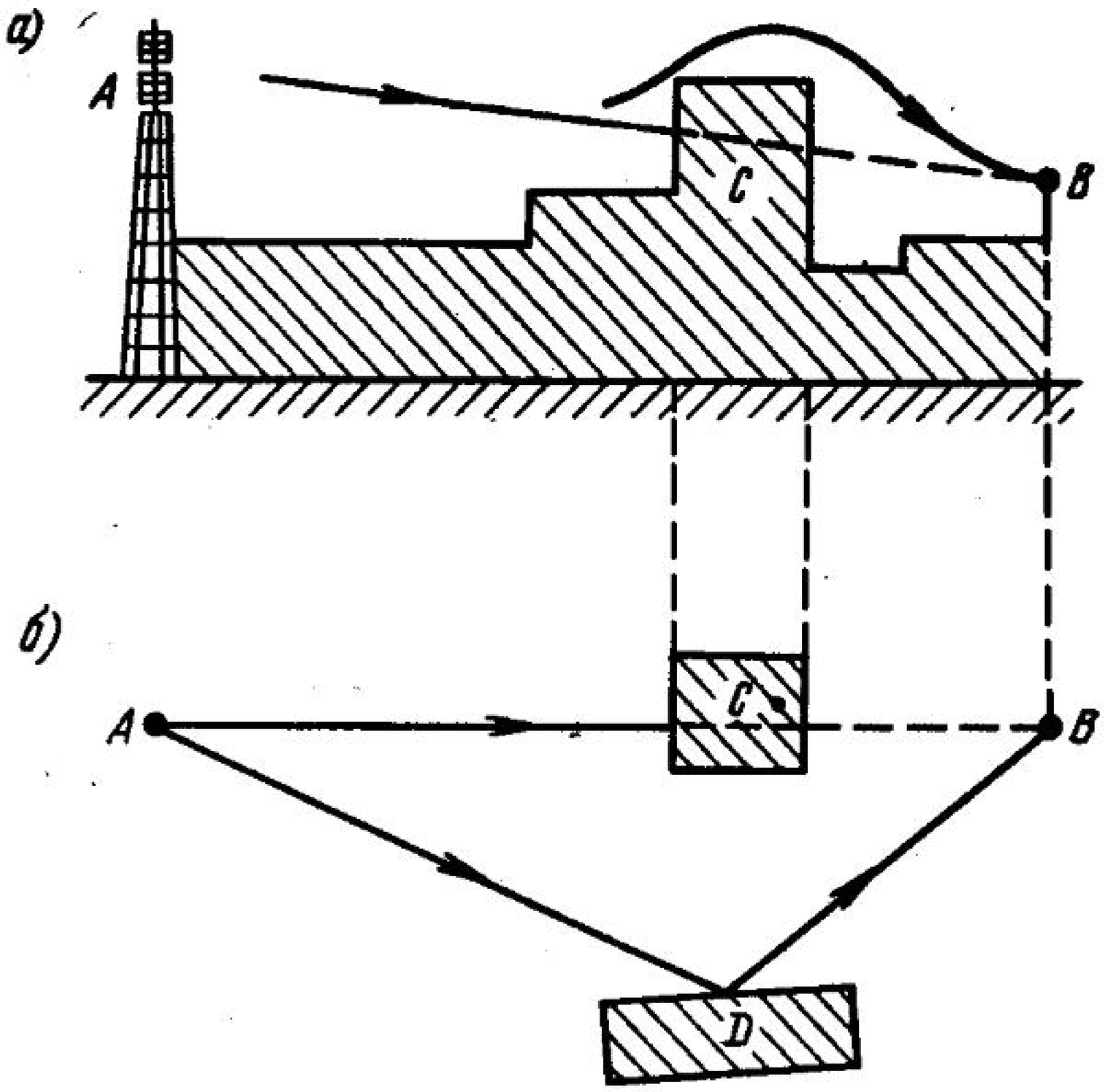


Рис. 2.73. Распространение укв в условиях города при наличии экранирующего препятствия

Ввиду чрезвычайно сложных условий распространения укв в крупных городах в настоящее время еще не создано надежных аналитических методов расчета.

Глава третья

ВЛИЯНИЕ ТРОПОСФЕРЫ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗЕМНЫХ ВОЛН. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРОПОСФЕРНЫХ ВОЛН

ОБЩИЕ СВОЙСТВА ТРОПОСФЕРЫ

3.1. СТРОЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРОПОСФЕРЫ

Тропосферой называют нижнюю часть атмосферы, расположенную непосредственно над поверхностью Земли и простирающуюся до высоты 8—10 *км* — в полярных широтах, до 10—12 *км* — в умеренных и до 16—18 *км* — в тропиках. По всей своей высоте тропосфера имеет постоянный относительный состав входящих в нее газов, такой же, как у поверхности Земли [1]). Исключение составляет содержание водяных паров, которое сильно зависит от метеорологических условий и резко уменьшается с высотой.

Важнейшим свойством тропосферы является убывание температуры с высотой. Средний вертикальный градиент температуры тропосферы составляет 6 *град/км* (в нижней половине тропосферы около 5 *град/км*, в верхней — 7 *град/км*). Среднегодовая температура воздуха на верхней границе тропосферы в полярных областях составляет —55° и в районе тропиков — 80°. Верхняя граница тропосферы определяется по прекращению падения температуры с высотой. Причиной постепенного убывания температуры воздуха с высотой является то, что тропосфера почти прозрачна для солнечных лучей и, пропуская эти лучи, практически не нагревается. Основной поток солнечной энергии поглощается поверхностью Земли — ее подстилающим слоем [2]). Нагретая поверхность Земли, в свою очередь, является источником тепловой радиации, которая прогревает тропосферу снизу вверх. Важную роль в нагревании тропосферы играет также конвекция. Непосредственно прилегающие в поверхности Земли массы воздуха приобретают более высокую температуру и поднимаются вверх; их место занимает холодный воздух, который также, в свою очередь, нагревается и т. д. Таким образом, тропосфера прогревается снизу вверх, причем возникающие в ней из-за неравномерного нагревания отдельных участков поверхности Земли восходящие и нисходящие

---

[1]) Таблица, показывающая состав сухого воздуха на уровне моря, приведена в главе четвертой (табл. 4.1).

[2]) Так принято называть в метеорологии поверхность Земли, рассматриваемую с точки зрения взаимодействия ее с атмосферой.

токи воздуха создают турбулентность атмосферы и перемешивание воздушных масс по вертикали. Этим и определяется температурный режим тропосферы.

Несмотря на малую высоту тропосферы, в ней сосредоточено более 4/5 всей массы воздуха. Среднее давление атмосферы у поверхности Земли составляет 1014 *мбар*[1]), на высоте 5 *км* оно уменьшается почти в два раза, достигая 538 *мбар*, а на высоте 11 *км* падает до 225 *мбар*. На высоте 17 *км* (верхняя граница тропосферы в тропиках) давление атмосферы составляет всего 90 *мбар*.

Содержащиеся в тропосфере водяные пары создаются благодаря испарению влаги (также под действием солнечной радиации) с поверхности океанов, морей и водоемов. Тропосфера над океаном поэтому является более влажной, чем над пустынями. При всем этом содержание водяного пара быстро уменьшается с высотой. Так, например, на высоте 1,5 *км* количество водяного пара в воздухе почти в два раза, а у верхней границы тропосферы — в сотни раз меньше, чем у поверхности Земли.

Основными параметрами, характеризующими свойства тропосферы, являются: давление p *(мбар)*, абсолютная температура T (измеряемая в градусах Кельвина, $T = t°C + 273°$) и абсолютная влажность e (также *мбар)*. Иногда влажность воздуха характеризуют так называемой удельной влажностью φ (выражаемой в граммах воды на килограмм воздуха) или относительной влажностью S, выраженной в процентах. Абсолютная влажность e связана с величинами φ и S соотношениями:

$$e = \frac{\varphi_{[г/кг]}\ p_{[мбар]}}{623 - 0{,}377\varphi_{[г/кг]}},\ мбар$$

$$\text{и } e = \frac{E_{S[мбар]}\ S}{100},\ мбар,$$

где E_S — определяемое по таблицам давление водяных паров, насыщающих пространство при заданной температуре.

В 1925 г. Международной комиссией по аэронавигации было введено понятие о так называемой «международной стандартной атмосфере» (МСА) или, как ее теперь часто называют, «нормальной тропосфере». Это гипотетическая тропосфера, свойства которой отображают среднее состояние окружающей земной шар реальной тропосферы. Нормальной тропосфере теперь приписываются следующие свойства: у поверхности Земли — давление $p = 1013$ *мбар*, температура $t = 15°C$, относительная влажность $S = 60\%$. С увеличением высоты на каждые 100 *м* давление уменьшается на 12 *мбар*, а температура — на 0,55°. Относительная вла-

---

[1]) *Миллибар (мбар)* — одна тысячная бара. *Бар* соответствует давлению в 10^5 *н/м²* или 1,019 *кг/см²*, т. е. близок к давлению в 1 техническую атмосферу. *Миллибар* связан с давлением, выраженным в высоте ртутного столба соотношением: 1 *мм* Hg = 1,332 *мбар*.

жность сохраняет свое значение на всех высотах. Высота нормальной тропосферы простирается до 11 *км*. Понятием о нормальной тропосфере очень удобно пользоваться и при исследовании вопросов распространения радиоволн.

3.2. КОЭФФИЦИЕНТ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТРОПОСФЕРЫ

Тропосферу, с точки зрения ее коэффициента преломления, можно рассматривать как смесь двух газов — сухого воздуха и водяных паров. Для каждого из этих газов в отдельности значения коэффициентов преломления хорошо известны. Зная содержание водяных паров в атмосфере и учитывая, что коэффициент преломления смеси газов подчиняется аддитивному закону, по парциальным давлениям сухого воздуха p_c и водяных паров e определяют значения коэффициента преломления для смеси.

Учитывая, что коэффициент преломления тропосферы у поверхности Земли n всего на три десятитысячных доли превышает единицу, считают более удобным вместо коэффициента преломления пользоваться так называемым индексом преломления N, связанным с n соотношением $N \equiv (n-1)\,10^6$.

Таким образом, индекс преломления показывает, на сколько миллионных долей коэффициент преломления больше единицы; N обычно представляет собой трехзначное число. Если, например, для нормальной тропосферы у поверхности Земли $n=1{,}000325$, то индекс N выражается числом $N=325$. Миллионные доли коэффициента преломления свободного пространства (т. е. единицы) часто называют N-единицами.

Из физики известно, что коэффициент преломления любого газа выражается формулой

$$n = 1 + N \cdot 10^{-6} = 1 + \rho\,(A + B/T), \qquad (3.1)$$

где ρ — плотность газа, *кг/м*^{3}; A — константа (*м*^{3}/*кг*), зависящая от поляризацни молекул во внешнем поле[1]), B — константа (*м*$^3\cdot$*град*/*кг*), определяемая постоянным дипольным моментом молекул.

Учитывая, с одной стороны, что на основании закона Клапейрона плотность газа пропорциональна парциальному давлению и обратно пропорциональна абсолютной температуре, а с другой стороны, что атмосферу Земли можно считать смесью двух газов — сухого воздуха и водяных паров, к которой применим закон аддитивности, ф-лу (3.1) можно представить в виде

$$N = \frac{A_c p_c}{T} + \frac{e}{T}\left(A_в + \frac{B_в}{T}\right), \qquad (3.2)$$

---

[1]) Напомним, что под поляризацией молекулы понимают явление смещения ее электронной оболочки под действием внешнего электрического поля. При поляризации неполярной молекулы возникающий электрический момент определяется формулой $m = \alpha E$, *к*$\cdot$*м*, где α — поляризуемость молекулы, *ф*$\cdot$*м*^{2}; E — внешнее электрическое поле, *в*/*м*.

где индекс «с» относится к сухому воздуху, а «в» — к водяным парам. Через $p_с$ — обозначено парциальное давление сухого воздуха.

В выражении (3.2) учтено, что газы, входящие в состав сухого воздуха, не обладают постоянным дипольным моментом ($B_с = 0$). Наоборот, постоянный дипольный момент молекул водяных паров составляет $m = 6{,}13 \cdot 10^{-30}$ *к·м*.

Представляя коэффициент $A_в$ в виде $A_с - (A_с - A_в)$, ф-лу (3.2) нетрудно привести к виду

$$N = \frac{A_с}{T}(p_с + e) - \frac{A_с - A_в}{T} e + \frac{B_в}{T^2} e. \qquad (3.3)$$

Обозначая через p полное атмосферное давление $p = p_с + e$, последнюю ф-лу можно записать в виде

$$N = \frac{a_1 p}{T} - \frac{a_2 e}{T} + \frac{a_3}{T^2} e. \qquad (3.3а)$$

Произведенные измерения показали, что входящие в ф-лу (3.3а) коэффициенты имеют следующие численные значения:

$$a_1 = 77{,}6\,°\text{К}/мб, \quad a_2 = 12{,}96\,°\text{К}/мб, \quad a_3 = 3{,}72 \cdot 10^5\,°\text{К}^2/мб.$$

Подставляя эти значения в (3.3а), получаем

$$N = 77{,}6 \frac{p}{T} - 12{,}96 \frac{e}{T} + \frac{3{,}72 \cdot 10^5}{T^2} e. \qquad (3.4)$$

При наиболее часто встречающихся значениях абсолютной влажности второе слагаемое много меньше суммы первого и третьего, что позволяет ф-ле (3.4) придать вид:

$$N = \frac{77{,}6}{T}\left(p + \frac{4810e}{T}\right). \qquad (3.4а)$$

Формула (3.4а) справедлива для волн длиннее 0,1 *мм*. Для волн оптического диапазона начинают проявляться инерционные свойства полярных молекул воды, которые при столь высоких частотах не успевают менять своей ориентировки и поэтому перестают вносить вклад в значение индекса преломления. Полагая в ф-ле (3.3) $B_в = 0$, а следовательно, в выражении (3.3а) $a_3 = 0$, находим, что в оптическом диапазоне частот

$$N \approx \frac{77{,}6}{T}(p - 0{,}167e). \qquad (3.4б)$$

Различие между ф-лами (3.4а) и (3.4б) можно проиллюстрировать следующим примером. При $p = 1013$ *мбар* и $T = 288°$К в диапазоне радиочастот $N = 273 + 4{,}442\, e_{мбар}$, тогда как в диапазоне оптических частот $N = 273 - 4{,}52\, e_{мбар}$.

Термодинамическое рассмотрение процессов, происходящих в тропосфере, показывает, что в хорошо перемешанном воздухе при

адиабатическом изменении температуры воздуха с высотой [1]) градиент индекса преломления имеет в пределах тропосферы постоянное значение $\frac{dN}{dh} = -4{,}45 \cdot 10^{-2}$ $1/м$, что довольно хорошо соответствует градиенту индекса преломления для нормальной тропосферы $\frac{dN}{dh} = -4{,}3 \cdot 10^{-2}$, $1/м$. Часто при практических расчетах принимают $\frac{dN}{dh} \approx -4 \cdot 10^{-2}$, $1/м$.

В условиях нормальной тропосферы индекс преломления N у поверхности Земли равен 325. Как следует из ф-лы (3.4), вследствие монотонного убывания с высотой давления и влажности индекс N стремится к нулю. Идеализированная зависимость индекса преломления от высоты (эту зависимость называют иногда вертикальным профилем индекса преломления) показана на рис. 3.1. Из рассмотрения профиля следует, что если бы градиент индекса преломления сохранял постоянное значение по всей толще атмосферы, то на высоте 8 *км* индекс преломления обратился бы в нуль. В действительности же, начиная примерно с высоты 7 *км*, быстрота убывания N уменьшается, и на профиле появляется криволинейный участок.

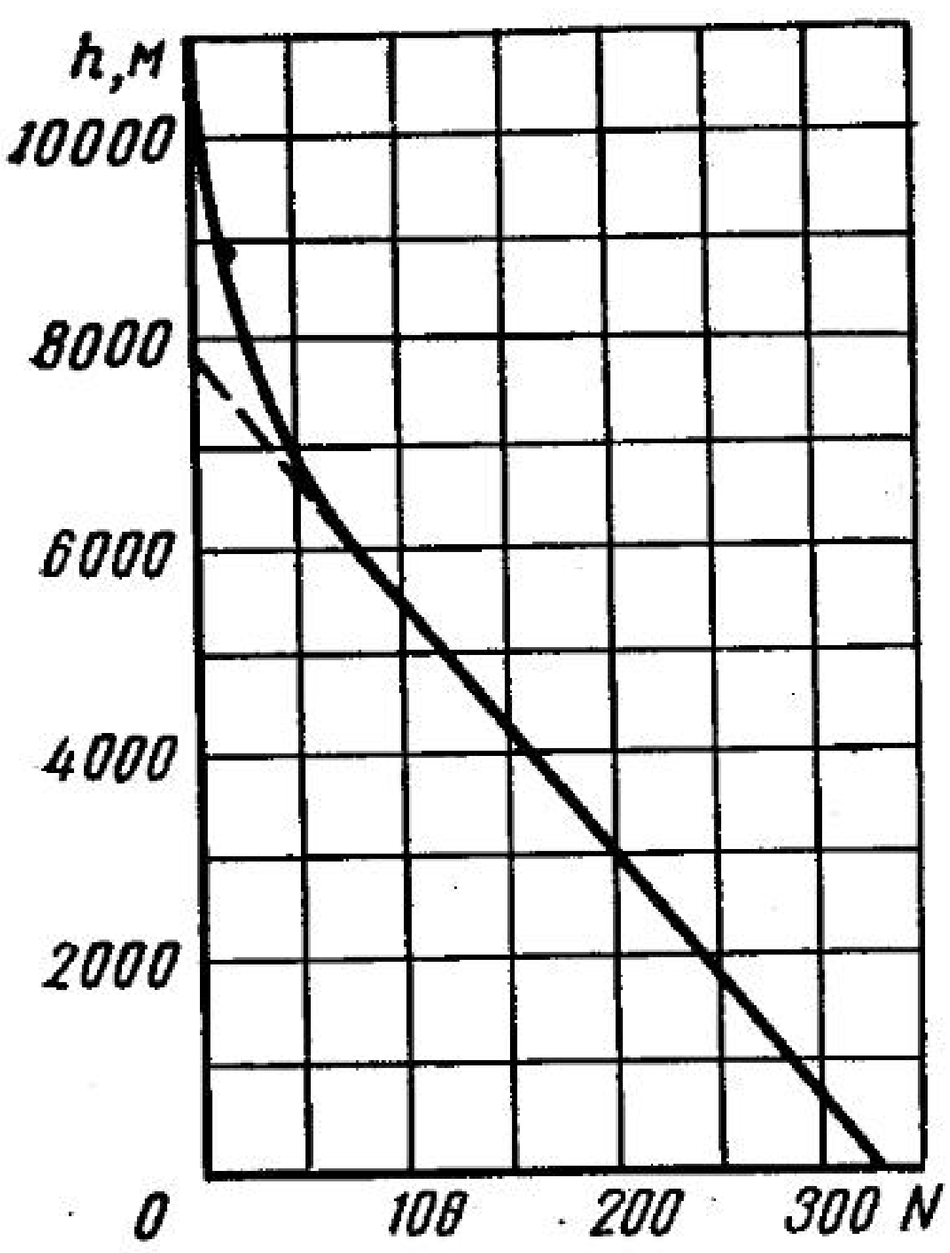


Рис. 3.1. Идеализированный вертикальный профиль индекса преломления

В реальных условиях могут наблюдаться существенные отклонения от идеализированной формы профиля, так как тропосфера находится под сильным воздействием метеорологических условий. На медленные изменения формы профиля (связанные с переменами погоды) накладываются более быстрые изменения (так называемые пульсации), связанные с локальными изменениями индекса преломления в тропосфере. В известных случаях, при так называемой температурной инверсии, которая рассматривается ниже, на отдельных участках индекс N может убывать с высотой гораздо быстрее (в других случаях — медленнее), чем в нормальной тропосфере. Кроме того, профиль характеризуется ясно выраженной микроструктурой, которая проявляется в наличии локальных неоднородностей в значениях N. Профиль как бы изрезан зубчиками, наложенными на основную линейную зависимость.

---

[1]) По такому закону уменьшается температура восходящего потока воздуха при отсутствии теплообмена с окружающей средой. Температура падает вследствие перехода воздушных масс в область пониженного давления и уменьшения внутренней энергии.

Общий вывод этого параграфа заключается в том, что тропосферу следует рассматривать как неоднородную диэлектрическую среду, коэффициент преломления которой, а следовательно, и скорость распространения волн меняются с высотой. Свойства этой среды непрерывно изменяются во времени, причем на сравнительно медленные вариации, обусловленные метеорологическими условиями, накладываются флуктуационные изменения, связанные с образованием, исчезновением и перемещением локальных неоднородностей в тропосфере. Словом, с точки зрения условий распространения тропосферу следует рассматривать как среду, параметры которой непрерывно изменяются во времени и подвержены флуктуациям.

ВЛИЯНИЕ ТРОПОСФЕРЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН

3.3. ЯВЛЕНИЕ ТРОПОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ

Влияние неоднородностей тропосферы на условия распространения земных волн теснейшим образом связано с явлением тропосферной рефракции, известным еще с глубокой древности (II в. до н. э.). Суть этого явления, как известно, заключается в том, что вследствие неоднородности тропосферы свет (а следовательно, и радиоволны) распространяется в тропосфере не по прямолинейным траекториям, как в однородной среде, а в некоторой степени искривленным.

Выведем выражение для радиуса кривизны траектории радиоволны, распространяющейся в тропосфере. Для простоты пренебрежем влиянием кривизны Земли и будем считать, что поверхности одинаковых значений коэффициента преломления n представляют собой плоскости, параллельные плоской поверхности Земли. Рассмотрим две из таких поверхностей (рис. 3.2), отстоящие друг от друга на расстояние dh. На нижней поверхности коэффициент преломления имеет значение n, а на верхней $n+dn$. Луч, падающий на нижнюю поверхность под углом φ и испытывающий преломление на участке dh, падает на верхнюю поверхность под углом $\varphi+d\varphi$. Поскольку элемент траектории в точке b повернут на угол $d\varphi$ относительно элемента траектории в точке a, то такое же значение имеет угол между нормалями к

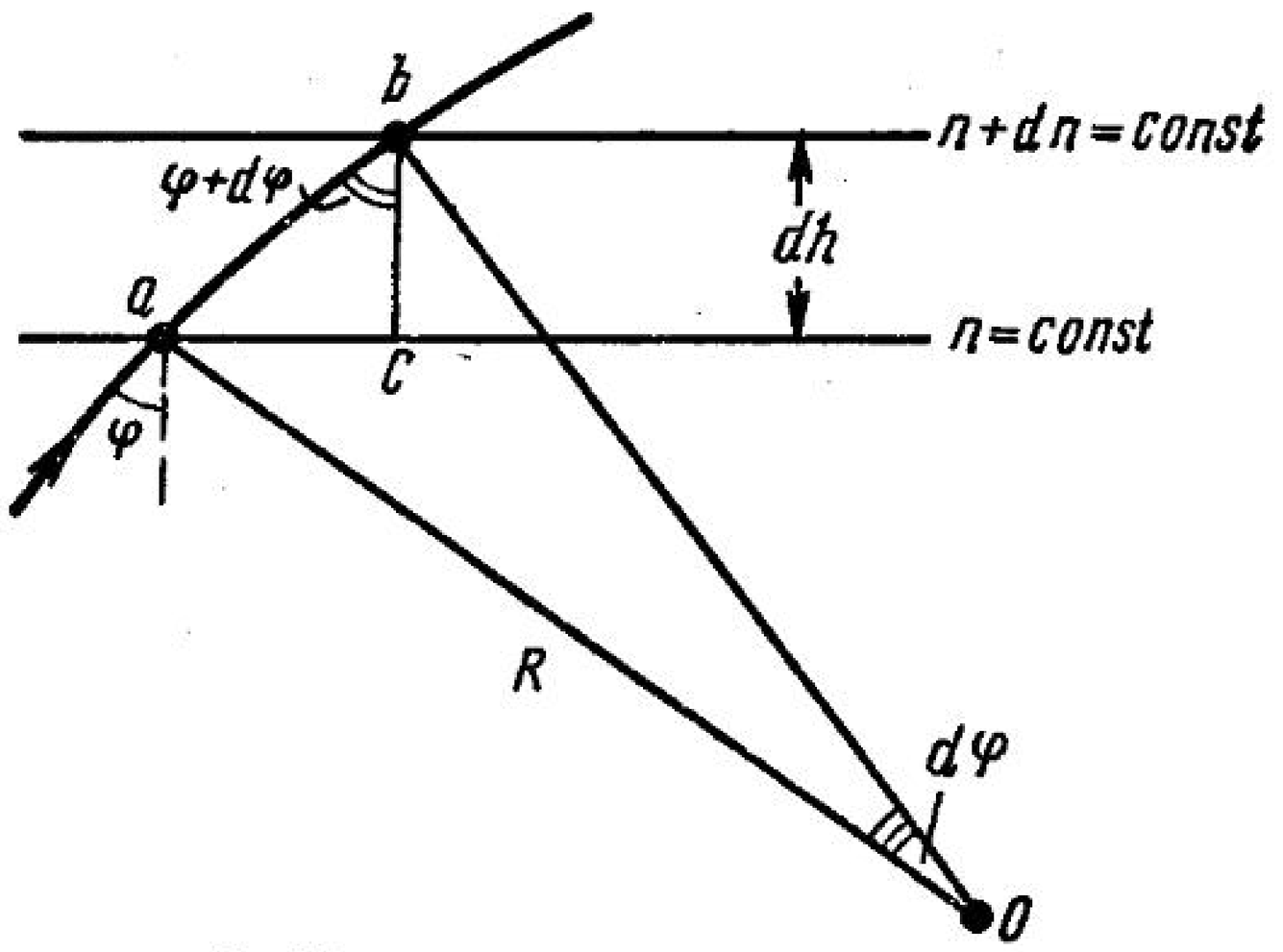


Рис. 3.2 К выводу выражения для радиуса кривизны траекторин радиоволны

этим элементам траектории, т. е. угол с вершиной в центре кривизны O.

Искомый радиус кривизны R определяется выражением $R = ab/d\varphi$, *м*. Из треугольника abc находим

$$ab = \frac{dh}{\cos(\varphi + d\varphi)} = \frac{dh}{\cos\varphi}, \ м,$$

откуда

$$R = \frac{dh}{\cos\varphi\, d\varphi}, \ м. \tag{3.5}$$

В средах с плавно меняющимся значением коэффициента преломления закон преломления (закон синусов) должен выполняться во всех точках траектории. Следовательно, он должен выполняться также в точках a и b. На основании этого можем написать: $n\sin\varphi = (n+dn)\sin(\varphi+d\varphi)$. Раскрывая правую часть и пренебрегая величинами второго порядка малости, находим $n\sin\varphi = n\sin\varphi + n\cos\varphi\, d\varphi + \sin\varphi\, dn$ или $\cos\varphi\, d\varphi = -\sin\varphi\, dn/n$. Подставляя это значение в ф-лу (3.5), получаем

$$R = \frac{n}{\sin\varphi\left(-\frac{dn}{dh}\right)}, \ м. \tag{3.6}$$

Без всякого ущерба для точности расчетов в полученной формуле можно положить $n \approx 1$. Учитывая, с другой стороны, что при распространении земных радиоволн основной иитерес представляют пологие лучи, для которых $\sin\varphi \approx 1$, получаем еще более простое выражение для радиуса кривизны траектории радиоволны:

$$R = 1/\left(-\frac{dn}{dh}\right) = 10^6/\left(-\frac{dN}{dh}\right), \ м. \tag{3.6а}$$

Это выражение показывает, что радиус кривизны луча в нижних слоях тропосферы определяется не абсолютным значением коэффициента преломления, а быстротой его изменения с высотой. Знак минус у производной означает, что радиус кривизны будет положительным, т. е. траектория будет обращена выпуклостью вверх, только в том случае, если коэффициент преломления уменьшается с высотой.

При распространении в нормальной тропосфере, которая характеризуется постоянством градиента $\frac{dN}{dh}$ во всей толще тропосферы, траектории пологих радиоволн получают форму дуг окружности радиуса $R = 10^6 \cdot /4 \cdot 10^{-2} = 2{,}5 \cdot 10^7$ *м* $= 25\,000$ *км*.

Следует отметить, что ультракороткие радиоволны испытывают в нормальной тропосфере несколько бóльшее преломление, чем световые лучи или радиоволны оптического диапазона. Объясняется это тем, что обладающие постоянным дипольным моментом молекулы воды вследствие своей конечной массы не успевают под

действием электромагнитного поля весьма высоких частот, свойственных видимому свету ($4 \cdot 10^{14} \div 7{,}5 \cdot 10^{14}$ *гц*), менять ориентировку. Наоборот, в диапазоне ультракоротких волн, т. е. на частотах ниже $3 \cdot 10^{11}$ *гц*, полярные молекулы в полной мере участвуют в колебательном движении и своими перемещениями вносят вклад в значение коэффициента преломления. Для радиоволн оптического диапазона и световых лучей $R \approx 50\,000$ *км*.

Тропосферная рефракция, имеющая место в нормальной тропосфере, получила название нормальной рефракции. В случаях, вызывающих сомнения, следует уточнять, идет ли речь о нормальной радиорефракции или о нормальной оптической рефракции.

3.4. УЧЕТ ТРОПОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН. ПОНЯТИЕ ОБ ЭКВИВАЛЕНТНОМ РАДИУСЕ ЗЕМНОГО ШАРА

Рассмотрим, как можно учесть влияние тропосферной рефракции на распространение радиоволн при поднятых передающей и приемной антеннах в условиях применимости интерференционных формул. Как известно, подобные условия встречаются только в диапазоне ультракоротких волн. Вывод интерференционных формул основывался на предположении, что как прямой, так и отраженный от поверхности Земли лучи распространяются по прямолинейным траекториям, притом с постоянной скоростью. В реальных условиях ни одно из этих условий не выполняется. Вследствие тропосферной рефракции и прямой, и отраженный от поверхности Земли лучи распространяются по криволинейным траекториям, обращенным выпуклостью вверх, как показано на рис. 3.3 сплошными линиями. На том же рисунке пунктиром показаны траектории лучей при отсутствии рефракции. Ясно, что геометрическая разность хода лучей, входящая в интерференционные формулы, при криволинейных траекториях отличается от таковой при прямолинейных траекториях, что влечет за собой изменение множителя ослабления. Кроме того, в нижних, более плотных слоях тропосферы (с бо́льшим значением n) скорость распространения волн меньше, чем в более высоких слоях. В этих условиях на величину множителя ослабления влияет уже «оптическая разность хода лучей», которая учитывает, помимо геометрической разности хода, также и различие в скоростях распространения на разных участках траектории.

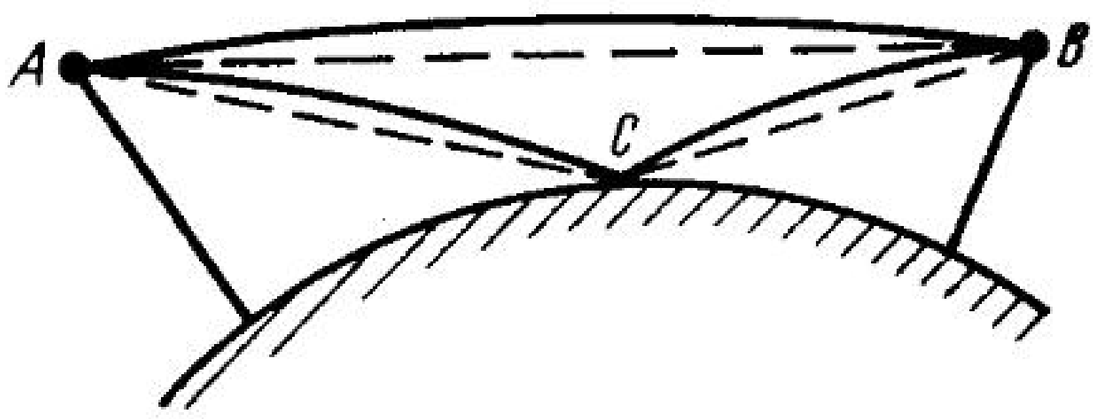


Рис. 3.3. Траектории прямой и отраженной от Земли радиоволн в реальной атмосфере

В 1933 г. Скиллинг, Берроуз и Феррел [32] предложили упрощенный способ учета влияния атмосферной рефракции, основан-

ный на предположении о том, что радиоволны по-прежнему распространяются по прямолинейным траекториям с постоянной скоростью, однако не над реальной поверхностью Земли радиуса a, а над воображаемой поверхностью с эквивалентным радиусом $a_э$.

Значение эквивалентного радиуса определяется из условия сохранения относительной кривизны между лучом и поверхностью Земли в действительных условиях и в эквивалентной схеме распространения (рис. 3.4). Относительной кривизной в аналитической геометрии называют разность $1/a - 1/R$. Приравнивая значе-

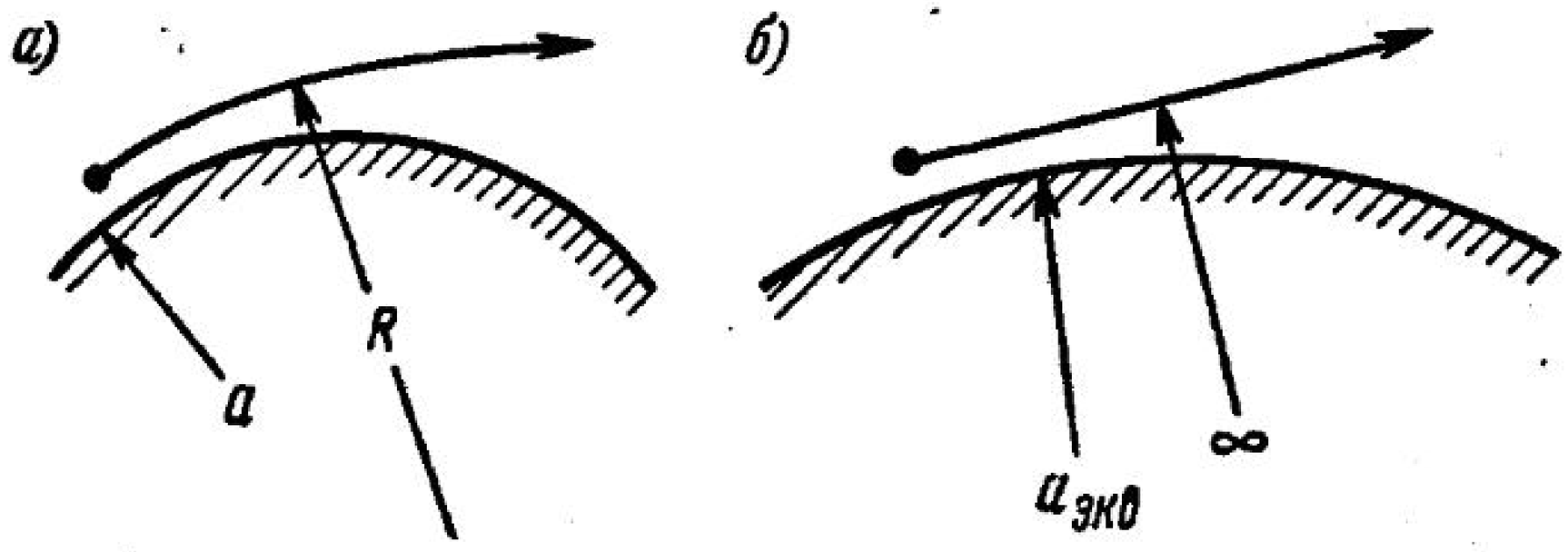


Рис. 3.4. Траектории радиоволны:
а) реальная, *б)* прямолинейная при распространении волны над Землей с эквивалентным радиусом

ния относительной кривизны для случаев рис. 3.4*а* и 3.4*б* находим: $1/a - 1/R = 1/a_э - 1/\infty$, откуда

$$a_э = \frac{a}{1 - a/R}, \ м. \tag{3.7}$$

Подставляя в выражение (3.7) ранее найденное значение для радиуса кривизны (3.6а), находим

$$a_э = \frac{a}{1 + a\dfrac{dN}{dh}\,10^{-6}}, \ м. \tag{3.7а}$$

Обозначая через κ отношение эквивалентного радиуса Земли к действительному, находим

$$\kappa = \frac{a_э}{a} = \frac{1}{1 + a\dfrac{dN}{dh}\,10^{-6}}. \tag{3.8}$$

При нормальной тропосферной рефракции $\dfrac{dN}{dh} = -4 \cdot 10^{-2}$ $1/м$. Подставляя это значение, а также численное значение действительного радиуса земного шара $a = 6{,}37 \cdot 10^6$ *м* в ф-лы (3.7а) и (3.8), находим

$$a_э \approx 8500 \ км; \quad \kappa = 4/3.$$

Представление об эквивалентном радиусе земного шара позволяет распространить все полученные в параграфе 2.7 формулы на

неоднородную атмосферу путем замены в них действительного радиуса Земли a его эквивалентным значением $a_э$. Причем сделать это можно не только для нормальной тропосферной рефракции, но и для всех других ее видов, которые рассматриваются ниже, в параграфе 3.6 (в том числе и для так называемой отрицательной рефракции). Прежде всего, это справедливо по отношению к формуле для определения дальности прямой видимости. При учете атмосферной рефракции ф-ла (2.57) принимает вид:

$$r_0 = \sqrt{2a\kappa}\,(\sqrt{h_1}+\sqrt{h_2}).\ м.$$

Подставляя сюда значение κ для нормальной атмосферной рефракции, находим

$$r_0 = 4{,}12\,(\sqrt{h_{1\,[м]}}+\sqrt{h_{2\,[м]}}),\ км,$$

т. е. вместо коэффициента 3,57 в ф-ле (2.57а) в эту формулу входит коэффициент 4.12.

Заметим, что для оптического диапазона, в котором влияние постоянного дипольного момента молекул воды практически не проявляется, формула для расстояния прямой видимости выглядит так:

$$r_0 = 3.83\,(\sqrt{h_{1\,[м]}}+\sqrt{h_{2\,[м]}}),\ км.$$

При пользовании интерференционными формулами, в которые радиус Земли явно не входит, учет влияния атмосферной рефракции осуществляется одновременно с учетом сферичности Земли. Последняя учитывается путем замены действительных высот приведенными. При аналитическом определении приведенных высот нужно пользоваться следующими формулами:

$$\left.\begin{aligned} h'_1 &= h_{1\,[м]} - \frac{r^2_{1\,[км]}}{\kappa\,12{,}8},\ м \\ h'_2 &= h_{2\,[м]} - \frac{r^2_{2\,[км]}}{\kappa\cdot 12{,}8},\ м \end{aligned}\right\}. \qquad (3.9)$$

В тех случаях, когда произведение приведенных высот, а также угол скольжения определяются по графикам рис. 2.41 и 2.42, для вычисления параметра p вместо ф-лы (2.63) надлежит применять формулу

$$p = \frac{r}{\sqrt{2a_э h_1}} = \frac{r}{\sqrt{2\kappa a h_1}}.$$

Выполненное Б. А. Введенским и М. И. Пономаревым исследование [34] показывает допустимость применения концепции об эквивалентном радиусе земного шара при пользовании интерференционными формулами для достаточно пологих лучей.

С другой стороны, вопрос об учете тропосферной рефракции при дифракционном распространении радиоволн был изучен В. А. Фоком в работе [35]. Общий вывод этого исследования заключает-

ся в том, что и при дифракционном распространении радиоволн влияние тропосферной рефракции можно учесть тем же приемом, как и прн распространении в пределах прямой видимости, а именно, заменой действительного радиуса Земли его эквивалентным значением. Этот прием справедлив для земных волн всех диапазонов. В частности, приведенные в параграфе 2.8 на рис. 2.44 и 2.45 графики для определения напряженности поля земных волн построены в предположении, что радиоволны распространяются в пустоте вокруг земного шара радиуса 4/3 a.

Пример 3.1. Определить влияние различных видов тропосферной рефракции иа величину множителя ослабления применительно к данным примера 2.3. Расчет провести для четырех значений вертикального градиента индекса преломления: $\frac{dN}{dh}=0$ (отсутствие рефракции); —0,02 1/*м*; —0,04 1/*м* (нормальная рефракция); —0,08 1/*м*; —0,12 1/*м*.

Подставляя заданные значения вертикального градиента в ф-лы (3.6а), (3.7а) и (3.8), вычисляем значения радиуса кривизны луча R, эквивалентного радиуса Земли $a_э$ и коэффициента k. Соответствующие численные значения приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА k, МНОЖИТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ F И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ РАСЧЕТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОТ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ИНДЕКСА ПРЕЛОМЛЕНИЯ

$\frac{dN}{dh}$, 1/*м*	R, *м*	$a_э$, *м*	k	h'_1, *м*	h'_2, *м*	F	$E_д$, *мв/м*
0	∞	$6,37\cdot10^6$	1,0	21,0	9,4	0,25	7,4
—0,02	$5\cdot10^7$	$7,50\cdot10^6$	1,18	21,6	9,5	0,26	7,7
—0,04	$2,5\cdot10^7$	$8,54\cdot10^6$	1,34	22,0	9,6	0,27	7,85
—0,08	$1,25\cdot10^7$	$1,3\cdot10^6$	2,04	23,0	9,7	0,28	8,4
—0,12	$8,33\cdot10^6$	$2,71\cdot10^7$	4,26	24,1	9,9	0,30	8,95

Расчет местоположения точки отражения по ф-ле (2.60) показывает, что $r_1=7,14$ *км*, $r_2=2,86$ *км*.

По ф-ле (3.9) вычисляем значения приведенных высот передающей и приемной антенн. Результаты расчета также приведены в табл. 3.1.

Зиачения множителя ослабления F и напряженности поля в месте прнема $E_д$ вычислены соответственно по ф-лам (2.19) и (2.20) и приведены в двух последних графах табл. 3.1.

3.5. РАЗЛИЧНЫЕ ВИДЫ ТРОПОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ

Когда выше говорилось о влиянии тропосферы на условия распространения земных радиоволн, то, естественно, речь шла о влиянии среднего, наиболее часто наблюдаемого состояния тропосферы, в качестве которого была принята так называемая нормальная тропосфера. Под влиянием определенных метеорологических условий в тропосфере может возникнуть распределение индекса преломления по высоте, весьма существенно отличающееся

от нормального режима. В этом параграфе дается классификация возможных видов атмосферной рефракции. В основу классификации положены формулы для $\frac{dN}{dh}$, R, $a_э$ и κ, три из которых для удобства пользования здесь приводятся вновь:

$$R = 10^6 / \left(-\frac{dN}{dh}\right), \text{ м}, \tag{3.6}$$

$$a_э = \frac{a}{1 - \frac{a}{R}} = \frac{a}{1 + a\frac{dN}{dh}\ 10^{-6}}, \text{ м}, \tag{3.7}$$

$$\kappa = a_э / a. \tag{3.8}$$

Прежде всего, все встречаемые виды тропосферной рефракции целесообразно разбить на три группы: отрицательную, нулевую (отсутствие рефракции) и положительную рефракцию.

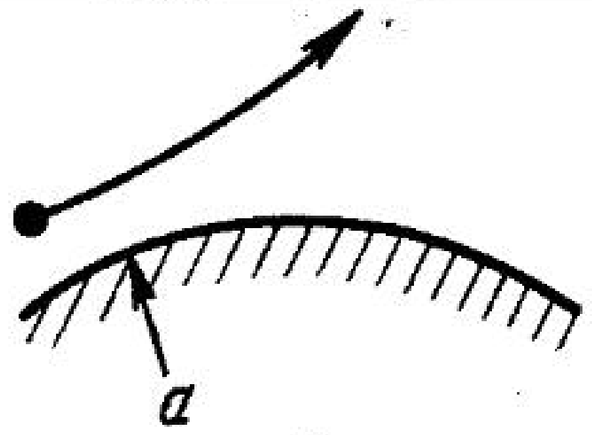
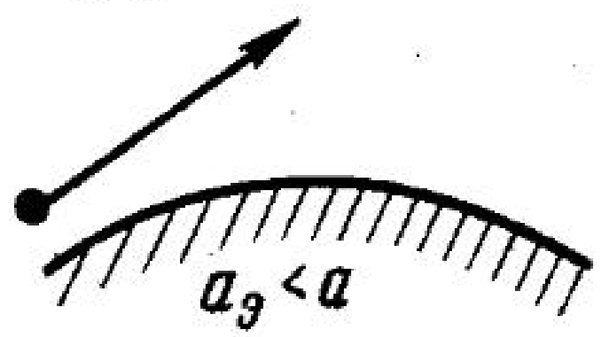
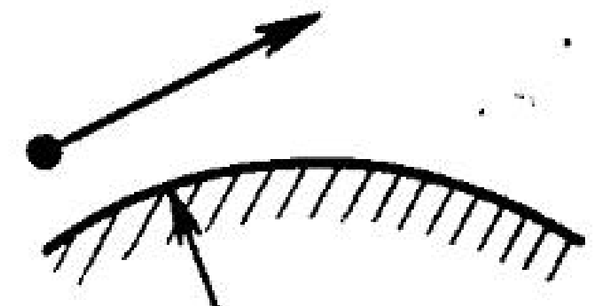
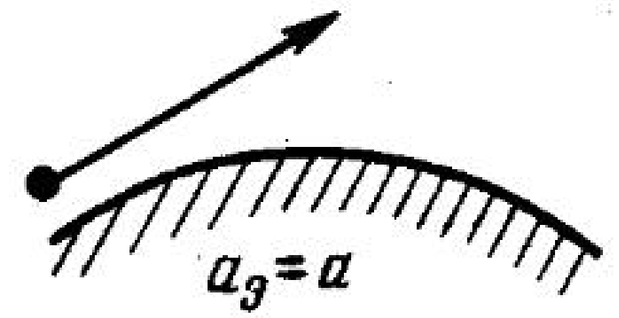
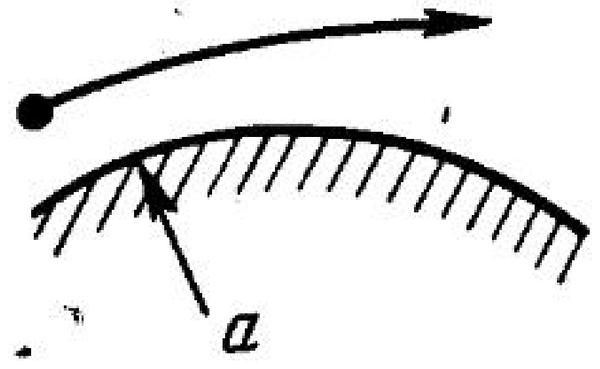
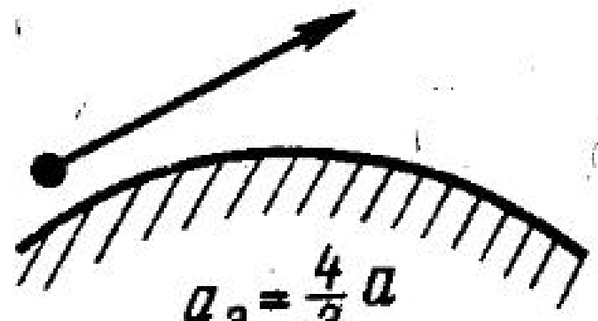
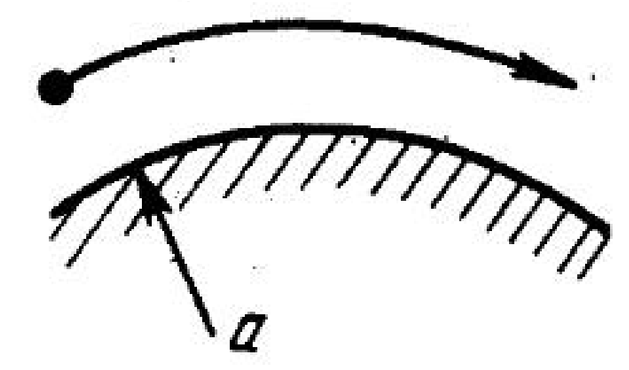
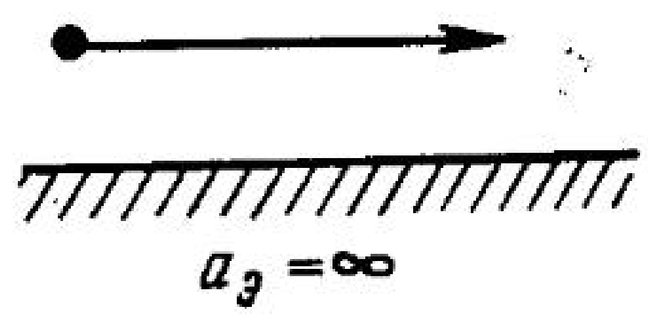
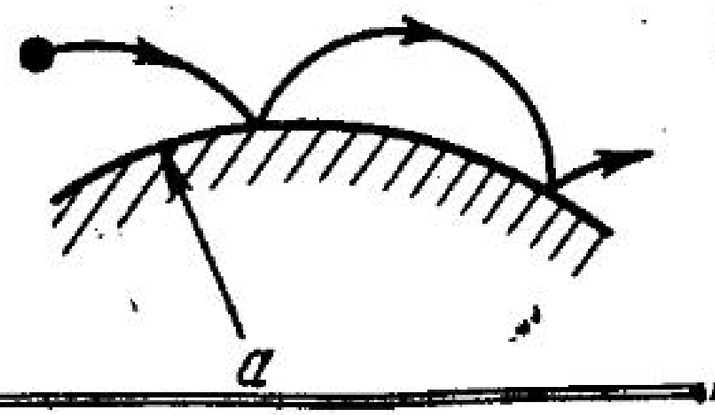
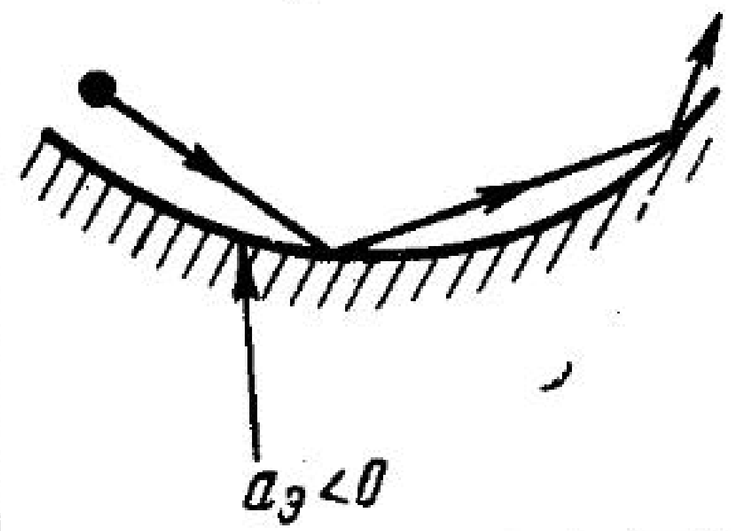
Отрицательной принято называть те виды атмосферной рефракции, при которых индекс N не уменьшается, как обычно с высотой, а возрастает, т. е. когда $\frac{dN}{dh} > 0$. Из ф-лы (3.6а) следует, что в этих условиях $R < 0$, т. е. что траектория обращена выпуклостью вниз. Радиоволна удаляется от поверхности Земли, а дальность видимости и дальность распространения соответственно уменьшаются. Отрицательная рефракция представляет собой довольно редкое явление, с возможностью возникновения которого, однако, необходимо считаться. Если метеорологические условия сложились так, что в некотором интервале высот N сохраняет постоянное значение, то это соответствует случаю отсутствия рефракции.

Различные виды положительной рефракции возникают в тех случаях, когда индекс N уменьшается с высотой, т. е. когда $\frac{dN}{dh} < 0$. Траектории волн в этих условиях обращены выпуклостью вверх, т. е. положительная рефракция способствует увеличению дальности распространения волн. В свою очередь, среди положительных видов атмосферной рефракции различают: пониженную (когда искривление лучей меньше, чем при нормальной рефракции), нормальную (подробно рассматривавшуюся выше), повышенную (при которой искривление лучей больше, чем при нормальной, но не достигает критического значения), критическую (при которой радиус кривизны траекторий равен радиусу земного шара) и сверхрефракцию (при которой лучи искривляются еще сильнее, чем при критической рефракции).

В таблице 3.2 для каждого из рассматриваемых видов рефракции приведены либо конкретные численные значения величин $\frac{dN}{dh}$, R, $a_э$ и κ, либо пределы их изменения. В предпоследнем столбце табл. 3.2 показана траектория луча для пяти основных рассмат-

Таблица 3.2

КЛАССИФИКАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ АТМОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ

№ пп.	Название атмосферной рефракции	$\frac{dN}{dh}$, 1/м	R, м	$a_э$, м	k	Действительная траектория	Эквивалентная траектория
А	Отрицательная	>0	<0	$<6{,}37\cdot10^6$	<1		
Б	Отсутствие рефракции	0	∞	$6{,}37\cdot10^6$	1		
В	Положительная:						
В1	пониженная	$0\div-0{,}04$	$\infty\div2{,}5\cdot10^7$	$6{,}37\cdot10^6\div 8{,}5\cdot10^6$	$1\div4/3$		
В2	нормальная	$-0{,}04$	$2{,}5\cdot10^7$	$8{,}5\cdot10^6$	$4/3$		
В3	повышенная	$-0{,}04\div-0{,}157$	$2{,}5\cdot10^7\div6{,}37\cdot10^6$	$8{,}5\cdot10^6\div\infty$	$4/3\div\infty$		
В4	критическая	$-0{,}157$	$6{,}37\cdot10^6$	∞	∞		
В5	сверхрефракция	$<-0{,}157$	$<6{,}37\cdot10^6$	<0	<0		

риваемых видов атмосферной рефракции, а в последнем столбце— эквивалентная схема распространения над поверхностью Земли с эквивалентным значением ее радиуса. В последнем случае траектория луча представляет собой прямолинейный отрезок.

Для полного уяснения предложенной схемы классификации рассмотрим более подробно критическую рефракцию. Согласно определению, при критической рефракции $R=a$. Подставляя в ф-лу (3.6а) вместо R численное значение радиуса Земли, находим

$$\frac{dN}{dh}=-\frac{10^6}{6{,}37\cdot 10^6}=-0{,}157,\ 1/м$$ (строка В4 табл. 3.2).

Из ф-лы (3.7) непосредственно следует, что эквивалентный радиус принимает бесконечно большое значение, т. е. в эквивалентной схеме распространения поверхность Земли превращается в плоскость. В условиях критической атмосферной рефракции пологий (горизонтально направленный) луч распространяется на неизменной высоте над поверхностью Земли, т. е. полностью ее огибает.

При сверхрефракции радиус кривизны луча меньше радиуса земного шара, поэтому лучи, покидающие передающую антенну под небольшим углом возвышения, испытывают в тропосфере полное внутреннее отражение и на некотором удалении возвращаются на поверхность Земли. Действительные траектории волн показаны в предпоследнем столбце табл. 3.2. Достигнув поверхности Земли и отразившись от нее, радиоволны приобретают способность (за счет многократных огражений) распространяться на большие расстояния. Любопытна соответствующая этому случаю эквивалентная схема распространения волн. При $R<a$, как показывает ф-ла (3.7), эквивалентный радиус Земли является отрицательной величиной, т. е. Земля на эквивалентной схеме должна представляться вогнутой поверхностью. Прямолинейные лучи, как показано в последнем столбце табл. 3.2 для строки В5, претерпевая ряд последовательных отражений от вогнутой поверхности, могут попадать в весьма удаленные точки.

Вовсе не обязательно, чтобы рассмотренные виды атмосферной рефракции характеризовали режим во всей толще тропосферы. Этого никогда не может быть, так как режим в целом близок к нормальному. Однако в отдельных высотных интервалах могут наблюдаться отступления от нормального режима, которые и были перечислены в табл. 3.2.

В метеорологии широко применяются приборы, предназначенные для косвенного или непосредственного измерения индекса преломления тропосферы на разных высотах над поверхностью Земли и построения «профиля индекса преломления». Косвенный метод сводится к измерению при помощи установленных на радиозонде или на борту самолета барометра, термометра и психрометра давления p, температуры T и влажности e на разных высотах и последующему построению зависимости $N=f(h)$ путем подстановки измеренных значений p, T и e в ф-лу (3.4).

В настоящее время широко используется прямой метод измерения индекса преломления тропосферы, основанный на применении радиорефрактометров. Основным элементом рефрактометра являются два генератора (обычно клистронных), настроенных на одну и ту же частоту в диапазоне сантиметровых волн. В качестве колебательного контура одного генератора применяют тщательно выполненный и хорошо изолированный от окружающей среды полый резонатор. Наоборот, полый резонатор второго генератора сообщается с окружающей атмосферой, поэтому частота, создаваемая вторым генератором, зависит от коэффициента преломления заполняющего его воздуха. По разности частот обоих генераторов определяют значение индекса преломления. Такой рефрактометр устанавливают на борту самолета, причем в наиболее совершенных конструкциях приборов измеренные значения индекса преломления автоматически регистрируются самописцем.

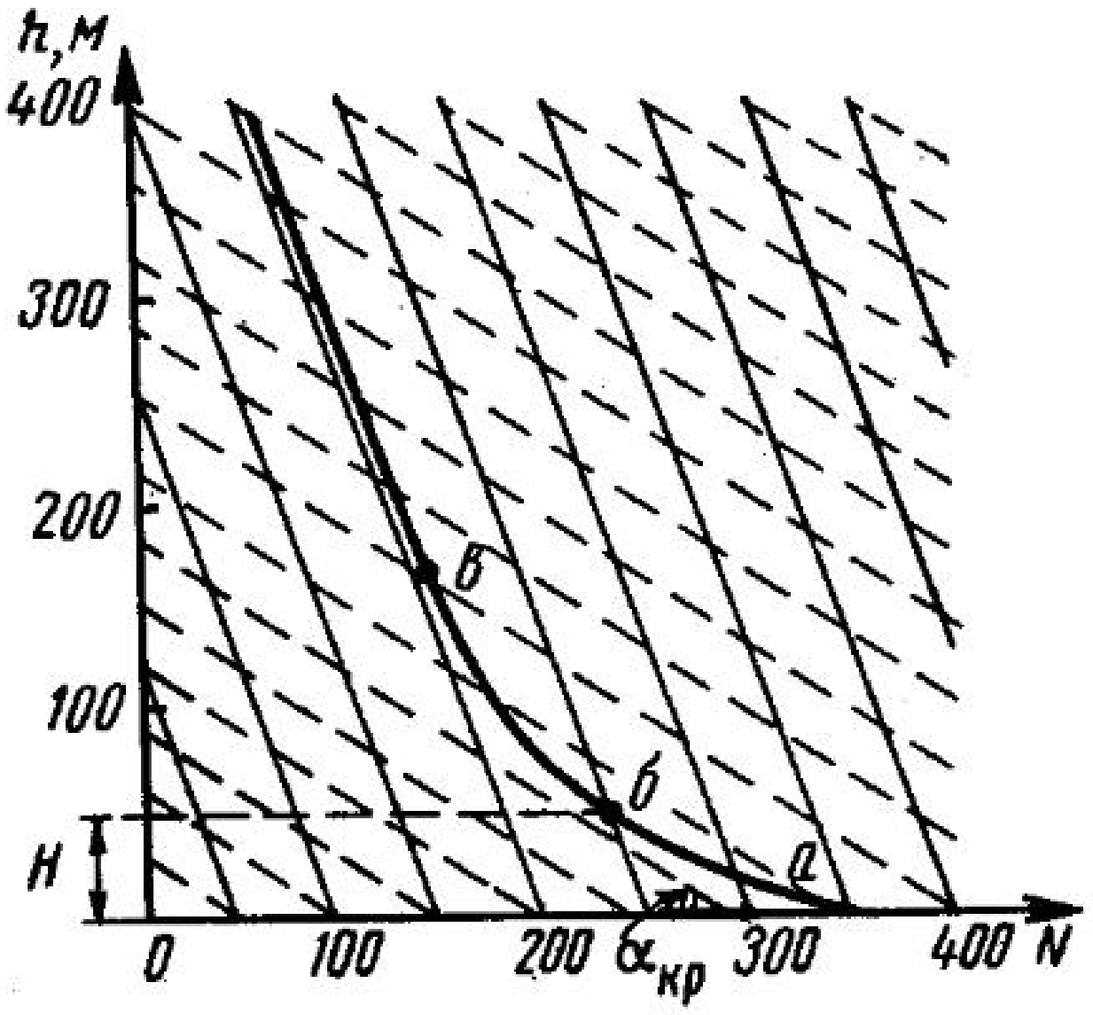


Рис. 3.5. График зависимости $N=f(h)$. Сплошные линии соответствуют нормальной рефракции, штриховые — критической

Для того чтобы распознать характер атмосферной рефракции по снятому профилю $N=f(h)$, очень удобно пользоваться специальными графиками, на которых нанесено два семейства параллельных прямых (рис. 3.5), одно из которых имеет наклон, соответствующий нормальной атмосферной рефракции $\left(\frac{dN}{dh}=-0{,}04\ 1/м\right)$, а другое — наклон, соответствующий критической рефракции $\left(\frac{dN}{dh}=-0{,}157\ 1/м\right)$. Нанеся на такой график экспериментально снятую зависимость $N=f(h)$ и сравнивая наклон экспериментально снятой кривой на том или ином ее участке с наклонами сплошных и пунктирных линий, очень легко выделить интервалы высот, соответствующие тому или иному режиму атмосферной рефракции. На рис. 3.5 на участке *аб* наклон экспериментальной кривой больше, чем у пунктирных прямых. Это значит, что данному интервалу соответствует режим сверхрефракции. В точке *б*, в которой касательная к измеренной кривой параллельна пунктирным прямым, возникает критический режим. Участок *бв* соответствует повышенной рефракции. Наконец, выше точки *в* установилась нормальная атмосферная рефракция.

Приведенные выше расчетные формулы для определения эффективного радиуса земного шара, строго говоря, справедливы

только для линейного распределения по высоте тропосферы индекса преломления. В действительности такой линейности, как только что было показано, не наблюдается. Кроме того, вертикальный профиль $N(h)$ не остается постоянным вдоль трассы. По предложению В. Н. Троицкого, отступление от линейности и изменчивость $N(h)$ вдоль трассы учитывается путем введения представления об эффективном вертикальном градиенте диэлектрической проницаемости $g_e = \frac{d\varepsilon}{dh}$, который связан с $\frac{dN}{dh}$ соотношением $\frac{dN}{dh} = 5 \cdot 10^5 g_e$. Под g_e понимается такой постоянный по высоте градиент, при котором вычисленные значения поля на трассе совпадают с измеренными значениями. Величина g_e и закон ее распределения по времени определяется путем длительных измерений поля на данной трассе.

Закон распределения g_e определяется климатическими особенностями местности, в которой пролегает трасса. Пример подобного распределения показан на рис. 3.6. По оси абсцисс отложено время в процентах по отношению к полному интервалу наблюдений, в течение которого значение g_e превосходит величину, указанную по оси ординат. График построен для средней полосы Европейской территории СССР по данным обработки в течение 20 000 часов уровней поля на пяти трассах протяженностью от 40 до 60 *км*, на волнах от 15 до 50 *см*, в разные сезоны.

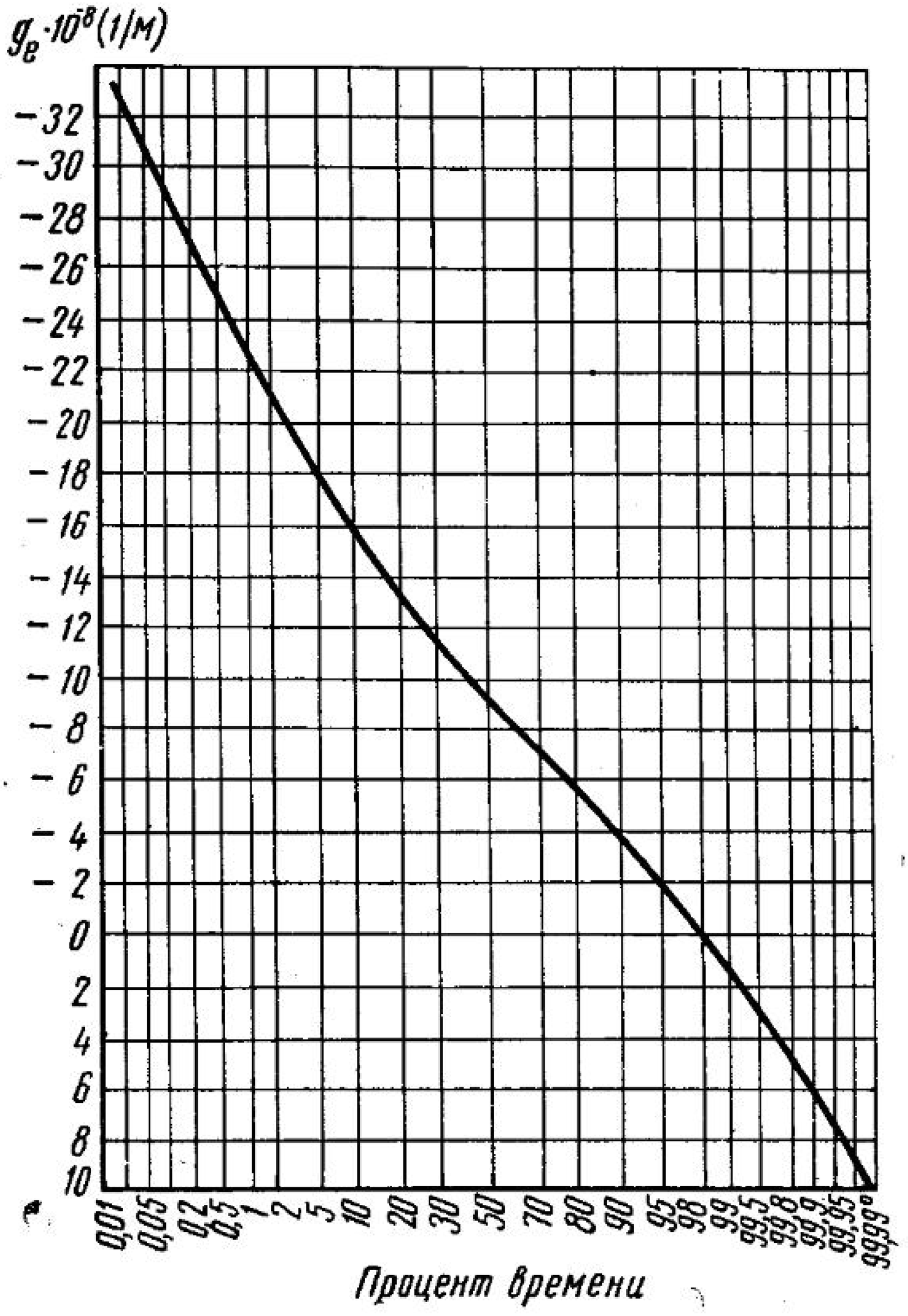


Рис. 3.6. Закон распределения эффективного вертикального градиента диэлектрической проницаемости

Как видно из рисунка, медианное значение составляет $g_e = -9 \cdot 10^{-8}$ 1/*м*. Распределение g_e удовлетворительно описывается нормальным законом с плотностью

$$w = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \exp\left[-\frac{(g_e - g_{ср})^2}{2\sigma^2}\right].$$

Применительно к случаю рис. 3.6 среднее значение $g_{ср}$ составило $-10 \cdot 10^{-8}$ 1/*м*, а дисперсия $\sigma = 6 \cdot 10^{-8}$ 1/*м*.

Понятие об эффективном значении g_e удобно тем, что оно позволяет при расчетах поля на трассе определить вероятность того, что поле будет превосходить то или иное значение.

3.6. ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТРОПОСФЕРЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН

Как только что было показано, режим тропосферы, в частности, вертикальный профиль $N(h)$ индекса преломления не остается постоянным во времени, а подвержен непрерывным изменениям (флуктуациям), что влечет за собой изменение напряженности поля в месте приема (см. пример 3.1). Это приводит к медленным колебаниям уровня поля в месте приема, связанным с вариациями метеорологических условий.

Микропульсации и флуктуации коэффициента преломления тропосферы дополнительно усложняют процесс распространения. В зоне прямой видимости, как известно, поле создается в результате интерференции прямого и отраженного от Земли лучей. Встречающиеся на пути этих лучей локальные неоднородности влияют на скорость распространения, а следовательно, и на результирующую разность фаз интерферирующих лучей. Флуктуации фаз приводят к флуктуациям результирующего поля, т. е. к появлению замираний.

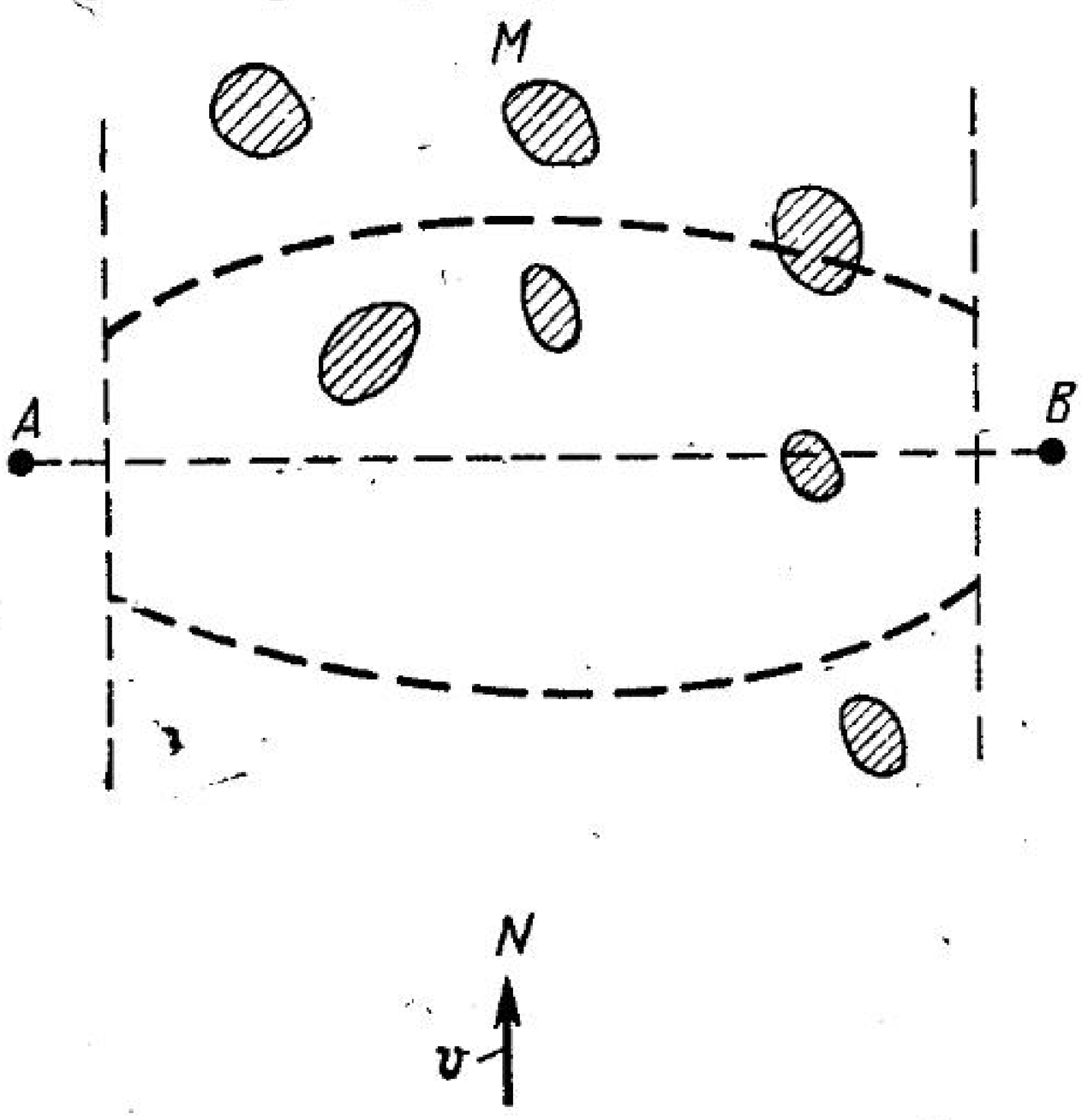


Рис. 3.7. Возникновение флуктуаций напряженности поля волны под действием поперечного ветра с «вмороженными» в него неоднородностями

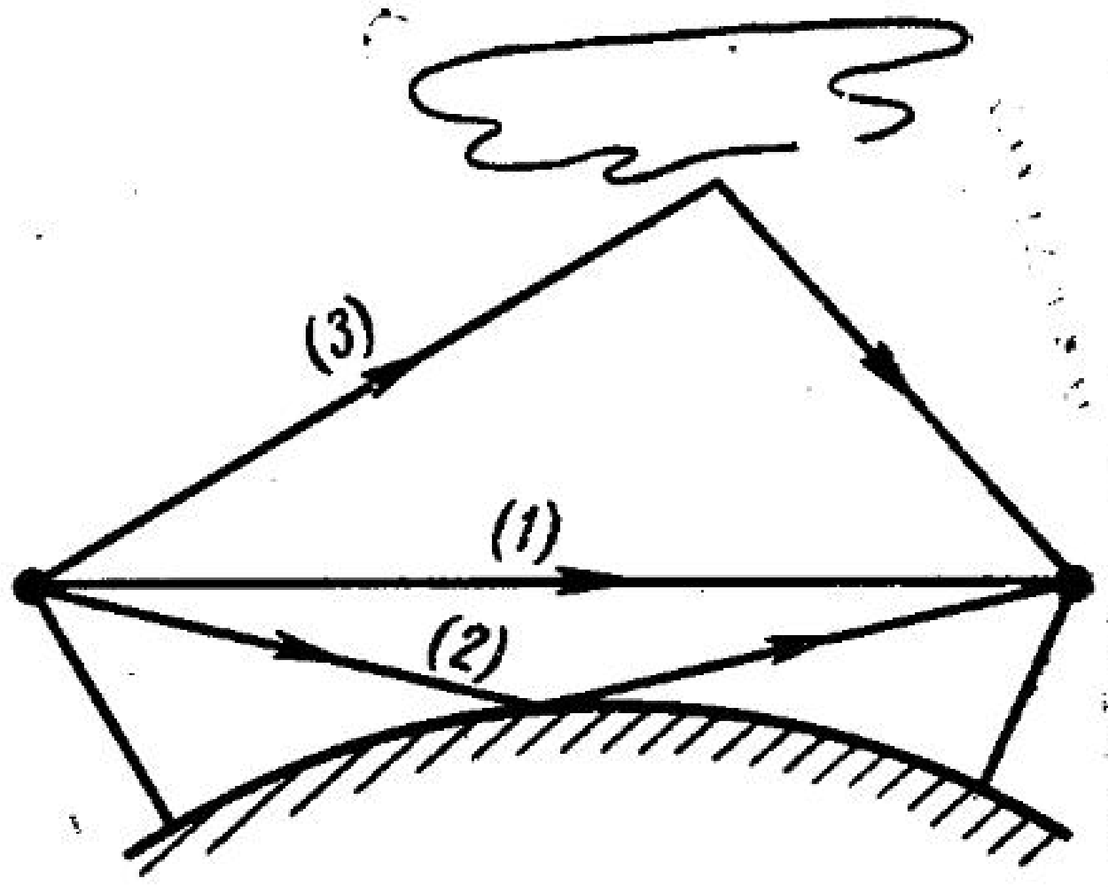


Рис. 3.8. К происхождению явления замираний

Однако даже в тех случаях, когда энергия волны из пункта передачи *A* попадает в пункт приема *B*, распространяясь по прямолинейной траектории, могут возникнуть флуктуации уровня поля. Схема образования таких флуктуаций показана на рис. 3.7.

Предполагается, что боковой ветер со скоростью v переносит воздушный поток, в который «вморожены» неоднородности индекса преломления в виде отдельных глобул (на рисунке они заштрихованы). Пунктирными линиями очерчены контуры эллипсоида, ограничивающего область, существенную для распространения. Линия *MN* представляет собой произвольно проведенный фазовый фронт распространяющейся волны (в пределах существенного объема). Под действием передвигающихся неоднородностей фазы волны в отдельных элементах фронта претерпевают непрерывные флуктуации, которые приводят к флуктуациям (замираниям) результирующего поля. Заметим, что рассмотренный механизм возникновения флуктуаций тем эффективнее, чем короче волна. Он почти незаметен на волне длиннее 10 *см* и весьма явно проявляется в оптическом диапазоне. В этом, в частности, заключается сущность явления мерцания звезд.

В некоторых случаях замирания могут создаваться взаимодействием двух основных лучей *1* и *2* (рис. 3.8) с лучом *3*, отраженным от неоднородности слоистого характера в тропосфере. Положение этой неоднородности быстро меняется, поэтому также быстро будет меняться разность фаз, а следовательно, и результирующее поле в месте приема. Подобный же механизм порождает замирания на более протяженных трассах, где отраженный от неоднородности луч взаимодействует с дифракционным полем волны.

Так как поле земной волны обычно много больше поля волны, рассеянной или отраженной от неоднородности, то, как правило, замирания на коротких трассах отличаются небольшой глубиной и существенных искажений не вносят. С замираниями приходится считаться на радиорелейных трассах большой протяженности вследствие эффекта накопления замираний на отдельных участках. Меры борьбы с замираниями подробно рассматриваются в следующих разделах.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРОПОСФЕРНЫХ ВОЛН

3.7. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЯВЛЕНИЯ СВЕРХРЕФРАКЦИИ

Из изложенного выше известно, что режимом сверхрефракции может быть охвачена ограниченная по высоте область тропосферы, где выполняется условие $dN/dh < -0{,}157$ $1/м$. При сверхрефракции индекс преломления убывает с высотой примерно в четыре раза быстрее, чем при нормальной рефракции.

Рассмотрим, прежде всего, какие метеорологические условия благоприятствуют возникновению сверхрефракции. Для этого продифференцируем выражение (3.4) для индекса преломления по высоте h согласно правилу дифференцирования сложных функций.

Выполняя эту операцию, получаем

$$\frac{dN}{dh} = 77{,}6\left[\frac{1}{T}\frac{dp}{dh} + \frac{4810}{T^2}\frac{de}{dh} - \left(\frac{p}{T^2} + \frac{9620e}{T^3}\right)\frac{dT}{dh}\right], \ 1/м. \qquad (3.10)$$

Отсюда следует, что значение вертикального градиента $\frac{dN}{dh}$ на высоте h в основном определяется градиентами давления, влажности и температуры. Параметры p, e и T, хотя и меняются с высотой, но их численные значения в меньшей степени влияют на величину градиента индекса преломления.

Давление с высотой всегда уменьшается, причем градиент давления мало зависит от метеорологических условий. Поэтому первое слагаемое в ф-ле (3.10) имеет почти постоянное и всегда отрицательное значение. Влажность воздуха, как правило, также всегда уменьшается с высотой, хотя быстрота уменьшения влажности может быть различной. Наоборот, градиент температуры чувствительно зависит от метеорологических условий и при так называемой температурной инверсии даже изменяет свой знак. Так как в условиях нормальной тропосферы температура и влажность всегда уменьшаются с высотой, обе производные $\frac{dT}{dh}$ и $\frac{de}{dh}$ отрицательны. Поэтому абсолютное значение $\frac{dN}{dh}$, которое по знаку всегда отрицательно, получается в результате вычитания из суммы первых двух слагаемых третьего члена.

В известных метеорологических условиях возникает явление температурной инверсии, заключающееся в том, что в некотором интервале высот температура воздуха не уменьшается с высотой, как обычно, а начинает возрастать. Ясно, что при температурной инверсии $\frac{dT}{dh} > 0$ и третий член в ф-ле (3.10) получает знак минус. Абсолютное значение $\frac{dN}{dh}$ определяется теперь суммой трех отрицательных слагаемых.

Таким образом, возникновению сверхрефракции, т. е. необычно высоким отрицательным значениям $\frac{dN}{dh}$, способствуют явление температурной инверсии и необычно быстрое уменьшение влажности с высотой. Решающее значение, однако, имеет температурная инверсия.

Возникновению температурных инверсий способствуют три причины: адвекция (горизонтальный перенос воздушных масс), радиационное охлаждение поверхности Земли и сжатие воздушных масс. Адвекционные инверсии возникают при горизонтальном переносе теплых воздушных масс, когда они оказываются над более холодным слоем воздуха (приподнятая инверсия) или над холодной подстилающей поверхностью Земли, а следовательно, и над охлажденным (вследствие соприкосновения с поверхностью Зем-

ли) слоем воздуха. Такие инверсии наблюдаются ранней весной, когда над поверхностью Земли, покрытой еще не сошедшим снежным покровом, проносятся пришедшие с юга массы теплого воздуха.

Другим примером может служить перенос теплого, нагретого воздуха с суши на более холодную поверхность моря. Схема возникновения подобной инверсии показана на рис. 3.9. В дневные часы, вследствие различия удельных теплоемкостей, суша нагревается быстрее, чем море. Цифры на рис. 3.9 указывают условную температуру. Если нагретый над сушей сухой воздух под действием ветра переносится в сторону моря, то нижние, прилегающие к поверхности моря слои воздуха оказываются холоднее верхних, в результате чего и образуется температурная инверсия. Если к тому же на поверхности моря имеются волны, то срываемые с гребней капли воды как бы пульверизуются, создавая повышенную влажность непосредственно над поверхностью моря. Так как переносимый с суши воздух является сухим, то тем самым одновременно создаются условия резкого уменьшения влажности с высотой.

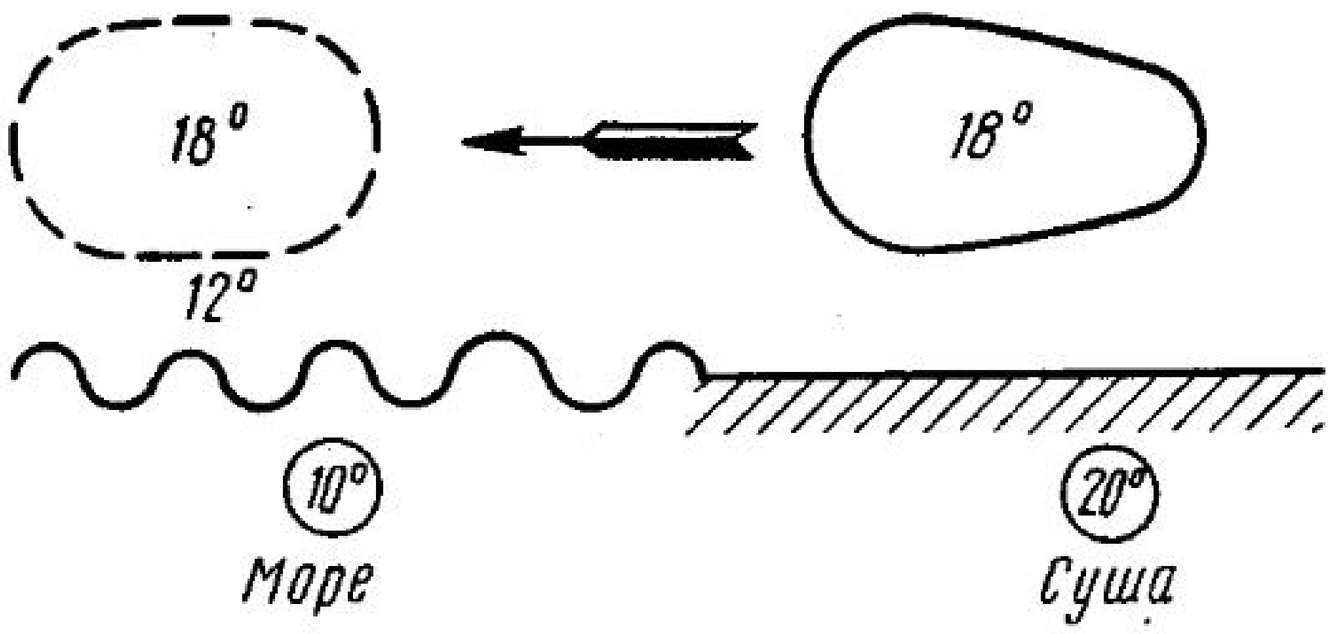


Рис. 3.9. Схема возникновения температурной инверсии при переносе нагретого воздуха на более холодную поверхность моря

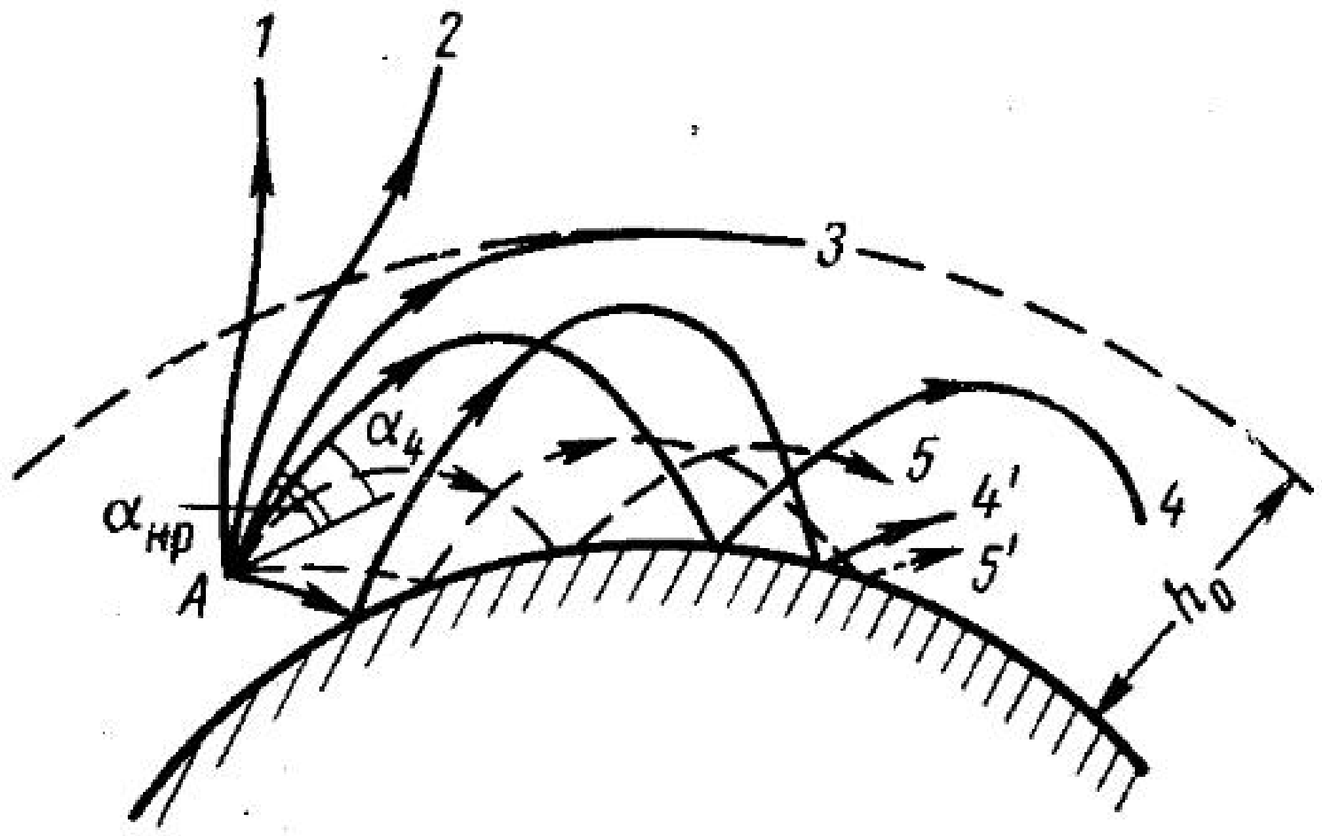


Рис. 3.10. Схема распространения радиоволн в условиях сверхрефракции

При радиационном охлаждении поверхности Земли в ночные часы за счет теплоиспускания в первую очередь охлаждаются слои воздуха, непосредственно прилегающие к почве, что и является причиной формирования приземной температурной инверсии.

При сжатии воздушных масс, приподнятая температурная инверсия возникает вследствие выделения тепла в процессе сжатия.

Лучевая трактовка процессов распространения радиоволн в условиях сверхрефракции может дать только весьма общую, качественную картину происходящих при этом явлений. Схема, отображающая лучевую трактовку, показана на рис. 3.10.

Предполагается, что режимом сверхрефракции охвачена прилегающая к поверхности Земли область тропосферы до высоты h_0. Передающая антенна расположена в точке *A*. Лучи, составляющие большие углы с горизонтом (лучи *1* и *2*), испытывая лишь частич-

ное преломление, проходят сквозь верхнюю границу области сверхрефракции и не «захватываются» этой областью. Обозначим через $\alpha_{кр}$ то значение угла возвышения, при котором луч делается пологим на высоте h_0, где $\frac{dN}{dh} = -0{,}157$ 1/м и где в соответствии с изложенным выше радиус кривизны луча равен радиусу земного шара. Такой луч обозначен на рис. 3.10 цифрой *3*. Все лучи, излучаемые антенной в пределах сектора $\pm\alpha_{кр}$, захватываются областью сверхрефракции и могут распространяться на большие расстояния. Один из таких лучей, имеющий угол возвышения α_4, обозначен цифрой 4. Этот луч испытывает полное внутреннее отражение на высоте, несколько меньшей h_0, а затем отражается от поверхности Земли, повторяет свою траекторию и т. д. на протяжении всей области, охваченной сверхрефракцией в горизонтальном направлении. Очевидно, можно найти отрицательное значение угла возвышения — α_4, при котором луч сначала отразится от поверхности Земли, а затем опишет траекторию, совершенно подобную только что рассмотренной. Такая траектория обозначена цифрой *4′*. Пунктирными линиями показаны лучи *5* и *5′*, имеющие еще меньшие углы возвышения и претерпевающие внутреннее отражение на еще меньших высотах.

Картина распространения радиоволн в условиях сверхрефракции весьма напоминает процессы распространения в диэлектрических волноводах. Нижнюю стенку такого волновода образует полупроводящая поверхность Земли, а верхнюю — верхняя граница области сверхрефракции. Коэффициент преломления внутри этой области (так же, как и в случае диэлектрического волновода) имеет бо́льшее значение, чем над ней. Различие заключается в том, что в диэлектрическом волноводе отдельные лучи претерпевают полное внутреннее отражение и от нижней, и от верхней стенок, при сверхрефракции же волны испытывают обычное отражение от полупроводящей поверхности Земли и полное внутреннее отражение внутри области, охваченной сверхрефракцией, притом на разной высоте для лучей с различными углами возвышения. Эта аналогия послужила причиной того, что область сверхрефракции в тропосфере часто называют тропосферным волноводом или тропосферным волноводным каналом, а распространение в условиях сверхрефракции называют волноводным распространением. Радиоволны, распространяющиеся на большие расстояния за счет сверхрефракции, относятся к категории тропосферных волн.

Аналогия между диэлектрическим и тропосферным волноводами имеет еще более глубокий характер. Так же, как и в диэлектрических, в тропосферных волноводах могут распространяться только те волны, длина которых не превышает критического значения $\lambda_{кр}$.

Значение сверхрефракции для осуществления дальней радиосвязи в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн невелико, так как из сказанного выше следует, что само явление представ-

ляется случайным, и вряд ли можно строить надежную систему связи на таком зыбком основании. Правда, на отдельных островках в океане в определенные часы суток регулярно дуют пассаты, приносящие с собой устойчивую температурную инверсию. В таких районах, конечно, можно использовать в определенные часы суток явление сверхрефракции. Основное же значение сверхрефракции заключается в неожиданном увеличении дальности распространения волн, излучаемых действующими передатчиками, что может создать непредвиденные помехи. Возможность возникновения сверхрефракции необходимо учитывать при размещении передатчиков в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн и распределении между ними частот.

3.8. ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН ЗА СЧЕТ РАССЕЯНИЯ В ТРОПОСФЕРЕ

Рассмотренные в параграфе 2.8 дифракционные формулы показывают, что абсолютное значение множителя ослабления резко убывает с расстоянием по мере укорочения длины волны. Поэтому дальность дифракционного распространения ультракоротких волн лишь незначительно превышает расстояние прямой видимости. Зависимость множителя ослабления от расстояния для четырех значений излучаемой частоты показана пунктирными линиями на рис. 3.11. Из хода кривых ясно, что радиоволна длиной в 1 *см* ($f=30$ *Гц*) практически не испытывает дифракции вокруг выпуклости земного шара.

Кривые построены в предположении, что передающая и приемная антенны расположены на высотах $h_1=h_2=10$ *м*.

Многочисленные эксперименты, проведенные в разных странах, показали, что фактически наблюдаемые на расстояниях от 100 до 1000 *км* от передатчиков напряженности поля значительно превышают значения, предсказанные дифракционной теорией. На том же рис. 3.11 сплошными линиями показаны

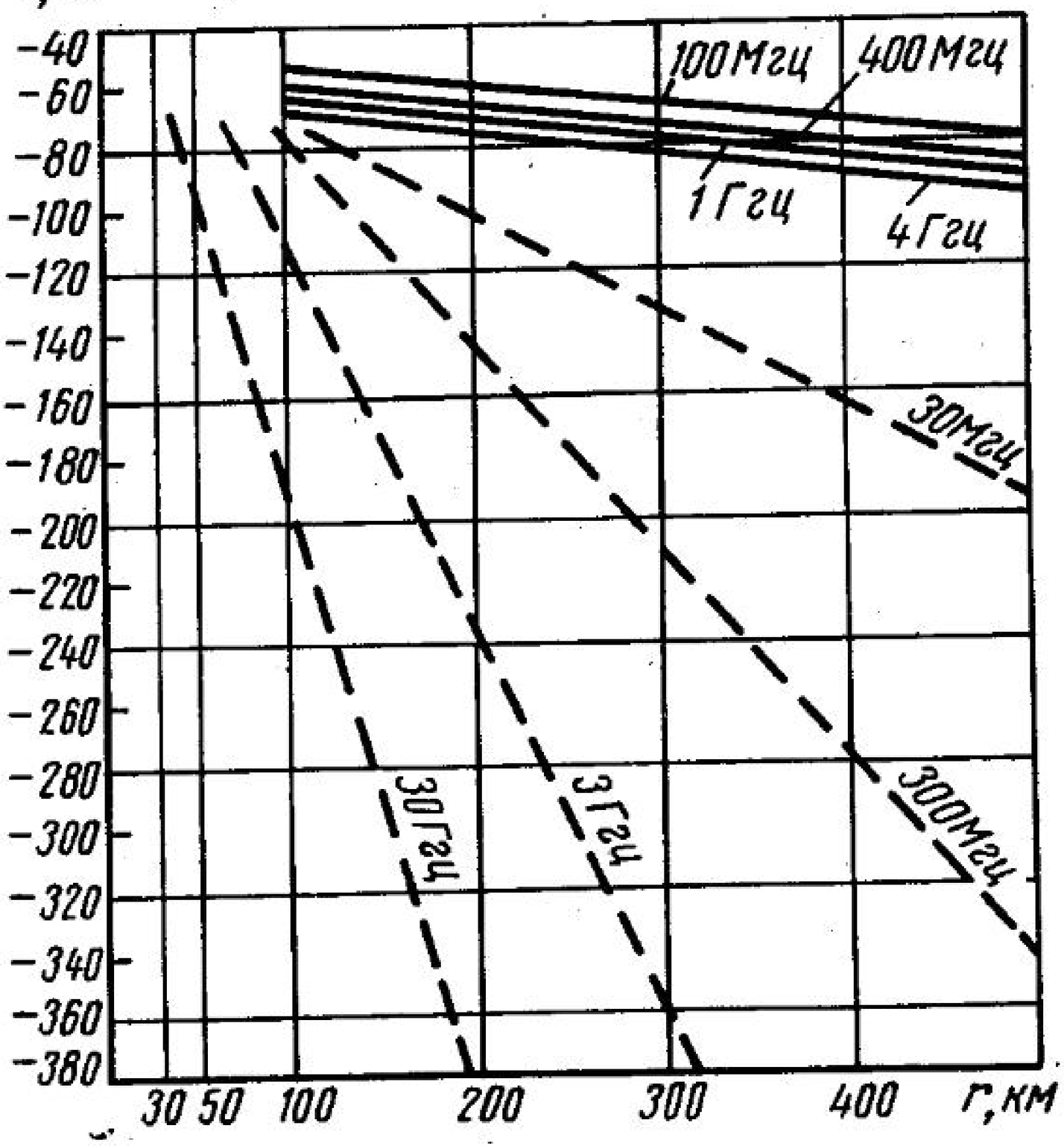


Рис. 3.11. Зависимость множителя ослабления от расстояния, наблюдаемая фактически (сплошные линии) и рассчитанная по дифракционным формулам (штриховые линии)

измеренные значения множителя ослабления для четырех значений частот. Как видно, даже в худшем случае на расстоянии 500 *км* множитель ослабления не падает ниже — 100 *дб*, тогда как даже при частоте 30 *Мгц* множитель ослабления в случае дифракционного распространения оценивается величиной в —190 *дб*.

Отличительной особенностью наблюдаемых на больших расстояниях полей является подверженность их замираниям. На рис. 3.12 показан образец записи сигнала, подверженного замираниям, на частоте 3,67 *Ггц*. По оси абсцисс отложено время в *сек*, по оси ординат — мгновенные значения мощности принимаемого сигнала в *дб*, по отношению к 1 *мвт*. В приведенном примере длительность замираний изменялась от долей секунд до трех секунд, а глубина замираний — если под этим понимать отношение максимального значения уровня сигнала к минимальному — за рассмотренный интервал в 30 *сек* достигла 40 *дб*. Несмотря на замирания, среднее значение уровня сигнала оказывается достаточно устойчивым.

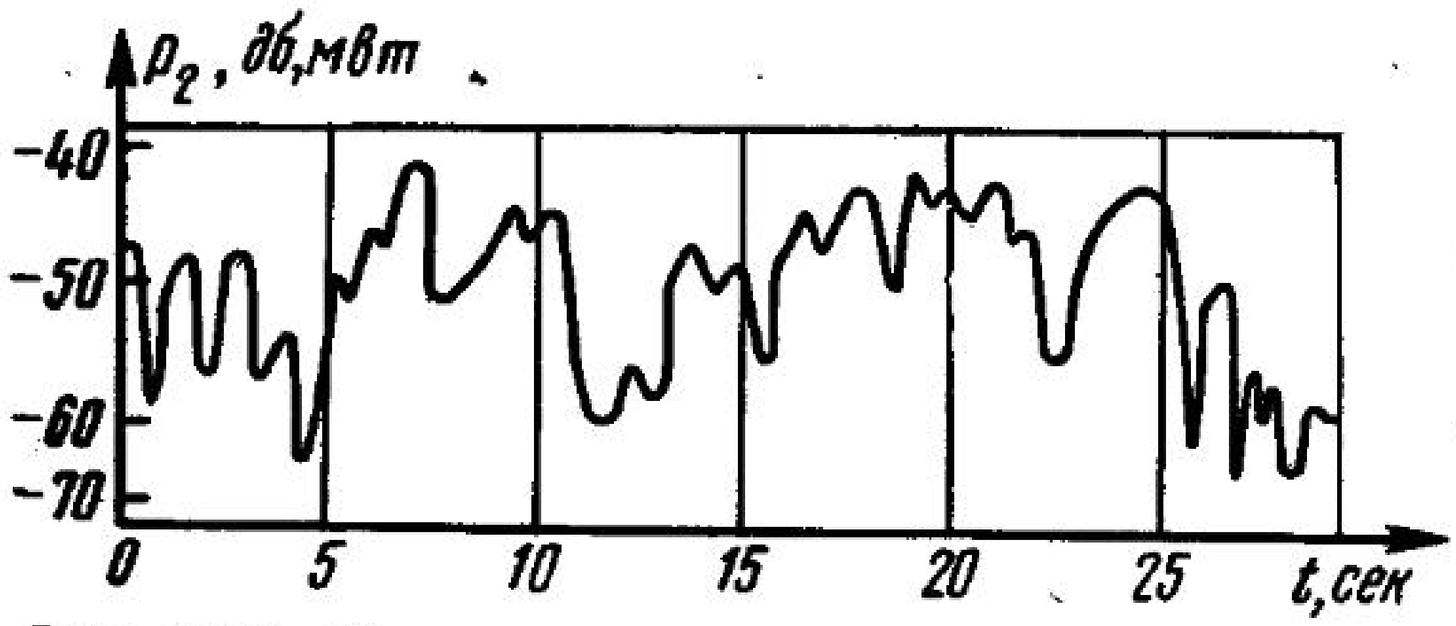


Рис. 3.12. Запись уровня сигнала, подверженного замирания

Наличие замираний указывает на то, что наблюдаемые на больших расстояниях поля создаются не земными волнами, а каким-то новым механизмом распространения, связанным с процессами в тропосфере. Возникновение замираний естественно связать с существующими в тропосфере флуктуационными процессами.

Ряд издавна известных фактов, к которым относятся явления мерцания звезд, явление «дрожания предметов» при наблюдении их сквозь слой воздуха, прилегающий к нагретой солнечными лучами поверхности Земли, наблюдения за формой клубящегося дыма, выходящего из высоких фабричных труб, а также более поздние наблюдения за следами конденсации выхлопных газов, оставляемых на небе высоко летящими самолетами, указывает на то, что в тропосфере имеют место беспорядочные, вихревые, так называемые турбулентные движения воздушных масс. Само явление неупорядоченного движения частиц газа носит название турбулентности. Влияние турбулентности на зависимость индекса преломления от высоты ясно обнаруживается на профилях, автоматически снимаемых при помощи упоминавшихся выше радиорефрактометров. Образец подобной записи показан на рис. 3.13. Мелкие зубчикн, наложенные на основной ход зависимости индекса N от высоты, характеризуют локальные неоднородности коэффициента преломления тропосферы, порожденные турбулентным движением воздуха.

Если скорость движения воздушных масс не превышает критического значения, то имеет место так называемое ламинарное, упо-

рядоченное движение воздуха: частицы воздуха движутся как бы параллельными струйками. При достижении критической скорости упорядоченное движение нарушается и превращается в вихреобразное. Сначала образуются наиболее крупные вихри размера L_0, которые в процессе движения постепенно и последовательно разбиваются на более мелкие вихри, пока в самых малых вихрях размера L_s кинетическая энергия вращения не превратится за счет

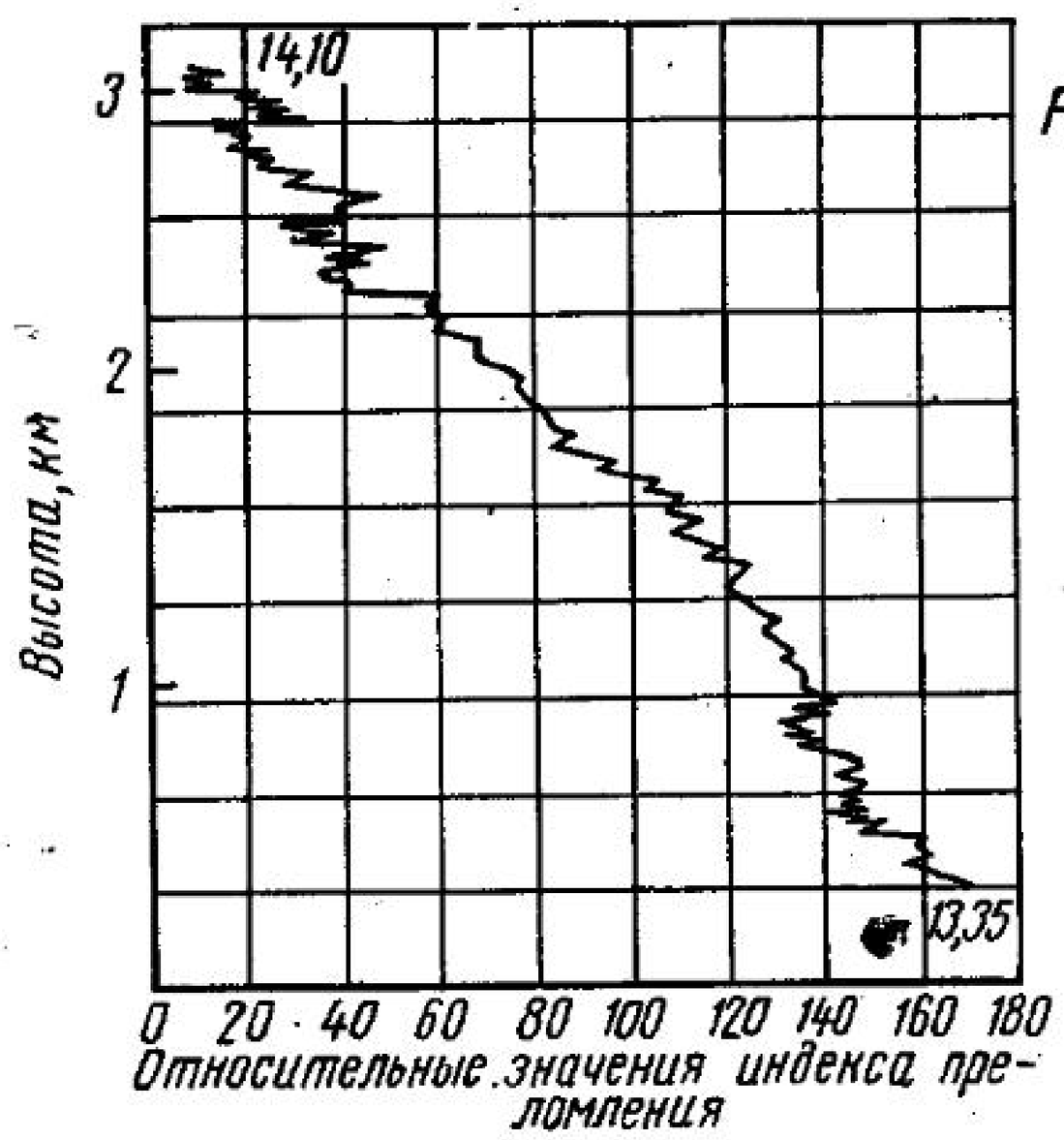


Рис. 3.13. Снятый при помощи рефрактометра вертикальный профиль индекса преломления, на котором видна микроструктура профиля

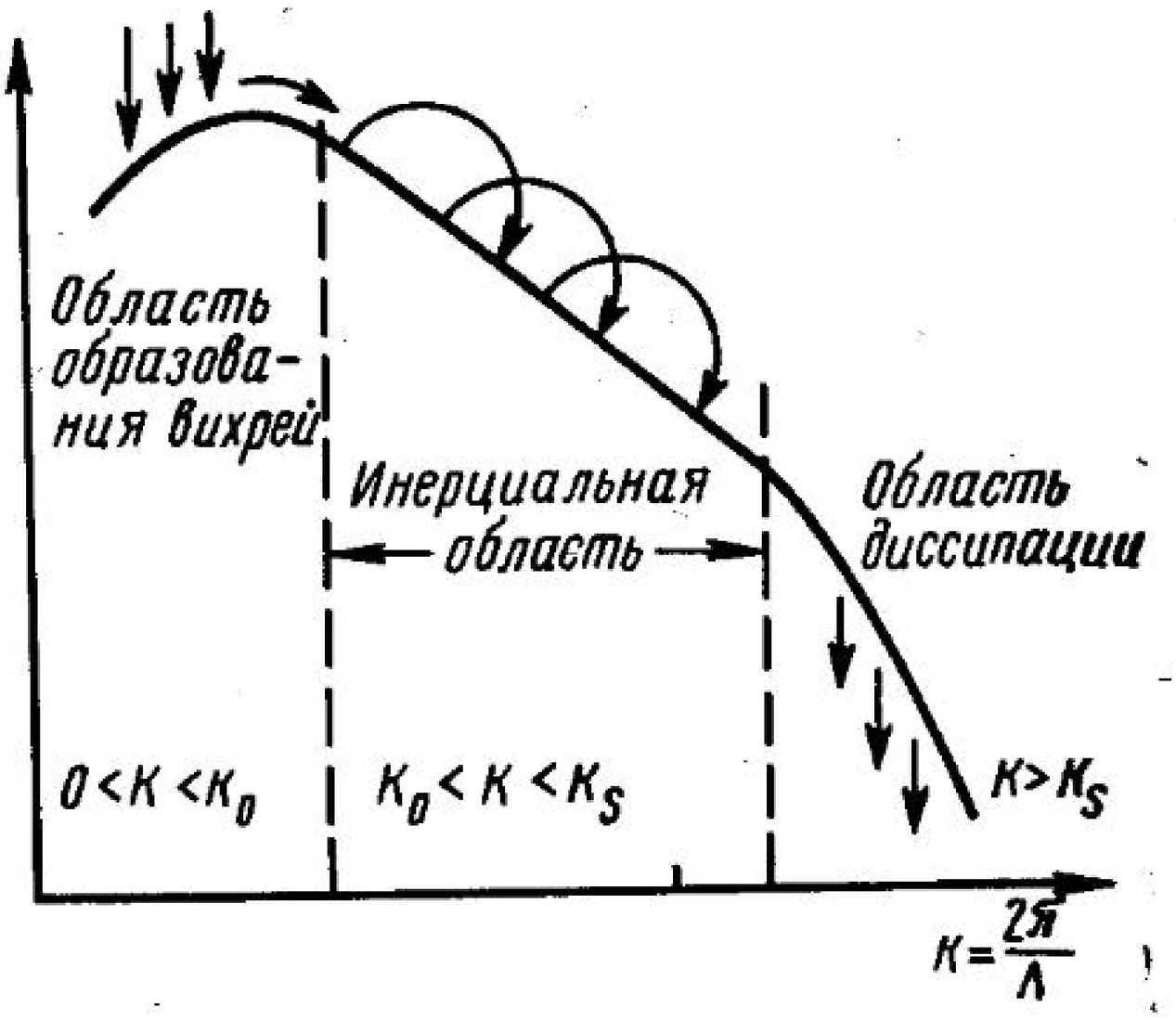


Рис. 3.14. К объяснению процесса вихреобразования в тропосфере

преодоления сил вязкости в тепло. Шкалу размеров вихрей можно представить следующим неравенством $L_0 > L > L_s$.

Для турбулентного движения характерны отсутствие необратимых потерь энергии при распадении крупных вихрей на более мелкие и разрушение самых малых вихрей (размера L_s) силами вязкости.

Схема вихреобразования в тропосфере иллюстрируется рис. 3.14, по оси абсцисс которого отложены величины, обратные размерам вихрей, а именно, волновые числа при механических колебаниях $K = 2\pi/L = 2\pi/\Lambda$. По оси ординат отложены значения спектральной плотности механических колебаний соответствующей длины волны $\Lambda = L$. Спектральный график можно разбить на три области. В области образования вихрей под действием внешних сил (при перемещении воздушных масс) возникают наиболее крупные вихри размером L_0. В инерциальной области крупные вихри постепенно и последовательно превращаются в более мелкие. При этом энергия крупных вихрей передается более мелким. Потерь энергии не происходит, почему эта область и получила название инерциальной. Наконец, в области диссипации вихри размером меньше

L_s разрушаются, и энергия вращательного движения переходит в тепловую. Схема превращения энергии показана на рис. 3.14 стрелками.

Диэлектрическую проницаемость тропосферы в точке, определяемой радиус-вектором $\mathbf{r}$, можно представить выражением $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon + \Delta\varepsilon(\mathbf{r}, t)$, где ε — среднее относительное значение диэлектрической проницаемости, $\Delta\varepsilon$ — флуктуация, т. е. отклонение от среднего значения вследствие вихревого движения воздушных масс.

Физической причиной возникновения флуктуаций диэлектрической проницаемости являются процессы турбулентного перемешивания, во время которых энергия движения превращается в конечном счете в тепло. Отдельные элементарные области атмосферы нагреваются неодинаково, т. е. приобретают различные значения ε и в процессе вращательного движения могут оказаться одна рядом с другой, как это схематически представлено на рис. 3.15. Здесь точка M не принимает в данный момент времени участия в турбулентном движении и обладает диэлектрической проницаемостью ε_1. Точка (область) N имеет отличное значение ε_2 и, перемещаясь по замкнутой траектории в какой-то момент времени, займет положение N^1 в непосредственной близости к M, что приведет к флуктуационным изменениям диэлектрической проницаемости.

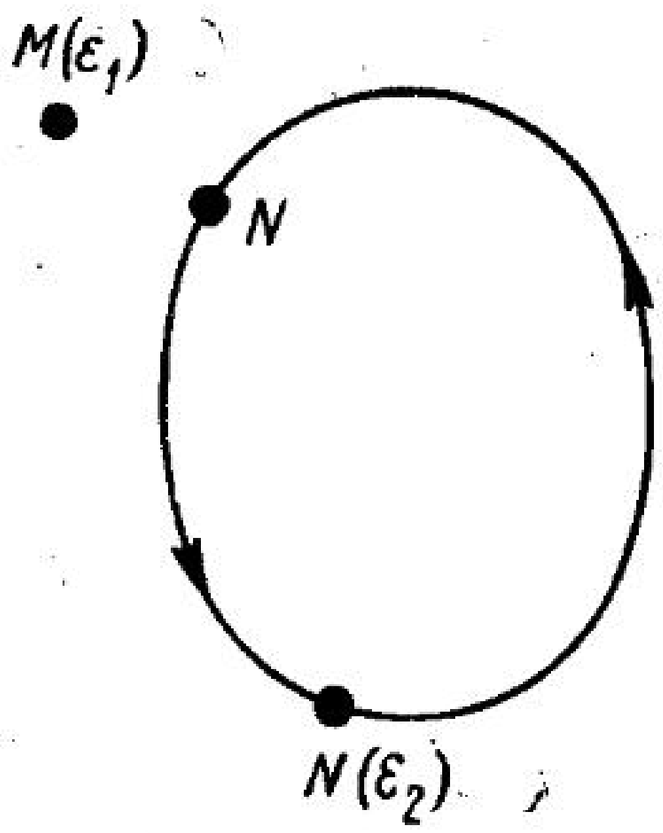


Рис. 3.15. Вихревые движения воздушных масс приводят к флуктуациям диэлектрической проницаемости

Функция корреляции $C(\rho)$ характеризует статистическую связь между флуктуациями диэлектрической проницаемости в двух точках *1* и *2*, удаленных одна от другой на расстояние ρ. При изотропной турбулентности функция корреляции зависит только от абсолютного значения ρ.

По определению

$$C(\rho) = \frac{\overline{\Delta\varepsilon_1(t)\,\Delta\varepsilon_2(t)}}{\overline{\Delta\varepsilon(t)^2}} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T\,\overline{\Delta\varepsilon(t)^2}} \int_{-T}^{+T} \Delta\varepsilon_1(t)\,\Delta\varepsilon_2(t)\,dt,$$

где черта означает усреднение во времени.

Средним размером турбулентности (неоднородности) называют величину

$$l = \int_0^\infty C(\rho)\,d\rho,\ м.$$

Как показывает последняя формула, средний размер турбулентности можно определить только при условии, что известна функция корреляции. По своему физическому смыслу величина l определяет в первом приближении радиус сферы, на которую простирается сильно выраженная статистическая связь. Если точки *1* и *2*

находятся на очень небольшом расстоянии друг от друга, то флуктуации в них протекают синхронно и $C(0)\to 1$. В другом крайнем случае, когда расстояние между этими точками очень велико, флуктуации в них протекают независимым образом и $C(\infty)\to 0$. $C(\rho)$ представляет собой монотонно убывающую четную функцию расстояния.

Итак, параметрами, характеризующими турбулентную тропосферу, являются интенсивность флуктуаций $\overline{(\Delta\varepsilon)^2}$ и средний размер неоднородностей l.

Подобно тому, как произвольную функцию времени, удовлетворяющую некоторым специальным условиям, можно представить в виде двойного интеграла Фурье, т. е. в виде непрерывного спектра гармонических составляющих $\cos\omega t$, где ω — круговая частота, монотонную функцию расстояния ρ можно представить в виде непрерывного спектра гармонических пространственных составляющих вида $\cos\frac{2\pi}{\Lambda}\rho$, где Λ — длина волны в пространстве [1]).

Обозначая через $F(K)$, где $K=2\pi/\Lambda$ — волновое число при механических колебаниях, пространственную плотность распределения (иначе — пространственный или энергетический спектр), на основании теоремы Фурье, можем записать в виде:

$$C(\rho)=\int_0^{\infty} F(K)\cos K\rho\, dK=\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} F(K)\, e^{iK\rho}\, dK.$$

Применяя обратное преобразование Фурье, определяем выражение для спектра

$$F(K)=\frac{2}{\pi}\int_0^{\infty} C(\rho)\cos K\rho\, d\rho=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} C(\rho)\, e^{-iK\rho}\, d\rho,\ м. \qquad (3.11)$$

Таким образом, происходящие в тропосфере флуктуационные процессы можно с одинаковым успехом рассматривать, исходя как из функции корреляции, так и из представления об энергетическом спектре вихревого движения воздушных масс.

Для типичных состояний турбулентности пространственный спектр имеет вид, показанный на рис. 3.14. Размер наиболее крупных вихрей обозначен через $L_0=\Lambda_0=2\pi/K_0$, а размер самых малых вихрей, разрушаемых силами вязкости, — через $L_s\approx\Lambda_s=2\pi/K_s$.

После всего изложенного нетрудно понять механизм дальнего распространения укв, который обусловлен процессами рассеяния

---

[1]) Здесь Λ не длина радиоволны, связанная с частотой соотношением $\lambda=c/f$, где $c=3\cdot 10^8$ *м/сек*, а длина волны механических колебаний, на которые можно разложить вихревое движение частиц воздуха.

в тропосфере. На рис. 3.16 схематически показана тропосферная линия связи. В точке A на высоте h_1 над поверхностью Земли расположена передающая антенна с коэффициентом направленности D_1, а в точке B на высоте h_2 над поверхностью Земли — приемная антенна с коэффициентом направленности D_2. Протяженность линии связи равна r. Прямые AM и BN представляют собой касательные к поверхности Земли, проведенные из точек расположения передающей и приемной антенн. Все точки, расположенные над касательными плоскостями AM и BN, обладают тем свойством, что они одновременно видны из пунктов расположения передающей и приемной антенн. Совокупность этих точек в пределах тропосферы образует то, что принято называть *общим объемом* или *объемом рассеяния*. Все неоднородности тропосферы, расположенные в пределах общего объема и облучаемые передающей антенной, становятся источниками рассеянного излучения, которое воздействует и на приемную антенну. Множество очагов рассеянного излучения создает результирующее поле в месте расположения приемной антенны. Вследствие происходящей при этом интерференции возникают замирания, всегда сопровождающие прием рассеянного тропосферой сигнала. Возникновение замираний при дальнем распространении укв было исследовано В. А. Красильниковым [36].

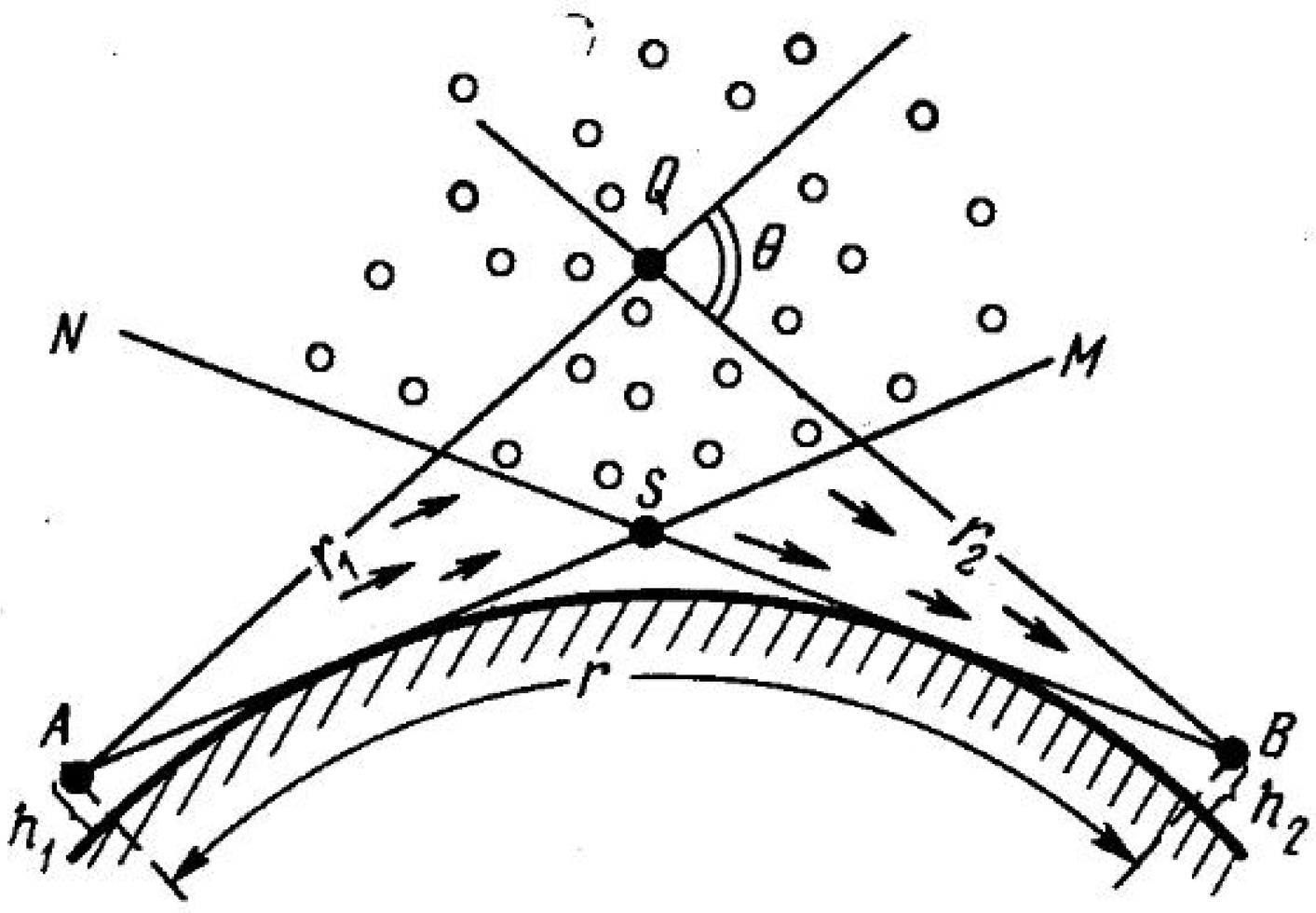


Рис. 3.16. К объяснению механизма дальнего распространения укв за счет рассеяния в тропосфере

Рассмотрим одну из точек Q (см. рис. 3.16) внутри общего объема V тропосферы. Пусть эта точка находится на удалении r_1 от передающей антенны и на удалении r_2 — от приемной. Прямые AQ и QB образуют угол θ, называемый *углом рассеяния*. Необходимо иметь в виду, что для наглядности масштаб по вертикали на рис. 3.16 сильно растянут. Если длина трассы r составляет 300 *км*, то высота нижней точки S общего объема над поверхностью Земли имеет порядок 1 *км*, а высота верхней точки общего объема, которая еще вносит заметный вклад в поле в пункте приема, — порядка 10 *км*. Поэтому в первом приближении можно считать, что все точки общего объема находятся в пределах максимума диаграммы направленности антенны.

В точке Q передающая антенна создает плотность потока энергии, равную

$$\Pi_Q = P_1 D_1 / 4\pi r_1^2, \ вт/м^2.$$

Обозначим через σ удельную эффективную площадь рассеяния единицы объема тропосферы с центром в точке Q. Напомним, что под эффективной площадью рассеяния тела понимают величину (имеющую размерность площади), которая, будучи умножена на плотность потока мощности первичного излучения (в месте расположения рассеивающего тела) и разделена на $4\pi r_2^2$ (где r_2 — расстояние от рассеивающего тела до точки приема), дает плотность потока мощности рассеянного излучения в точке приема. Таким образом, произведение $\Pi_Q\sigma$ характеризует мощность вторичного излучения тела. Интенсивность рассеяния зависит от угла рассеяния θ, поэтому удобно обозначить эффективную площадь рассеяния через σ(θ). Кроме того, поскольку речь идет об удельной площади рассеяния, размерность σ(θ) составляет: $м^2/м^3=1/м$.

Мощность вторичного излучения элемента dV по определению представляется выражением

$$dP_Q=\frac{P_1D_1\,\sigma(\theta)}{4\pi\,r_1^2}\,dV,\ вт.$$

Плотность потока энергии волны в месте расположения приемной антенны

$$d\,\Pi_B=dP_Q/4\pi\,r_2^2,\ вт/м^2,$$

а мощность, извлекаемая приемной антенной,

$$dP_2=d\,\Pi_B A_2,\ вт, \tag{3.12}$$

где A_2 — эффективная площадь приемной антенны, связанная с коэффициентом направленности D_2 соотношением $A_2=D_2\lambda^2/4\pi$, $м^2$.

Подставляя в ф-лу (3.12) значения dP_Q и A_2, находим

$$dP_2=\frac{P_1D_1D_2\sigma\,(\theta)\,\lambda^2\,dV}{16\pi^2r_1^2\,r_2^2\,4\pi},\ вт. \tag{3.13}$$

Для определения мощности, создаваемой всем объемом рассеяния, необходимо проинтегрировать выражение (3.13) по полному объему:

$$P_2=\frac{P_1D_1D_2\,\lambda^2}{64\pi^3}\int_V\frac{\sigma\,(\theta)\,dV}{r_1^2\,r_2^2},\ вт. \tag{3.14}$$

Формула (3.14) показывает, что для расчета мощности, создаваемой приходящей волной в приемной антенне, необходимо знать: а) конфигурацию общего объема V тропосферы, принимающего участие в создании рассеянного излучения, и б) выражение для удельной эффективной площади рассеяния.

3.9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ РАССЕЯНИЯ ТРОПОСФЕРЫ И ОБЪЕМА ТРОПОСФЕРЫ, АКТИВНО УЧАСТВУЮЩЕГО В СОЗДАНИИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Механизм рассеяния радиоволны единицей объема тропосферы можно представить так, как это показано на рис. 3.17. Обозначим волновое число радиоволны через $\kappa = 2\pi/\lambda$. На рисунке $\mathbf{\kappa}_1$ вектор длины κ, ориентированный вдоль направления падающей волны, а $\mathbf{\kappa}_2$ — вектор той же длины, ориентированный вдоль направления рассеянной волны. Угол между векторами $\mathbf{\kappa}_1$ и $\mathbf{\kappa}_2$, как отмечалось, носит название угла рассеяния. Для наглядности масштаб по вертикали на рис. 3.17 сильно растянут. В действительных условиях угол θ измеряется долями градуса или немногими градусами.

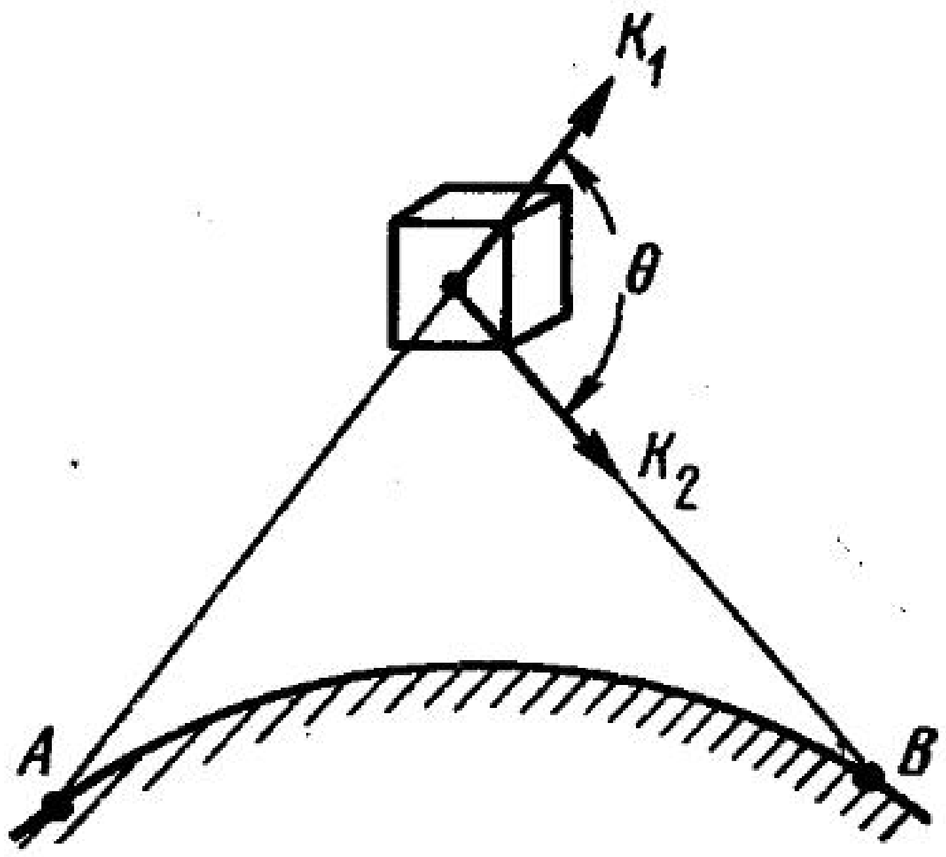


Рис. 3.17. К объяснению механизма рассеяния радиоволн единицей объема тропосферы

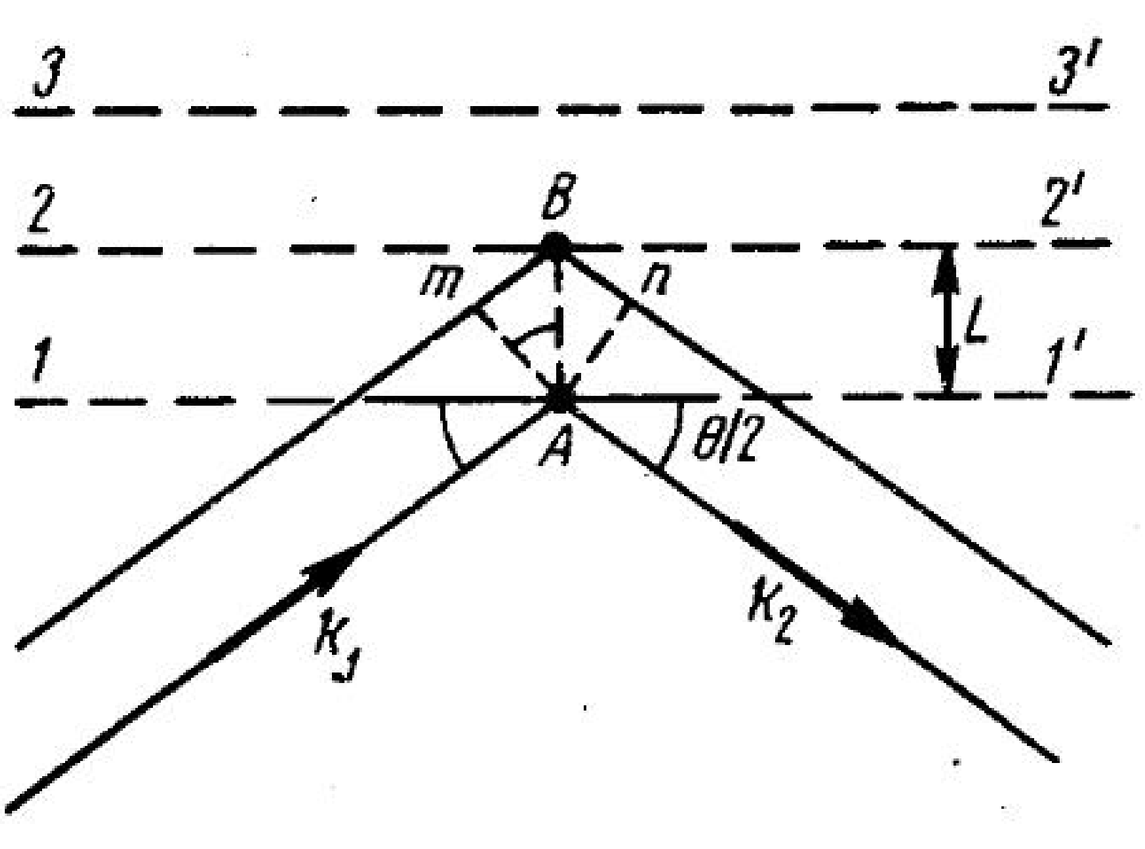


Рис. 3.18. Случай распространения, когда источники рассеяния расположены на параллельных плоскостях

Покажем теперь, что условия рассеяния в направлении θ определяются разностью векторов $\mathbf{\kappa}_1 - \mathbf{\kappa}_2$. Абсолютное значение этой разности будем в дальнейшем обозначать большой буквой K. Рассмотрим рис. 3.18, на котором представлен идеализированный случай рассеяния, когда источники рассеяния расположены на параллельных плоскостях *1—1′*, *2—2′*, *3—3′* и т. д., расстояния между которыми равны размеру вихря L. Луч, рассеиваемый в точке B, проходит в этих условиях дополнительный путь $mB + Bn$ по сравнению с лучом, рассеиваемым в точке A, и, следовательно, дополнительная разность фаз составляет

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(mB + Bn) = \kappa(mB + Bn). \qquad (3.15)$$

Из рис. 3.18 следует: $mB = Bn = L \sin \frac{\theta}{2}$. Подставляя это значение в ф-лу (3.15), находим

$$\Delta\varphi = 2\kappa L \sin\frac{\theta}{2}. \qquad (3.16)$$

С другой стороны, из векторной диаграммы рис. 3.19 следует:

$$|\mathbf{K}| = |\mathbf{\kappa}_1 - \mathbf{\kappa}_2| = 2\kappa \sin\frac{\theta}{2}, \ 1/м.$$

Используя это выражение, ф-лу (3.16) можно представить в виде $\Delta\varphi = KL$.

Наиболее благоприятные для рассеяния радиоволн условия возникают в том случае, когда рассеянное излучение от источников, расположенных на плоскости *1—1′*, совпадает по фазе с излучением, создаваемым источниками на плоскостях *2—2′*, *3—3′* и т. д., т. е.

$$\Delta\varphi = KL = \frac{4\pi}{\lambda}\sin\frac{\theta}{2}L = 2\pi, \qquad (3.17)$$

или

$$2\sin\frac{\theta}{2}L = \lambda. \qquad (3.17а)$$

Формулу (3.17) можно также изобразить в виде

$$K = 2\pi/L, \quad 1/м. \qquad (3.17б)$$

Формулы (3.17) и (3.17а) представляют собой известное из кристаллографии условие Вульфа—Брэгга, которое наблюдается при дифракции рентгеновских лучей в кристаллических телах.

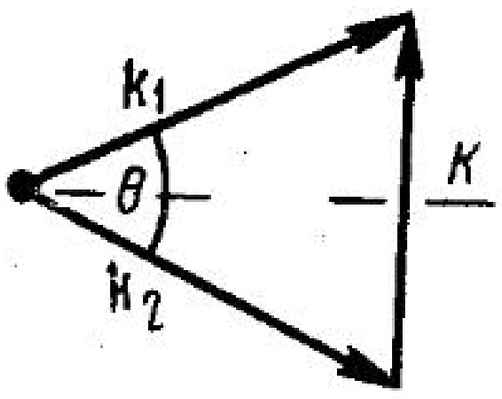


Рис. 3.19. Векторная диаграмма, поясняющая образование разности векторов

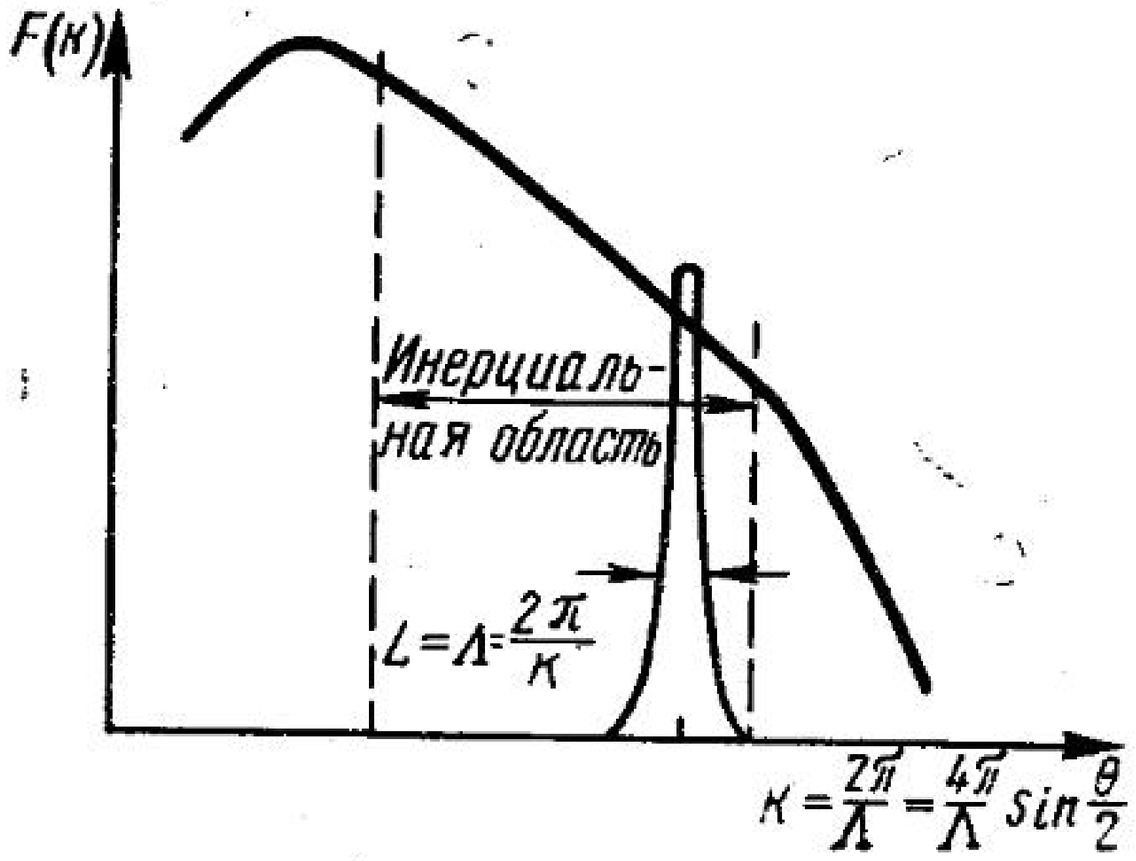


Рис. 3.20. Пространственный спектр флуктуаций

При заданных угле рассеяния θ (т. е. для трассы заданной длины) и длине радиоволны λ эффективное рассеяние в направлении на пункт приема создается только теми рассеивателями, которые удалены друг от друга по вертикали на расстояние L, определяемое из ф-лы (3.17а). В турбулентной тропосфере, как указывалось, имеются внхри всевозможных размеров в интервале от L_0 до L_s.

Это позволяет рассматривать процесс распространения как действие некоего узкополосного фильтра, выбирающего при заданных значениях λ и θ неоднородности вполне определенных размеров, которые и создают в основном поле рассеяния в точке приема. На рис 3.20 воспроизведен пространственный спектр, ранее представ-

ленный на рис. 3.14, и дополнительно показана полоса пропускания узкополосного фильтра. У кривой пропускания фильтра надписан размер вихрей, вносящих основной вклад в процесс рассеяния.

Величина L является, по существу, пространственным периодом повторения неоднородностей в тропосфере или, что то же, длиной волны механических колебаний, на которые раскладывается турбулентное движение; ранее эта величина обозначалась через Λ. Формулу (3.17б) поэтому можно переписать в виде $K=2\pi/\Lambda$, $1/м$.

Таким образом, величина K, фигурирующая в условии Вульфа-Брэгга для процессов турбулентного рассеяния, совпадает с введенным выше волновым числом для механических колебаний.

Статистическое рассмотрение процесса рассеяния радиоволн на неоднородностях тропосферы позволяет получить следующее выражение для эффективной площади рассеяния единицы объема [37]:

$$\sigma = \frac{\sin^2\alpha\,\kappa^4}{4\pi}\overline{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}\int_0^\infty C(\rho)\,\rho^2\,\frac{2\sin K\rho\,d\rho}{K\rho},\ 1/м. \qquad (3.18)$$

Здесь α — угол между вектором E и направлением на пункт приема.

Полученная формула показывает, что, зная выражение для функции корреляции $C(\rho)$ и среднеквадратичное значение флуктуаций диэлектрической проницаемости, можно однозначно определить выражение для удельной площади эффективного рассеяния σ.

Используя соотношение (3.11) между пространственным спектром флуктуаций и функцией корреляции, выражению (3.18) можно придать несколько иной вид. Действительно, применяя правило дифференцирования под знаком интеграла, из выражения (3.11) находим

$$\frac{1}{K}\frac{dF(K)}{dK} = -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty C(\rho)\frac{\sin K\rho}{K\rho}\rho^2 d\rho,\ м^3,$$

после чего ф-лу (3.18) можно переписать в виде

$$\sigma = -\frac{\sin^2\alpha\,\kappa^4}{8}\overline{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}\frac{dF(K)}{dK}\frac{1}{K},\ 1/м. \qquad (3.19)$$

Последняя формула показывает, что удельную эффективную площадь рассеяния тропосферы можно однозначно выразить через среднеквадратичное значение флуктуаций и их энергетический спектр.

В настоящее время еще не существует общепризнанной теории рассеяния в тропосфере, и различные авторы основываются на разных выражениях для функции корреляции или, что то же самое,

энергетического спектра. В зависимости от этого выражение (3.19) получает ту или иную конкретную форму.

Для той области спектра, где $F(K)=AK^{-n}$, входящая в формулу для удельной эффективной площади рассеяния величина $\frac{dF(K)}{dK}\frac{1}{K}$, имеет значение

$$-nAK^{-(n+2)}=-nA\left(2\kappa\sin\frac{\theta}{2}\right)^{-(n+2)},\ м^3.$$

Подставляя это значение в ф-лу (3.19), находим

$$\sigma=\frac{An\,\pi^2\sin^2\alpha}{8\,(4\pi)^n}\overline{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}\,\lambda^{(n-2)}\left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^{-(n+2)},\ 1/м. \qquad (3.19а)$$

Полученная формула интересна в двух отношениях. Прежде всего, она показывает, что наиболее интенсивное рассеяние происходит в направлении распространения излучаемой передатчиком радиоволны. В этом отношении рассеяние на локальных неоднородностях тропосферы существенно отличается от рассеяния на металлических телах. Вспомним, что металлизированная сферическая поверхность практически равномерно рассеивает энергию падающей радиоволны во всех направлениях. По этой причине процесс рассеяния в тропосфере часто называют «направленным рассеянием» («forward scattering»). С увеличением угла рассеяния θ интенсивность рассеянного излучения резко уменьшается. Кроме того, ф-ла (3.19а) характеризует зависимость σ от длины волны.

Помимо рассеяния на локальных неоднородностях турбулентного происхождения, при благоприятных метеорологических условиях в тропосфере возникают слоистые образования (например, у резко очерченной границы облаков, на границе потоков теплых и холодных масс воздуха и т. д.). Достигая этих слоистых неоднородностей, радиоволны испытывают от их внешней границы частичные отражения (рис. 3.21). Неоднородности могут быть самой различной формы, размеров и ориентировки. Достаточно протяженные неоднородности порождают правильные (псевдозеркальные) отражения радиоволн (*M*, *N* и *P* на рис. 3.21), а мелкие неоднородности *Q* вызывают рассеяние радиоволн, подобно локальным неоднородностям в рассмотренной выше теории. Множество быстро перемещающихся и меняющих свою форму слоистых неоднородностей вызывают интерференцию радиоволн, а следовательно, и замирания.

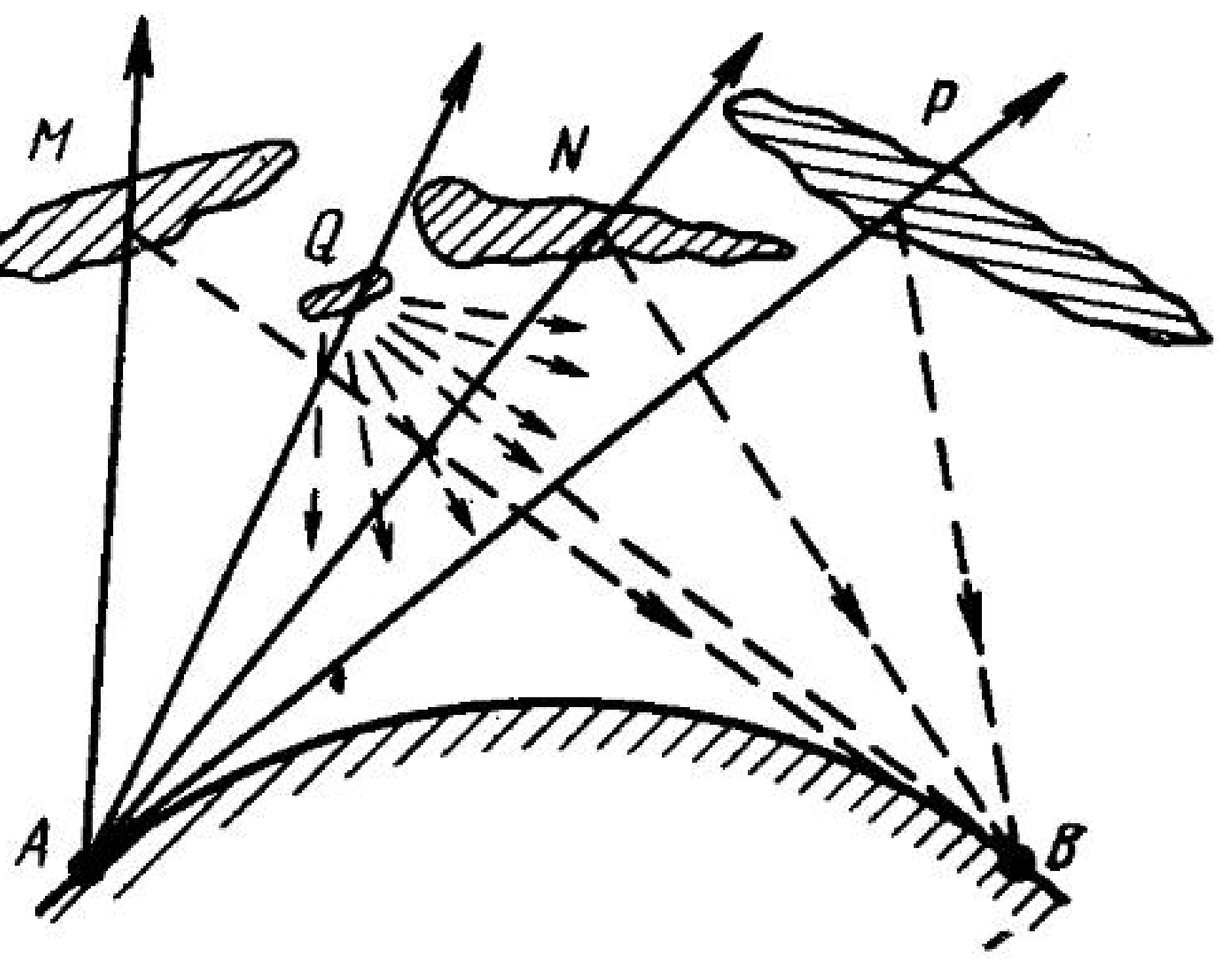


Рис. 3.21. Схема создания поля в месте приема за счет отражения и рассеяния волн от слоистых неоднородностей в тропосфере

Первая теория рассеяния на слоистых неоднородностях была разработана В. Н. Троицким в 1956 г. [38]. Эта теория получила развитие в работах Фрииса, Крауфорда и Хогга [39].

При определении объема тропосферы, активно участвующего в создании рассеянного излучения, следует отдельно рассматривать два случая: случай относительно слабонаправленных антенн и случай остронаправленных антенн.

В первом случае (относительно слабонаправленные антенны) по мере увеличения угла рассеяния θ сильно уменьшается значение эффективной площади рассеяния σ, ибо угол θ входит в знаменатель обычно в пятой степени. Предполагается, что ввиду малости углов синусы можно заменить аргументами. Кроме того, с увеличением высоты над поверхностью Земли резко уменьшается интенсивность флуктуаций.

Общий объем рассеяния в этом случае снизу ограничен двумя плоскостями, касательными к поверхности Земли, проведенными из точек расположения передающей и приемной антенн и перпендикулярными проведенной через конечные пункты трассы и центр земного шара плоскости, совпадающей с плоскостью рис. 3.16. Подробное рассмотрение вопроса показывает, что с боков общий объем ограничен плоскостями, параллельными плоскости рисунка и удаленными от нее на расстояние $5\,h_0$, где h_0 высота нижней точки общего объема (точка S на рис. 3.16) над поверхностью Земли. Сверху общий объем ограничен плоскостью, горизонтальной по отношению к точке, расположенной в середине трассы, и находящейся на высоте $4h_0$ над этой точкой.

В случае остронаправленных антенн общий объем рассеяния образуется пересечением пространственных диаграмм направленности передающей и приемной антенн.

3.10. МНОГОЛУЧЕВОСТЬ КАК ФАКТОР, ОСЛОЖНЯЮЩИЙ УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ. ДИСКРЕТНАЯ И ДИФФУЗНАЯ МНОГОЛУЧЕВОСТЬ

Нетрудно заметить, что только что рассмотренный механизм дальнего распространения ультракоротких волн за счет рассеяния в тропосфере существенно отличается от тех процессов, которые характеризуют распространение земных волн. Бросаются в глаза два отличия: во-первых, поле в месте приема создается в результате интерференции множества элементарных лучей, рассеиваемых от отдельных «глобул» в тропосфере; во-вторых, положение рассеивающих центров непрерывно и случайным образом изменяется, что приводит к такому же изменению длин путей отдельных лучей, а следовательно, и их фаз в месте приема. Если распространение энергии волны по многим путям получило в технике название многолучевости, то изменчивость во времени длины отдельных лучей можно было бы назвать «флуктуирующей многолучевостью». Многолучевость, притом случайным образом изменяющаяся во времени, несомненно осложняет процесс распространения.

Учитывая, что многолучевость свойственна не только процессам тропосферного распространения, но и встречается в ряде других случаев (например, при ионосферном распространении), целесообразно познакомиться с общими закономерностями, присущими этому явлению.

Различают дискретную и непрерывную (диффузную) многолучевость. В первом случае в пункт приема попадает ограниченное число лучей, например два, как это показано на рис. 3.22. Обычно длины путей, проходимые отдельными лучами, различны. При диффузной многолучевости в пункт приема попадает бесконечное множество элементарных лучей, как это показано на рис. 3.23. Рассмотренное в предыдущем параграфе распространение за счет рассеяния в тропосфере является примером диффузной многолучевости: элементарные лучи создаются множеством очагов рассеяния, локализованных в пределах «общего объема».

Говоря о роли многолучевости при распространении радиоволн, следует подвергнуть отдельному рассмотрению случаи импульсной передачи и излучения передатчиком незатухающих сигналов (или импульсов большой длительности).

Если передатчик A (рис. 3.22 и 3.23) излучает достаточно короткий импульс и если длины путей ANB и AMB различны, то сна-

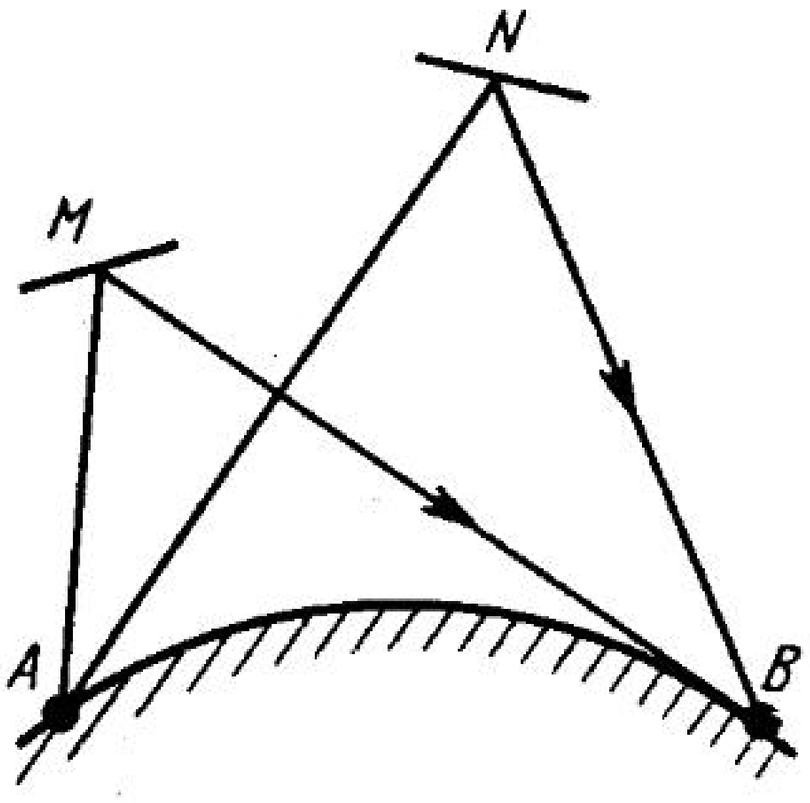


Рис. 3.22. Дискретная многолучевость при распространении радиоволн

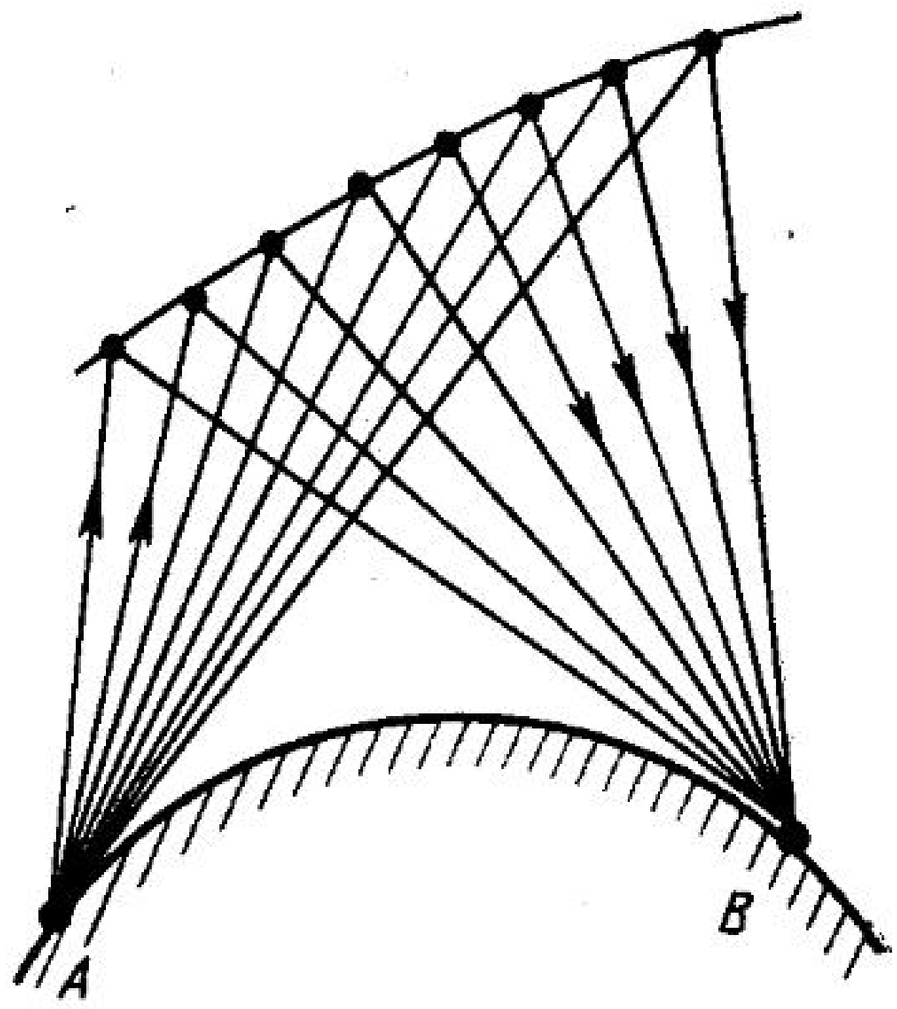


Рис. 3.23. Диффузная многолучевость при распространении радиоволн

чала пункта приема достигнет сигнал, распространяющийся по более короткому пути, а лишь некоторое время τ спустя [где $\tau = (ANB - AMB)/c$ — сигнал, прошедший более длинный путь]. В этих условиях многолучевость приводит к возникновению эха. На рис. 3.24 показан излучаемый импульс, а на рис. 3.24*б* — два импульса, которые зарегистрированы в пункте приема B. При диффузной многолучевости эха, как такового, наблюдаться не будет. В этих условиях короткий импульс растягивается до величины τ, как это показано на рис. 3.25*а* и *б*.

К совсем иным результатам приводит многолучевость при работе передатчика в режиме непрерывного излучения или при излучении импульсов, длительность которых превышает время τ. В этих условиях в течение какого-то отрезка времени на приемную антенну воздействуют все лучи и поле возле нее представляет собой результат интерференции двух, трех или бесконечно большого числа лучей. Если под действием тех или иных причин местоположение пунктов отражения или рассеяния (точки M и N на рис. 3.22)

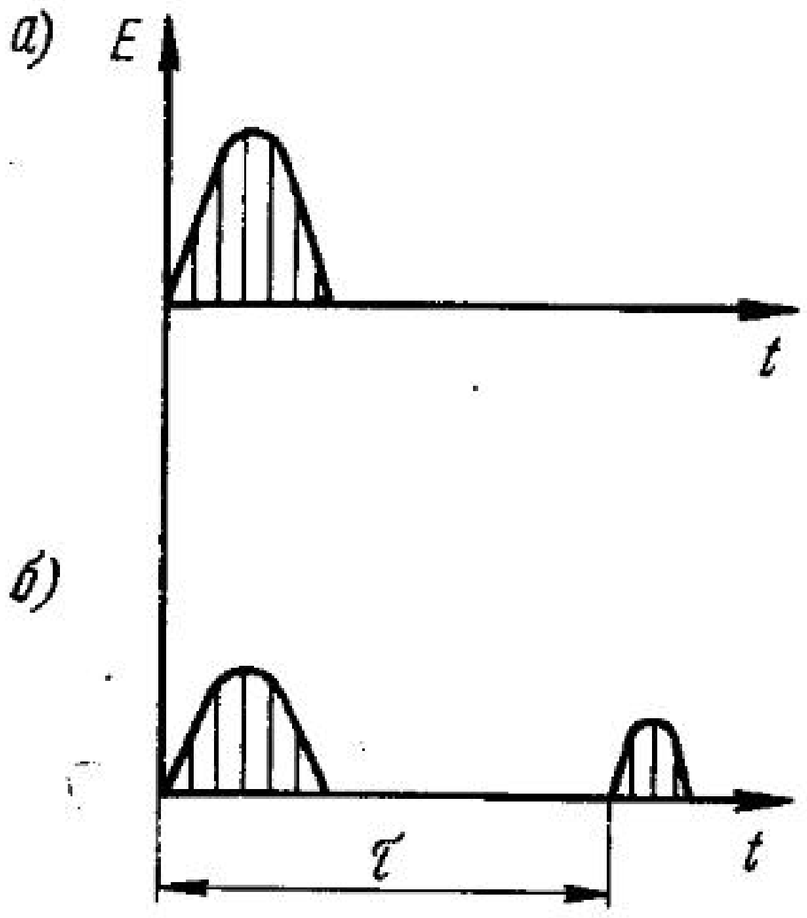


Рис. 3.24. При передаче коротких импульсов дискретная многолучевость порождает явление ближнего эха

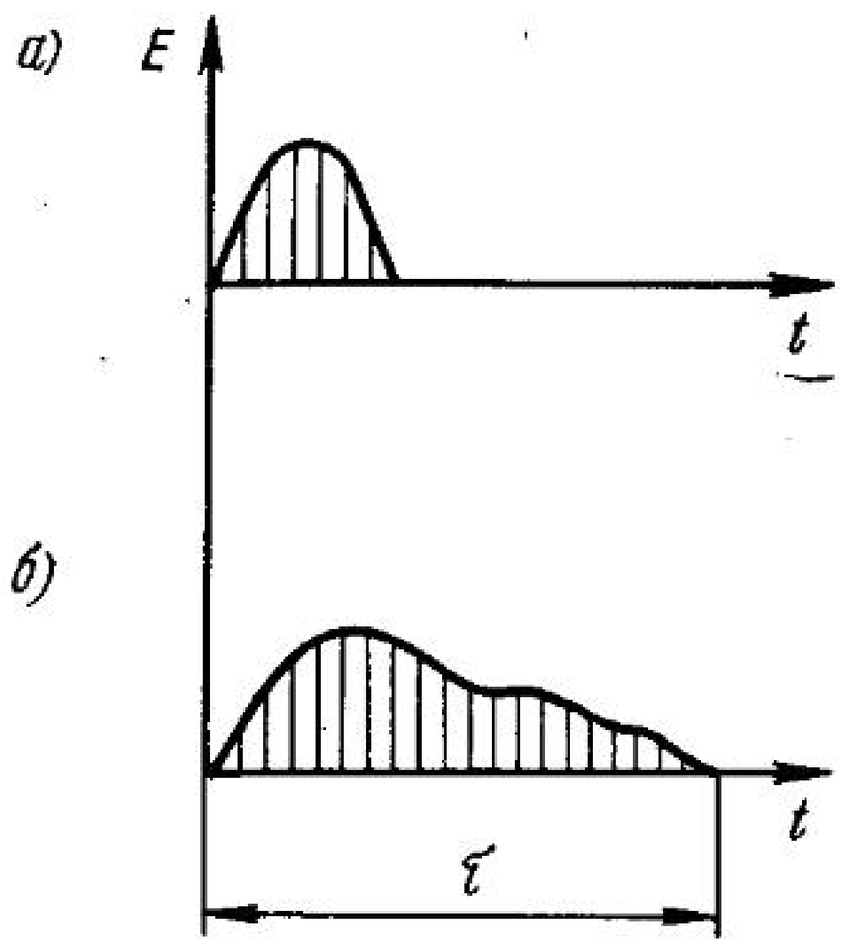


Рис. 3.25. При передаче коротких импульсов диффузная многолучевость является причиной растягивания импульсов

будет непрерывно и случайным образом меняться, то также случайно будут меняться фазы интерферирующих лучей. Если при этом возможные изменения длин путей, проходимых отдельными лучами, превосходят длину волны, то естественно предположить, что фазы интерферирующих лучей с одинаковой вероятностью могут принимать любые значения в интервале от 0 до 2π. В этих условиях дискретная и диффузная многолучевости отличаются только количеством n интерферирующих лучей. Если при дискретной многолучевости $n=2$, 3, 4 и т. д., то при диффузной многолучевости число n стремится к бесконечности.

Не следует смешивать флуктуирующую многолучевость со случаем «двухлучевости» при распространении волн в пределах прямой видимости при поднятых антеннах (см. рис. 2.4), когда приемной антенны тоже достигали два луча: прямой *(1)* и отраженный от земли *(2)*. В случае рис. 2.4 никаких флуктуаций фаз не происходило и мы имели дело с обычной, вполне детерминированной, интерференцией двух лучей.

Обратимся теперь к рис. 3.22 и поставим перед собой задачу найти амплитуду результирующего поля при интерференции двух лучей постоянных амплитуд, фазы которых случайным образом меняются и равномерно распределены в интервале от 0 до 2π. Оче-

видно, что ничто не изменится, если фазу первого луча мы будем считать фиксированной и все изменения отнесем за счет фазы второго луча.

Мгновенное значение результирующего поля в этих условиях представится выражением

$$E = E_{m1} e^{i\omega t} + E_{m2} e^{i(\omega t - \varphi)}, \tag{3.20}$$

а его амплитуда

$$E_{m0} = \sqrt{E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2E_{m1}E_{m2}\cos\varphi}. \tag{3.21}$$

В отличие от ранее встречавшихся формул, фаза φ в выражении (3.20) является случайной величиной, принимающей с одинаковой вероятностью любое значение в интервале от 0 до 2π. По этой причине случайной же величиной является и амплитуда результирующего поля, которая может изменяться в пределах от $E_{m1}+E_{m2}$ до $E_{m1}-E_{m2}$, если предположить, что $E_{m1}>E_{m2}$. Однако никто не возьмется теперь утверждать, что амплитуда E_{m0} с одинаковой вероятностью будет принимать любое значение внутри этого интервала. Наоборот, интуитивно чувствуется, что будут существовать какие-то предпочтительные значения.

Для определения вероятностных характеристик E_{m0} рассмотрим наиболее простой случай, когда $E_{m1}=E_{m2}=E_m$. Тогда ф-ла (3.21) принимает вид $E_{m0}=2E_m\cos\frac{\varphi}{2}$. Дифференцируя и отбрасывая знак минус, находим

$$dE_{m0} = E_m \sin\frac{\varphi}{2}\, d\varphi$$

или

$$d\varphi = \frac{dE_{m0}}{\sqrt{E_m^2 - E_{m0}^2/4}}. \tag{3.22}$$

Разделив обе части (3.22) на π, получаем

$$\frac{d\varphi}{\pi} = \frac{dE_{m0}}{\pi\sqrt{E_m^2 - \frac{E_{m0}^2}{4}}} = p\,dE_{m0}, \tag{3.22a}$$

где

$$p = \frac{1}{\pi\sqrt{E_m^2 - \frac{E_{m0}^2}{4}}}. \tag{3.23}$$

Левая часть равенства (3.22а), в силу предположения о равномерном распределении фазы, представляет собой вероятность того, что результирующая амплитуда заключена в интервале от E_{m0} до $E_{m0}+dE_{m0}$. Множитель p в теории вероятностей носит на-

звание плотности распределения. График плотности распределения показан на рис. 3.26. Из этого графика следует, что в рассматриваемом случае наиболее вероятно двойное значение амплитуды интерферирующих лучей.

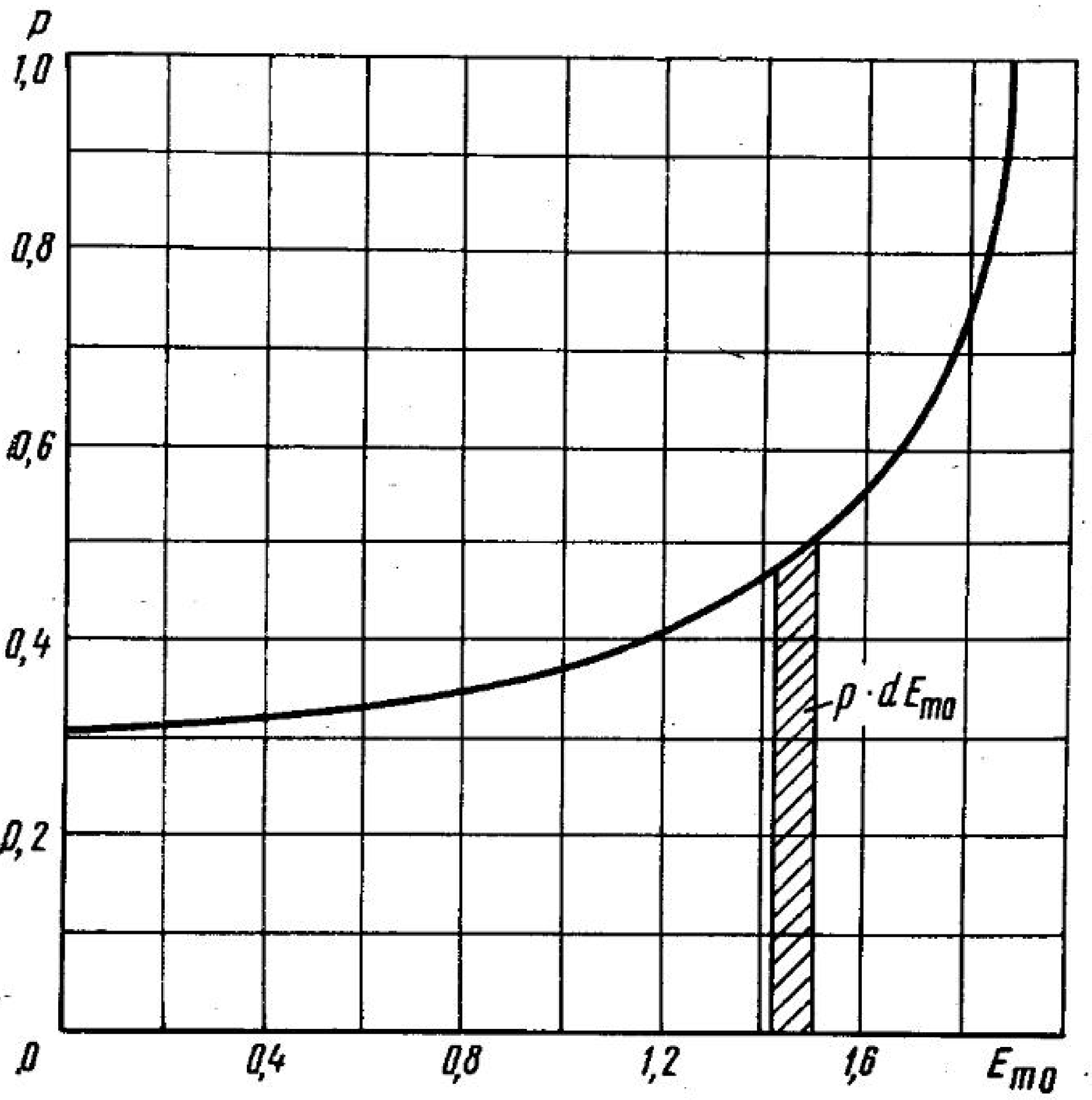


Рис. 3.26. Плотность распределения результирующей амплитуды при интерференции двух синусоидальных колебаний одинаковых амплитуд и случайных фаз

В практике радиосвязи гораздо бóльший интерес представляют так называемые функции распределения.

По определению вероятности всегда должно выполняться равенство

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x)\,dx = 1.$$

Назовем функцией распределения вероятность превышения случайной величиной x некоторого минимального значения $x_{мин}$, тогда

$$P(x_{мин}) = \int_{x_{мин}}^{\infty} p(x)\,dx, \qquad (3.24)$$

откуда непосредственно следует: $P(x) = -\dfrac{dP(x)}{dx}$.

Применяя ф-лу (3.24) к выражению (3.23), получаем

$$P(E_{\text{мин}}) = \frac{1}{\pi} \int_{E_{\text{мин}}}^{2E_m} \frac{dE_{m0}}{\sqrt{E_m^2 - \frac{E_{m0}^2}{4}}} = 1 - \frac{2}{\pi} \frac{E_{\text{мин}}}{2E_m}.$$

График функции распределения представлен на рис. 3.27.

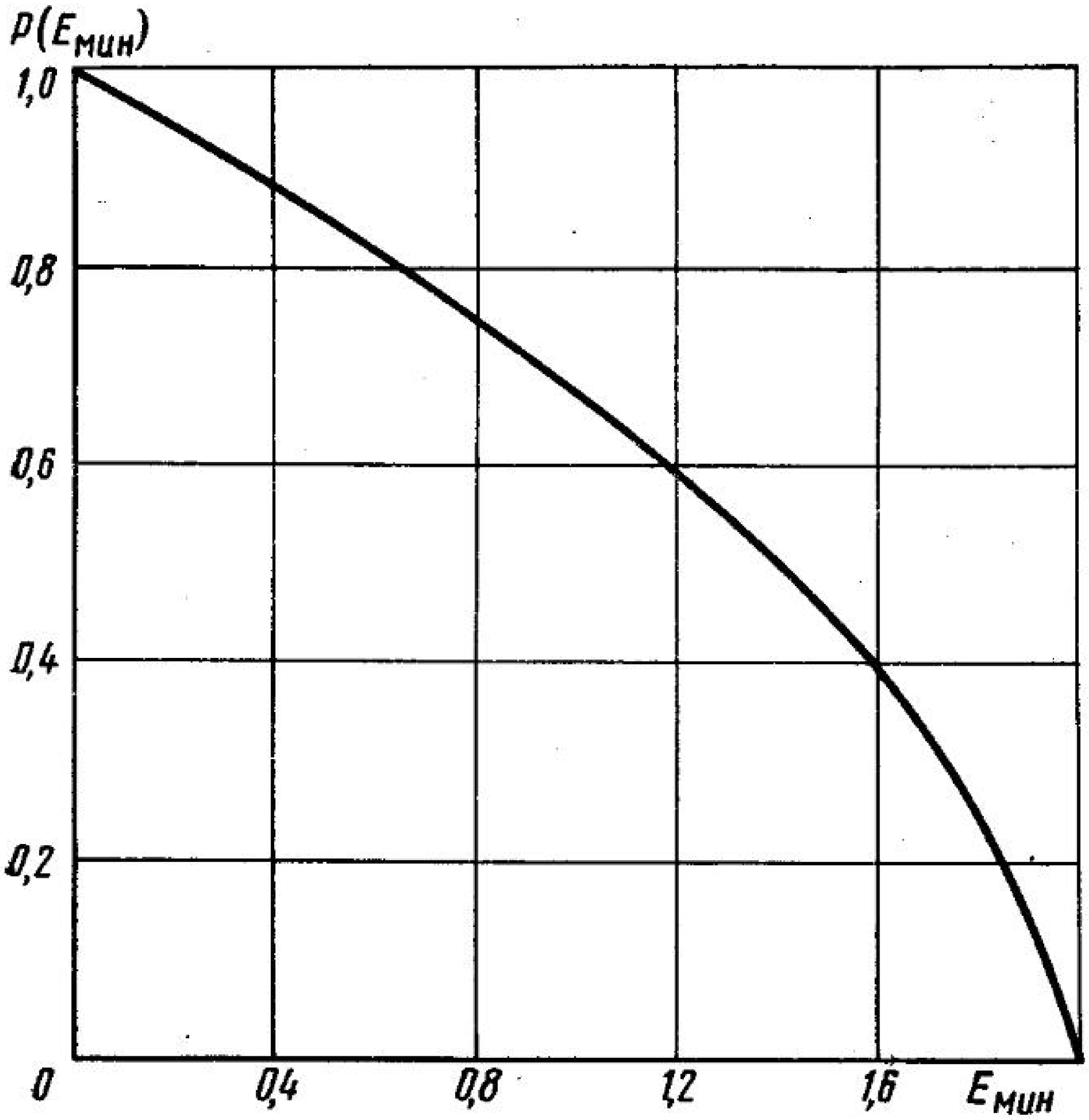


Рис. 3.27. Функция распределения результирующей амплитуды при интерференции двух синусоидальных колебаний одинаковых амплитуд и случайных фаз

Аналогичным образом можно найти плотности и функции распределения при интерференции трех и четырех лучей. Это все различные случаи дискретной многолучевости.

Как уже говорилось, при диффузной многолучевости поле в месте приема представляет собой результат интерференции бесконечно большого числа элементарных лучей. Анализ случая интерференции n лучей с произвольными амплитудами и случайными фазами [40], когда $n \geqslant 10$, показывает, что плотность распределения подчиняется закону Рэлея и выражается формулой

$$p(E_{\text{д}}) = \frac{2E_{\text{д}}}{(E_{\text{д}}^2)} e^{-\frac{E_{\text{д}}^2}{(E_{\text{д}}^2)}}, \ м/в, \qquad (3.25)$$

где $E_д$ — действующее значение напряженности поля, а $(\overline{E_д^2})$ — усредненное за большой срок (порядка 5—15 минут) значение квадрата действующего значения. График плотности распределения показан на рис. 3.28. Вероятность превышения уровня $E_{мин}$ (функция распределения) выражается формулой

$$P(E_{мин}) = \frac{2}{(\overline{E_д^2})} \int_{E_{мин}}^{\infty} E_д \, e^{-\frac{E_д^2}{(\overline{E_д^2})}} dE_д = e^{-\frac{E_{мин}^2}{(\overline{E_д^2})}}. \qquad (3.26)$$

График этой функции распределения представлен на рис. 3.29. Здесь по оси абсцисс отложена выраженная в процентах вероятность, а по оси ординат уровень принимаемого сигнала в децибелах по отношению к медианному уровню, который принят за 0 *дб*. Напомним, что медианным принято называть уровень, вероятность превышения которого составляет 50%.

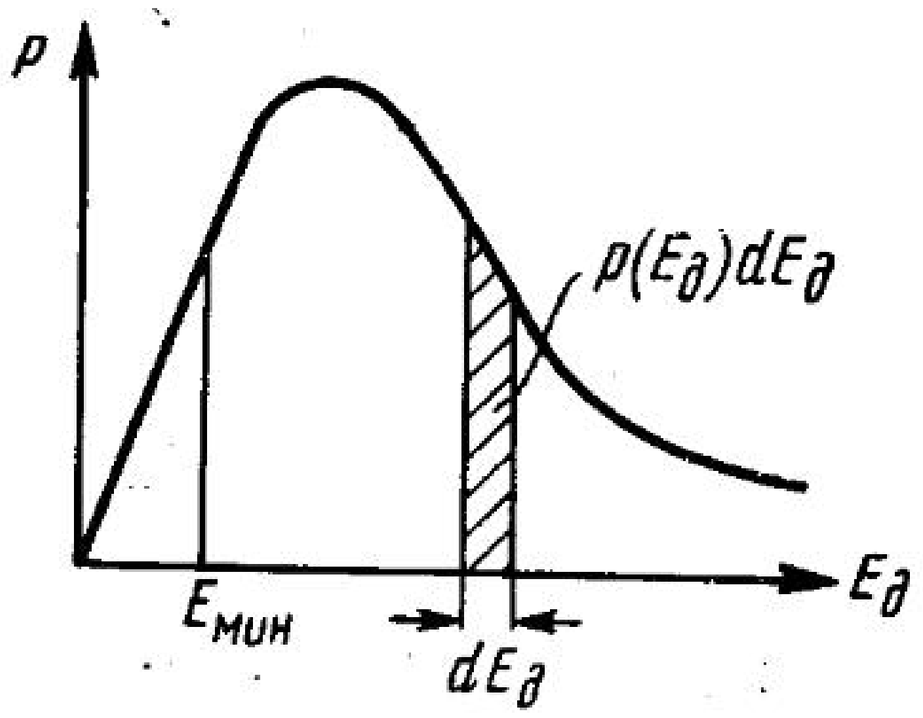


Рис. 3.28. Плотность распределения для закона Рэлея

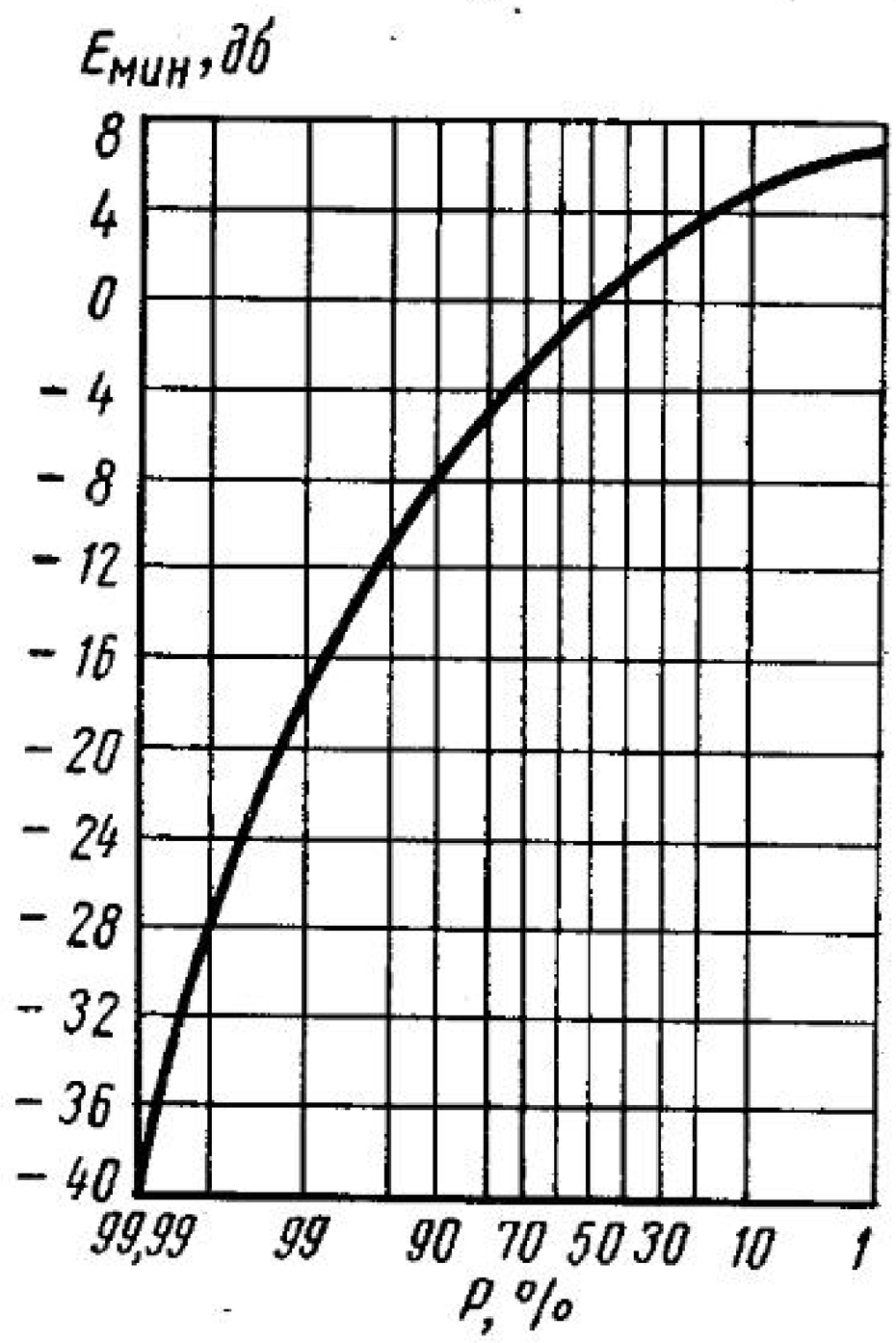


Рис. 3.29. Функция распределения уровней для быстрых замираний

Другим важным свойством флуктуирующей многолучевости является допплеровское изменение частоты принимаемого сигнала. Напомним, что если длина пути, по которому распространяется волна, по той или иной причине изменяется со скоростью v, то наблюдатель в месте приема вместо излучаемой частоты f регистрирует частоту $f' = f\left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$ *гц*, где c — скорость света. Знак плюс соответствует случаю уменьшения длины пути, а минус — возрастанию. Применительно к рассматриваемому случаю, причиной изменений длины пути является вариация местоположения точек M и N (см. рис. 3.22), под действием движения воздушных масс и турбулентных процессов.

Игак, многолучевость приводит к двум новым проявлениям: возникновению задержки во времени τ, которая определяется разностью длин наиболее протяженного и самого короткого пути и допплеровскому изменению частоты принимаемого сигнала на величину $\Delta f = f' - f = \pm \frac{fv}{c} = \pm \frac{v}{\lambda}$, *гц*. Под действием первой причины весьма короткий импульс растягивается в месте приема на величину τ. Под действием второй — излучаемый монохроматический сигнал превращается в месте приема в сигнал, промодулированный случайным образом по амплитуде, что эквивалентно возникновению размытого спектра.

Чем больше задержка во времени τ, чем значительнее допплеровское изменение частоты Δf (а следовательно, чем чаще замирания), тем сложнее условия распространения. Обозначая через $\tau_{макс}$ — максимальное время задержки $\left(\tau_{макс} = \frac{ANB - AMB}{c} - \right.$ применительно к рис. 3.21), а через $\Delta f_{макс}$ — максимальные значения допплеровского смещения частоты, очень удобно степень сложности условий распространения характеризовать безразмерным фактором $F = \tau_{макс} \Delta f_{макс}$. Для рассмотренных в этой главе тропосферных линий связи $\tau_{макс} = 10^{-6}$ *сек*, а $\Delta f_{макс} = 10$ *гц*. Следовательно, $F = 10^{-5}$. Абсолютные значения величины F для других условий распространения приведены в последующих разделах книги.

3.11. ЗАМИРАНИЯ СИГНАЛОВ ПРИ ТРОПОСФЕРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН

Как уже отмечалось, характерной особенностью дальнего распространения укв за счет рассеяния в тропосфере является подверженность принимаемых сигналов замираниям, т. е. непрерывным и беспорядочным колебаниям напряженности поля в месте приема. Собственно замираниями называют именно эти непрерывные быстрые колебания уровня принимаемого сигнала, с длительностью порядка минут, секунд и даже долей секунд, которые представляют собой искажения. От них следует отличать случайные изменения среднего уровня принимаемого сигнала с большей продолжительностью, на которые накладываются замирания. Случайные изменения среднего уровня обусловлены при тропосферном распространении метеорологическими причинами—такими, как изменение интенсивности флуктуаций, изменение условий турбулентного перемешивания, прохождение фронтов, изменение температурного режима тропосферы и т. д. Важно, что эти более медленные изменения уровня поля не обусловлены интерференционными процессами. Эти случайные изменения не следует, в свою очередь, смешивать с регулярными суточными и сезонными изменениями уровня поля, наблюдаемыми при разных условиях распространения волн.

Замирания сигналов отмечаются не только при тропосферном распространении, но и в ряде других случаев, поэтому изучаемый в настоящем параграфе материал в одинаковой мере относится ко всем видам замираний, в том числе и к возникающим при ионосферном распространении радиоволн.

Наличие замираний вынуждает нас вводить специальные определения для характеристики среднего уровня принимаемого сигнала и степени отклонения мгновенных значений уровня от указанного среднего значения. Наиболее распространенным является выражение среднего уровня в медианных значениях напряженности поля.

Предположим, что сигнал принимается в течение времени T, рис. 3.30, причем изменения напряженности поля во времени представляются сплошной линией. Для нахождения медианного значе-

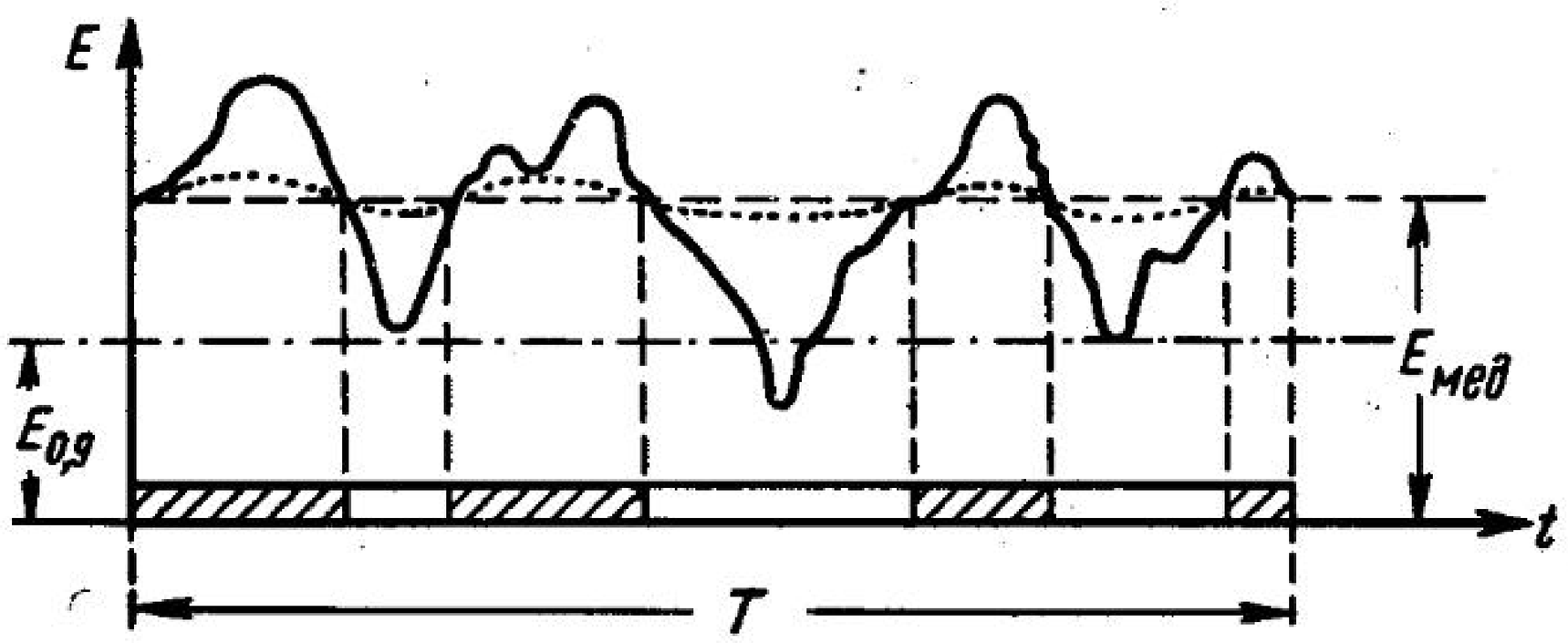


Рис. 3.30. К определению медианного уровня принимаемого сигнала

ния напряженности поля необходимо провести прямую, параллельную оси абсцисс, на таком уровне, чтобы сумма промежутков времени, в течение которых фактическое значение поля превышает указанный уровень, была равна сумме промежутков, в течение которых фактические значения меньше этого уровня. На рис. 3.30 медианный уровень обозначен через $E_{мед}$. Периоды превышения заштрихованы. Общая длина заштрихованных участков равна общей длине незаштрихованных

Характеризуя средний уровень принимаемого сигнала, медианное значение напряженности поля, конечно, никак не отражает глубины замираний. Два сигнала с одинаковыми медианными значениями могут претерпевать различные по глубине замирания. На рис. 3.30 точечным пунктиром показан принимаемый сигнал, уровень которого пересекает медианный уровень в тех же точках, что и ранее рассмотренный сигнал (сплошная линия). Стало быть, оба сигнала имеют одно и то же медианное значение, однако сигнал, представленный пунктирной линией, почти не испытывает замираний. Для грубой характеристики замираний необходимо дополнительно указать еще значения двух-трех уровней, которые превышаются в течение, скажем, 90%, 99%, 99,9% времени приема. Один

из таких уровней, обозначенный $E_{0,9}$, нанесен на рис. 3.30. В этих обозначениях медианный уровень будет выражаться символом $E_{0,5}$.

Важными характеристиками замираний являются средняя частота (иначе, среднее число замираний в минуту или в секунду) и глубина замираний. Частоту замираний обычно определяют по числу пересечений медианного уровня. Так, например, на рис. 3.30 за промежуток T произошло 7 пересечений, что соответствует частоте в 3,5 периода за время T. Глубину замираний можно оценить только весьма условно. Прежде всего, нельзя под глубиной замираний понимать отношение максимального к минимальному значению напряженности поля за время T, так как отдельные пики могут достигнуть весьма больших значений, однако с очень малой вероятностью. С другой стороны, глубокие минимумы маскируются шумовым фоном. Поэтому обычно под глубиной замираний понимают разность $(E_{0,1}—E_{0,9})$, выраженную в *дб*. Согласно такому определению, по графику на рис. 3.30, следует установнть уровень, превышаемый, скажем, в течение 10% времени и выраженный в *дб* по отношению к 1 *мкв/м* $(E_{0,1})$, и уровень, превышаемый в течение 90% времени, в тех же единицах $(E_{0,9})$. Разность этих величин в *дб* и будет характеризовать с известным приближением глубину замираний.

Выше указывалось, что наиболее полно замирания характеризует функция распределения. Обработка наблюдений за характером медленных колебаний уровня принимаемого сигнала, обусловленных изменяющимися метеорологическими условиями (а не интерференцией лучей), показывает, что они подчиняются логарифмически нормальному закону распределения и только накладывающиеся на них более быстрые колебания (т. е. замирания в собственном смысле этого слова) следуют рассмотренному выше закону Рэлея.

Хорошо известно, что весьма большое число случайных процессов, с которыми приходится встречаться при изучении различных явлений в природе и в технике, подчиняется нормальному закону распределения. Установлено, что этот закон проявляется всякий раз, когда рассматриваемая случайная величина находится под воздействием большого числа случайных величин, каждая из которых вносит только малый вклад в результирующее значение.

При нормальном распределении величины Z плотность распределения определяется формулой

$$p(Z)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(Z-a)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{(в единицах } Z^{-1}\text{)},$$

где a — математическое ожидание величины Z (в единицах Z), σ — стандартное отклонение (в единицах Z), σ^2 — так называемая дисперсия или центральный момент второго порядка величины Z (в единицах Z^2).

Напомним, что математическим ожиданием непрерывно меняющейся случайной величины Z называют ее среднее значение, определяемое по формуле

$$м.\ о\ \ Z = \overline{Z} = \int_{-\infty}^{+\infty} Zp(Z)\,dZ \ \text{(в единицах } Z).$$

В случае нормального распределения математическое ожидание совпадает с медианным значением величины Z.

Дисперсией, по определению, называют математическое ожидание квадрата отклонения величины Z от математического ожидания Z, т. е.

$$\sigma^2 = м.\ о.\ (Z-\overline{Z})^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (Z-\overline{Z})^2 p(Z)\,dZ = \overline{Z}^2 - (\overline{Z})^2$$

(в единицах Z^2). Черта, как всегда, означает усреднение по времени.

Дисперсия характеризует меру отклонения случайной величины от ее среднего значения: чем меньше дисперсия, тем меньше отклоняется исследуемая величина от ее среднего значения.

Как показывает более подробный анализ закона нормального распределения, стандартное отклонение σ представляет собой такое отклонение от медианного значения, при котором вероятность превышения этого уровня составляет соответственно 16 и 84%.

Как следует из названия, при логарифмически нормальном распределении по нормальному закону оказывается распределенной не сама исследуемая величина, а ее логарифм. Плотность распределения в этих условиях выражается формулой

$$p(E_д) = \frac{1}{E_д \beta \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln E_д - \alpha)^2}{2\beta^2}},\ м/в.$$

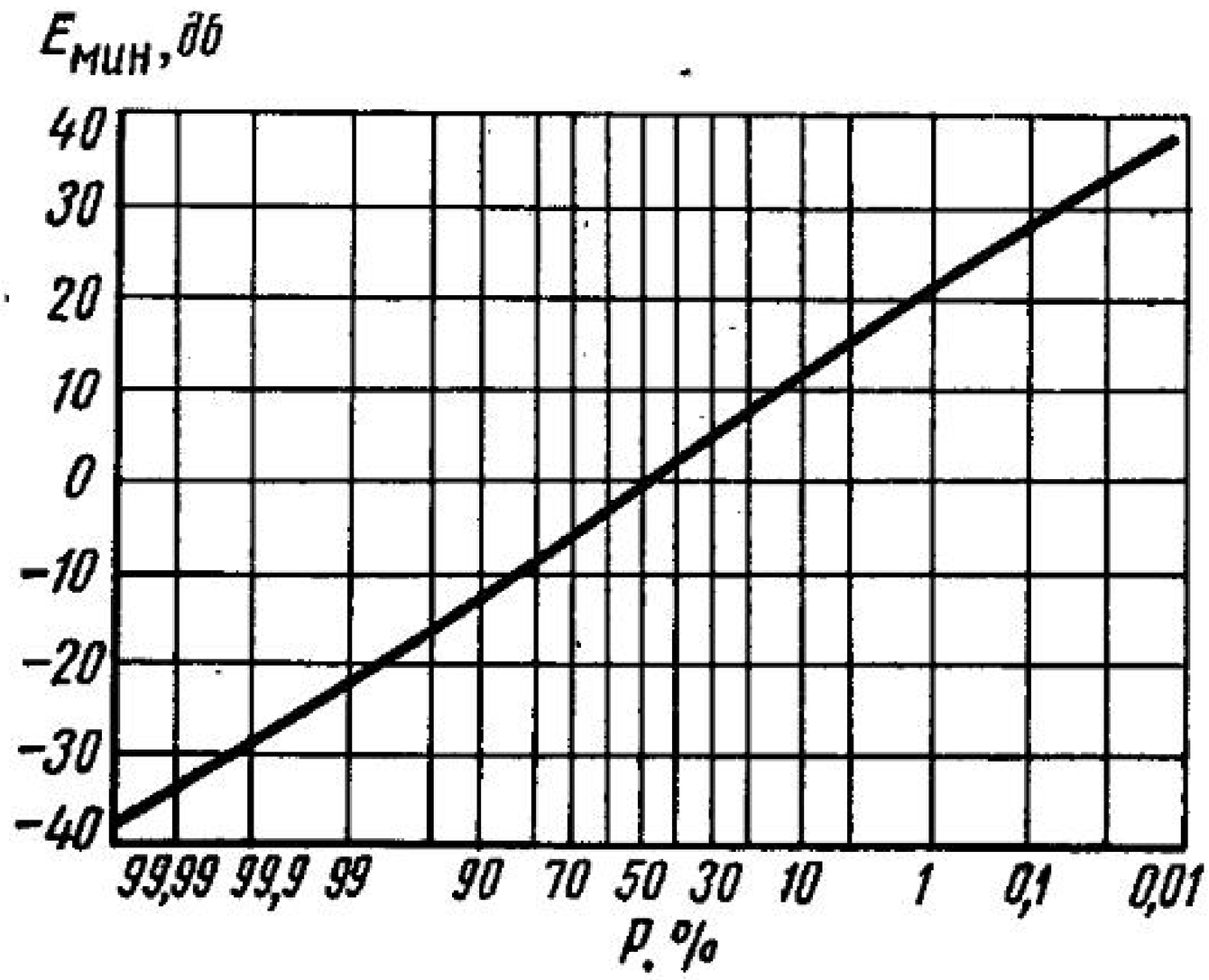


Рис. 3.31. Функция распределения уровней для медленных замираний

График функции логарифмически нормального распределения изображен на рис. 3.31. По оси абсцисс отложены вероятности превышения уровня $E_{мин}$, выраженные в процентах, причем масштаб выбран с таким расчетом, чтобы логарифмически нормальная зависимость выражалась прямой линией.

Быстрые замирания, или замирания в собственном смысле этого слова, как отмечалось выше, подчиняют-

ся рэлеевскому распределению [ф-ла (3.26)]. Формулу (3.26) нетрудно преобразовать таким образом, чтобы величина $E_{мин}$ выражалась по отношению к медианному значению, т. е. точно так же, как это было сделано при логарифмически нормальном распределении. Положив в (3.26) $P(E_{мин})=0{,}5$, находим

$$E^2_{мед} = 0{,}69\,\overline{(E^2_д)},\ в^2/м^2. \qquad (3.27)$$

Заменяя в ф-ле (3.26) $\overline{(E^2_д)}$ через $E^2_{мед}$ при помощи соотношения (3.27), плотность распределения можно представить в виде, более удобном для практического применения:

$$\rho(E_д) = \frac{1{,}38E_д}{E^2_{мед}}\,e^{-0{,}69\frac{E^2_д}{E^2_{мед}}}.$$

Закон Рэлея в чистом виде реализуется далеко не во всех случаях. В тех условиях, когда поле в месте приема представляет собой результат интерференции колебания с постоянной амплитудой и фазой и множества колебаний с произвольными амплитудами и случайными фазами (последние образуют «ансамбль Рэлея»), выполняется так называемый обобщенный закон Рэлея, или закон Райса [41].

Приписывая постоянной составляющей амплитуду, равную единице, и обозначая отношение квадрата действующего значения суммы составляющих, образующих «ансамбль Рэлея», к действующему значению постоянной составляющей через κ^2, функцию распределения для обобщенного закона Рэлея можно представить в виде

$$P(r_{мин}) = \frac{2}{\kappa^2}\int_{r_{мин}}^{\infty} r\,e^{-\frac{1+r^2}{\kappa^2}}\,I_0\left(\frac{2r}{\kappa^2}\right)dr,$$

где r — относительное значение (по сравнению с единицей) амплитуды результирующего поля, а $I_0(x)=J(ix)$, где $J(ix)$ — бесселева функция первого рода нулевого порядка от чисто мнимого аргумента.

Функции распределения для обобщенного закона Рэлея при разных значениях отношения мощности случайных составляющих («рэлеевского ансамбля») к мощности постоянной составляющей, обозначенного κ и выраженного в *дб*, представлены на рис. 3.32. Масштаб по оси абсцисс отличается от соответствующих масштабов на рис. 3.31 и 3.29, а именно: на рис. 3.32 выбран такой масштаб вероятностей, при котором закон распределения Рэлея отображается прямой. Рисунок 3.32 показывает, что при больших значениях κ результирующее распределение приближается к рэлеевскому, отличаясь от него при малых (отрицательных) значениях $\kappa_{[дб]}$. При $\kappa\to-\infty$ результирующая амплитуда вырождается в век-

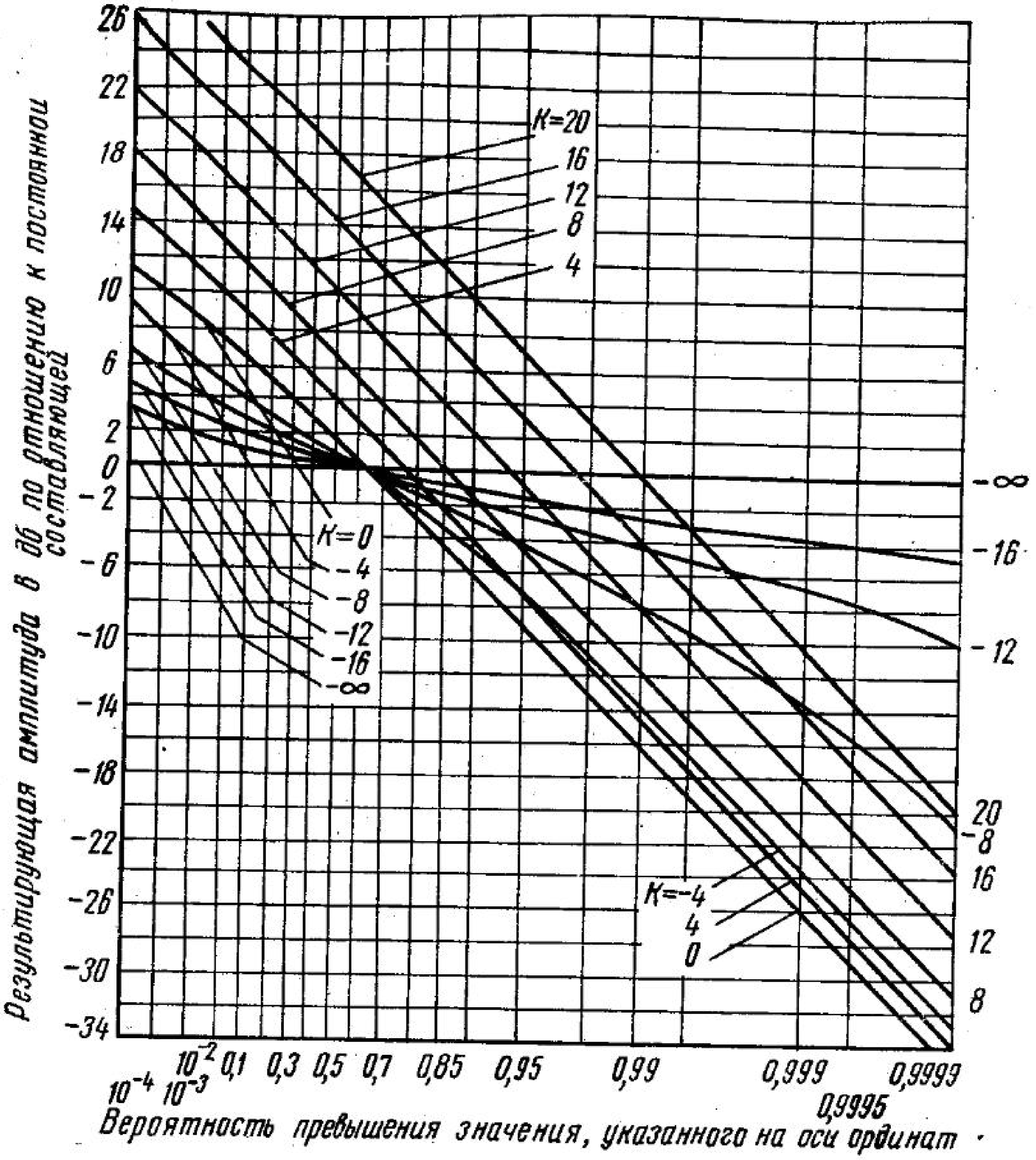


Рис. 3.32. Функцня распределения уровней для обобщенного закона Рэлея

тор постоянной амплитуды, представляющий собой «постоянную составляющую» интерферирующих колебаний.

Все виды замираний, независимо от диапазона волн и способа распространения, обладают свойствами временной, пространственной и частотной избирательности.

Под избирательностью замираний во времени понимают следующее. Допустим, что зависимость подверженного замираниям поля от времени выражается случайной функцией $f(t)$. Пусть $f(t+\tau)$ выражает ту же зависнмость, в которой начало отсчета сдвинуто на промежуток времени τ. Функцией автокорреляции $R(\tau)$ называют величину, определяемую формулой

$$R(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T}f(t)\,f(t+\tau)\,dt=\overline{f(t)\,f(t+\tau)}.$$

Из формулы следует, что функция автокорреляции представляет собой среднее по времени значение произведений функций, разделенных промежутком времени τ. После интегрирования переменная t, естественно, исчезает, поэтому независимой переменной функции корреляции является сдвиг по времени τ. Функция автокорреляции характеризует статистическую связь между значениями случайной величины, разделенными интервалом τ. Если $\tau \to 0$, то функция автокорреляции стремится к максимальному значению $R(0) = \overline{f^2(t)}$. По мере роста τ $R(\tau)$ монотонно уменьшается.

На практике удобнее пользоваться относительным значением функции автокорреляции, или коэффициентом автокорреляции, определяемым формулой

$$\rho(\tau) = \frac{\overline{[f(t) - \overline{f(t)}]\,[f(t+\tau) - \overline{f(t)}]}}{\overline{f^2(t)} - [\overline{f(t)}]^2}, \qquad (3.28)$$

который при $\tau = 0$ принимает значение $\rho(0) = 1$ и стремится к нулю по мере роста τ.

В реальных условиях уже при конечном значении τ функции $f(t)$ и $f(t+\tau)$ можно считать статистически независимыми. В этом и заключается избирательность замираний по времени.

Свойство пространственной избирательности заключается в том, что характер замираний сигнала при одновременном приеме его в пунктах, удаленных на расстояние l, делается все более независимым по мере роста l. Начиная с некоторого критического значения разнесения антенн $l_{кр}$, замирания делаются практически независимыми. Объясняется это тем, что радиоволны, воздействующие на разнесенные антенны, создаются в несколько различных условиях, хотя и в пределах общего объема рассеяния.

Обозначим через $f_1(t)$ случайную функцию, характеризующую процесс замираний в месте расположения первой антенны, а через $f_2(t)$ — то же, для второй. Относительной функцией взаимной корреляции (или просто коэффициентом корреляции) называют величину

$$R_{1,2}(l) = \frac{\overline{[f_1(t) - \overline{f_1(t)}]\,[f_2(t) - \overline{f_2(t)}]}}{\overline{f_1^2(t)} - [\overline{f_1(t)}]^2}.$$

При $l = 0$, $R_{1,2}(0) = 1$, а при возрастании l монотонно стремится к нулю. Экспериментальные данные показывают, что при тропосферном распространении и разнесении антенн на расстояние порядка $l = 100\lambda$ коэффициент корреляции весьма мал и замирания у разнесенных антенн протекают независимым образом.

По тем же причинам при одновременном приеме двух частот, излучаемых одним и тем же передатчиком и отличающихся на величину Δf, характер замираний принимаемых на этих частотах сигналов тем более независим, чем больше расстройка. Экспериментальные данные показывают, что при рабочей частоте $f = 2{,}3$ *Гц* и $\Delta f = 2$ *Мгц* коэффициент корреляции составлял $R(\Delta f) = 0{,}4$, а при

$\Delta f = 4$ *Мгц* он уменьшался до значения $R(\Delta f) \approx 0{,}1$ [42]. В этом проявляется свойство частотной избирательности замираний.

Свойства пространственной и частотной избирательности замираний широко используются в практике радиосвязи для борьбы с искажениями сигналов, обусловленными замираниями.

Обозначим через S_1 вероятность того, что при приеме на одну антенну сигнал упадет ниже порогового значения $E_{мин}$, при котором еще возможен уверенный прием сигналов. Величина S_1 связана с ранее введенным обозначением $P(E_{мин})$ соотношением

$$S_1 = 1 - P(E_{мин}).$$

Если, к примеру, $S_1 \approx 10\%$, то это значит, что сигнал будет уверенно приниматься в течение 90% времени работы линии радиосвязи.

При приеме на две разнесенные антенны вероятность того, что одновременно и на первой и на второй антеннах сигнал окажется ниже порогового значения, можно найти, применяя известную в теории вероятностей теорему о совмещении независимых событий. При этом предполагается, что антенны разнесены друг относительно друга на такие расстояния, при которых замирания протекают независимым образом. Эта теорема гласит, что если S_1, S_2 и т. д. представляют собой вероятности независимых событий, то вероятность одновременного наступления этих событий равна произведению вероятностей этих событий. В рассматриваемом случае вероятность нарушения приема при использовании n разнесенных антенн равна

$$S_n = S_1^n. \qquad (3.29)$$

Способы сложения сигналов при приеме на разнесенные антенны и при использовании разнесения по частоте подробно рассматриваются в курсе радиоприемных устройств. Рисунок 3.33 весьма наглядно показывает, насколько эффективны такие меры борьбы с замираниями, как прием на разнесенные антенны или применение разнесения по частоте, или использование того и другого приема одновременно. Особенно велик выигрыш при переходе от одинарного приема (так называют прием на одну антенну) к сдвоенному. Дальнейшее увеличение числа разнесенных антенн хотя и приводит к заметному выигрышу, но не к столь большому, как переход от одной антенны к двум. Заметим, что прием на разнесенные антенны не может быть использован как мера борьбы с медленными колебаниями уровня принимаемого сигнала.

Другим параметром замнраний является их частота. Раньше упоминалось, что частоту замираний в первом приближении можно характеризовать их средней длительностью. Более полной характеристикой является закон распределения средней длительности. Однако во многих случаях удобнее пользоваться понятием о частотном спектре замираний, точнее о частотном спектре огибающей амплитуды принимаемого сигнала.

Подобно тому, как пространственный спектр флуктуаций $F(K)$ в тропосфере связан с пространственной функцией корреляции $C(\rho)$ преобразованием Фурье [ф-ла (3.11)], частотный спектр (во времени) замираний $F(\omega)$ связан с относительным значением функ-

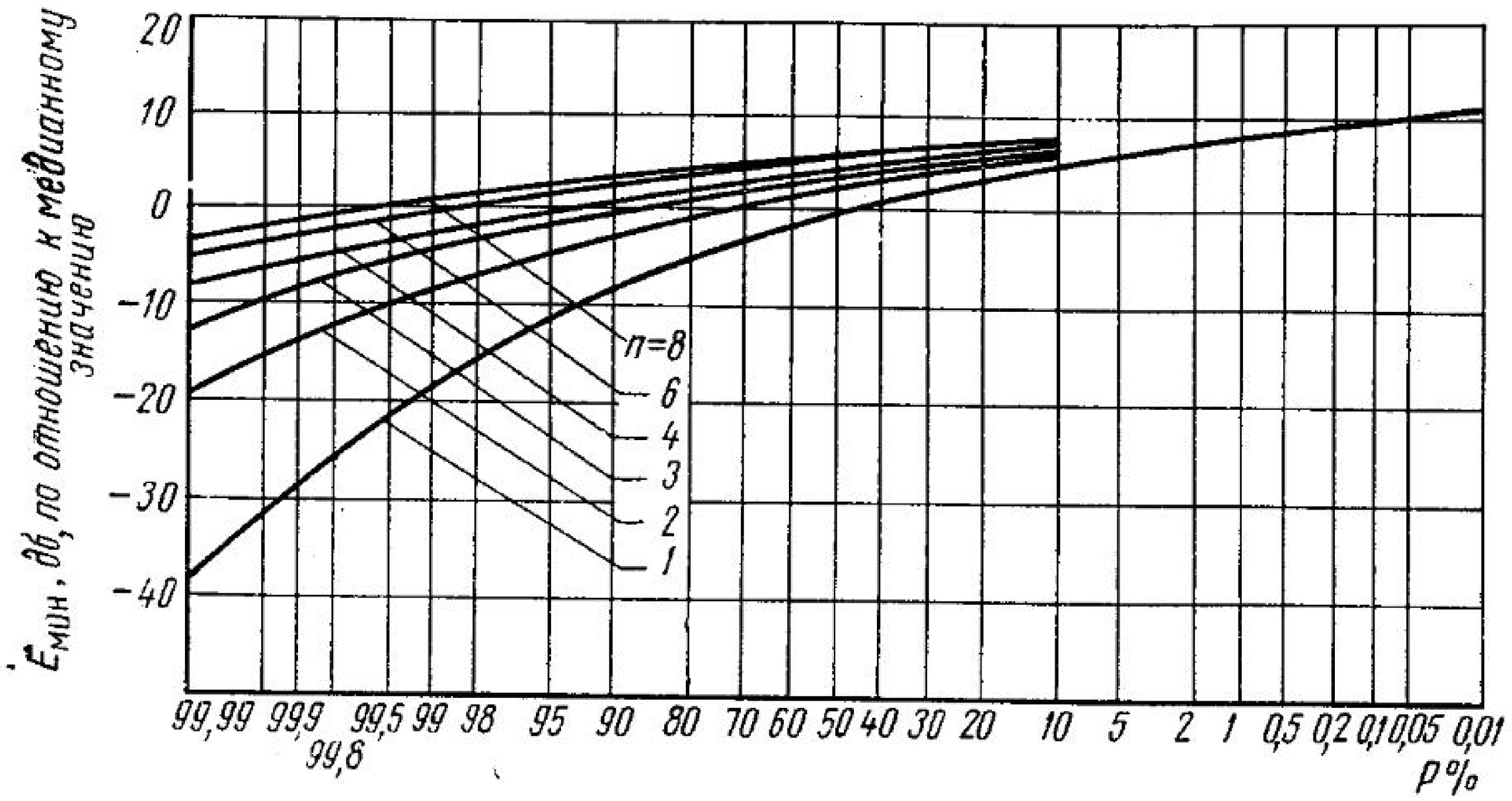


Рис. 3.33. Кривые распределения вероятностей превышения некоторого мнимального уровня (в децибелах по отношенню к медианному уровню прн приеме на одну антенну) при прнеме на n разнесенных антенн

ции автокорреляции $\rho(\tau)$ [ф-ла (3.28)]. Применяя преобразование Фурье к функции автокорреляции, находим

$$F(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau)\, e^{-i\omega\tau}\, d\tau, \quad сек.$$

До сих пор рассматривались замирания на тропосферных линиях связи в предположении, что передатчик работает в режиме непрерывного излучения. В тех же случаях, когда по каналам связи передаются широкополосные сигналы (несколько десятков телефонных сообщений или телевизионная программа), замирания существенно влияют на полосу частот, передаваемых без искажений. Действительно, в силу рассмотренного выше свойства избирательности замираний, если интервал частотной корреляции составляет Δf, то только в пределах этой полосы сообщение будет воспроизводиться без существенных искажений.

Для борьбы с такого рода искажениямн применяется разнесенный прием и используются соответствующие схемы сложения сигналов, которые рассматриваются в курсе «Радиоприемные устройства».

3.12. СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ УРОВНЯ СИГНАЛА ПРИ ТРОПОСФЕРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН. ВЛИЯНИЕ КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ

Внешне влияние времени года на условия распространения за счет рассеяния в тропосфере проявляется в том, что на трассах, расположенных в северном полушарии, уровень сигнала в летние месяцы выше, чем в зимние. В средних широтах сезонные изменения уровня сигнала достигают значений порядка 10—12 *дб*.

Сезонные изменения уровня напряженности поля хорошо иллюстрируются рис. 3.34. На верхнем графике плавная кривая пока-

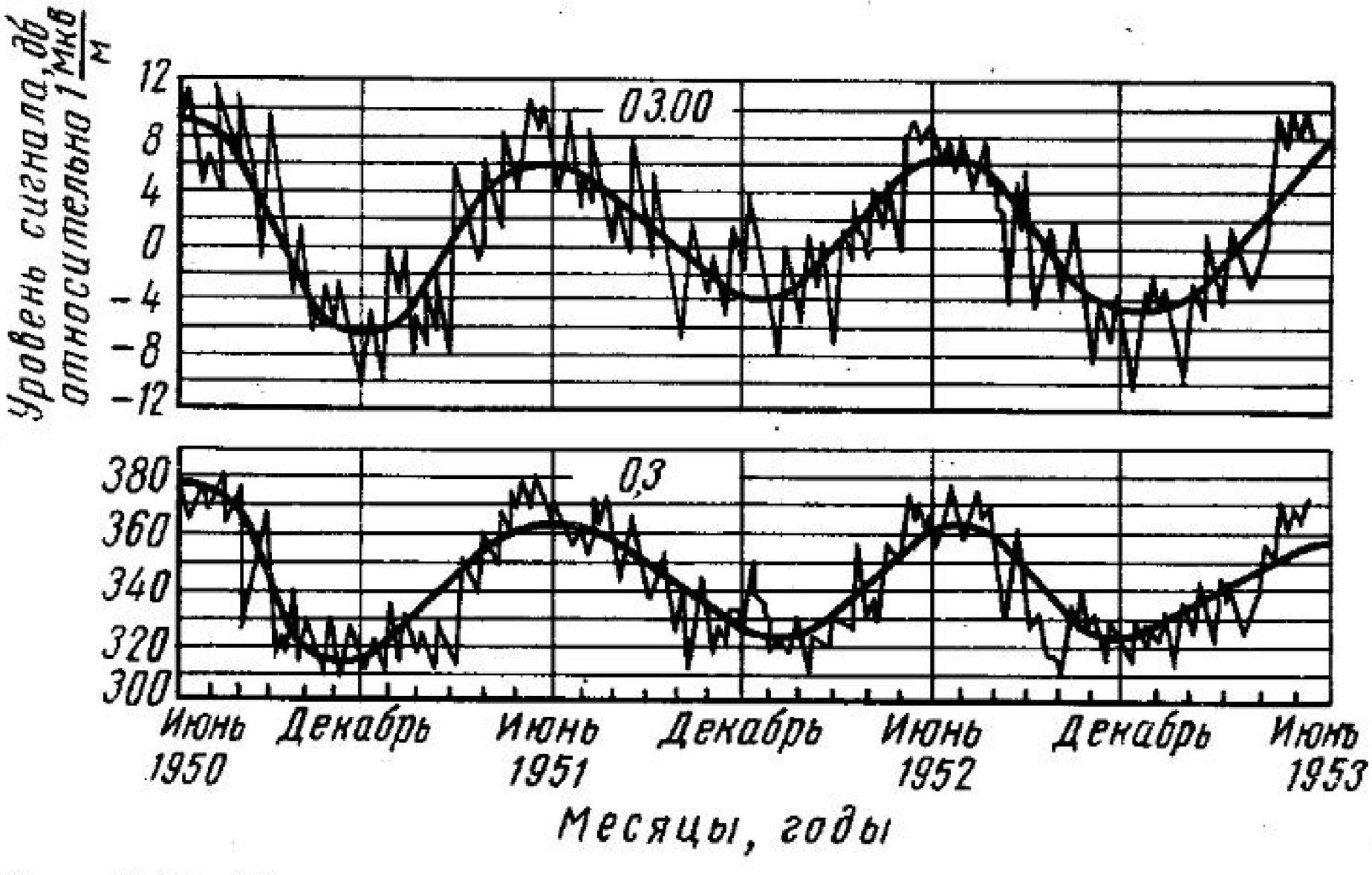


Рис. 3.34. Сопоставление изменений среднего уровня сигнала на трассе с изменениями индекса преломления у поверхности Земли

зывает изменение среднего уровня напряженности за трехлетний промежуток времени на частоте 104,5 *Мгц* на трассе протяженностью 282 *км* [43]. На нижнем графике показано изменение среднего значения индекса преломления $N_з$ у поверхности Земли на середине трассы за тот же срок. Ход обеих кривых одинаков. Тесную связь, которая существует между средним значением $N_з$ у поверхности Земли и уровнем рассеянного сигнала, можно объяснить следующим образом. При переходе от зимы к лету в результате увеличения средней температуры и повышения общей влажности воздуха (вследствие повышенного испарения) значение $N_з$ возрастает. В то же время величина индекса преломления у верхней границы тропосферы почти не претерпевает изменений, поэтому градиент $\frac{dN}{dh}$ с наступлением лета уменьшается (градиент по знаку всегда отрицателен; возрастает его абсолютное значение). Из ф-лы (3.6а) для радиуса кривизны луча в тропосфере следует, что

уменьшение градиента влечет за собой уменьшение радиуса кривизны.

На рис. 3.35 показан ход лучей при рассеянии радиоволн в тропосфере зимой и летом. Если зимой нижняя точка общего объема занимала положение C, то с наступлением лета из-за бо́льшего искривления лучей эта точка опускается в C'. Угол рассеяния θ при этом уменьшается. Далее действуют два фактора. Поскольку удельная эффективная площадь рассеяния σ, согласно наиболее употребительным теориям рассеяния, обратно пропорциональна пятой степени θ, то даже незначительное уменьшение угла рассеяния повлечет за собой возрастание уровня рассеянного сигнала. С другой стороны, интенсивность флуктуаций индекса преломления тропосферы (и его вертикального градиента) всегда возрастает по мере приближения к поверхности Земли, что вызывает дополнительное увеличение уровня сигнала. Действуя согласно, оба фактора приводят к заметному увеличению уровня сигнала при переходе от зимы к лету.

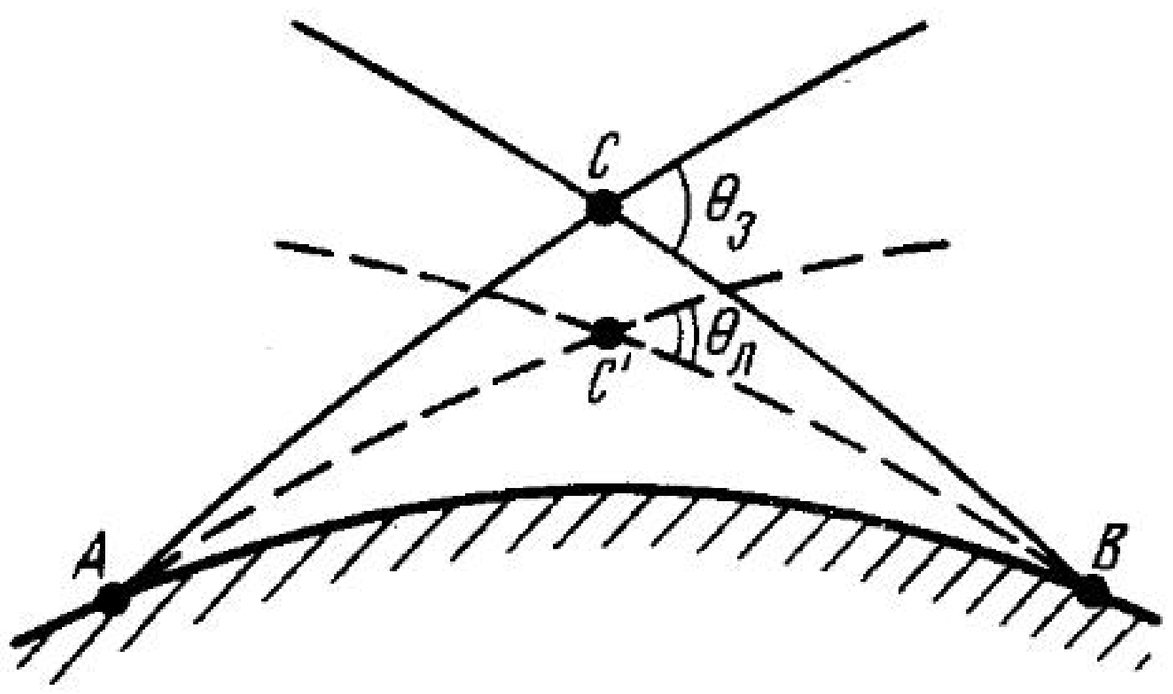


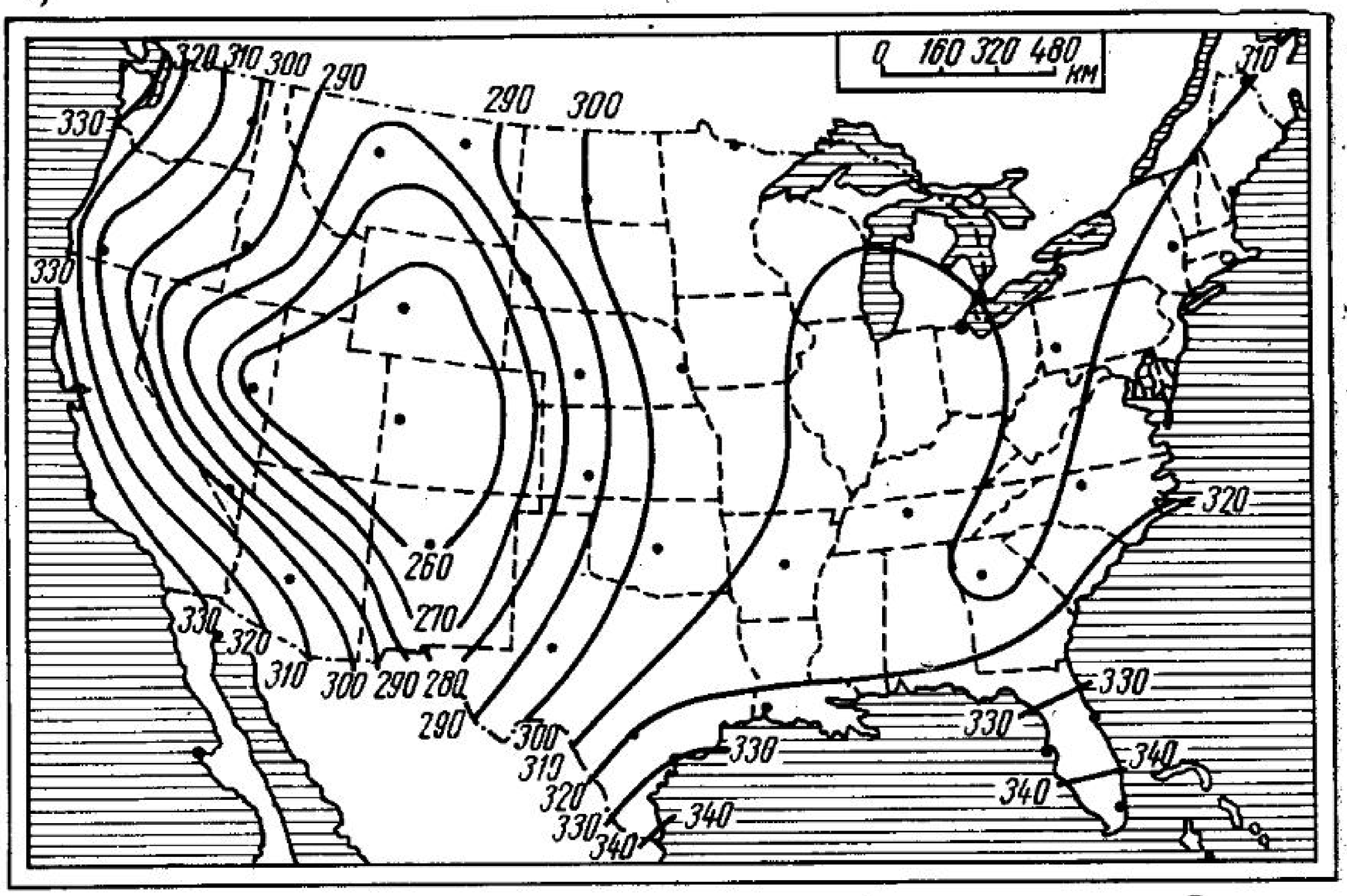
Рис. 3.35. Ход лучей при рассеянии радиоволн в тропосфере зимой (сплошные линии) и летом (штриховые линии)

Теплый морской климат благоприятствует тропосферному рассеянию, а сухой и холодный приводит к ослаблению поля. Общее представление об интенсивности тропосферного рассеяния в некотором районе земного шара могут дать карты местности, с нанесенными на них изоплетами значений N_3 у поверхности Земли для зимы и лета. Такие карты, составленные для Северной Америки, приведены на рис. 3.36. Из рассмотрения этих карт можно вывести заключение, что в летние месяцы наиболее благоприятные условия для рассеяния в тропосфере имеются в районе Мексиканского залива, а зимой наихудших условий распространения следует ожидать в гористых районах континента (штат Колорадо).

3.13. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ УСЛОВИЙ ПРОХОЖДЕНИЯ СИГНАЛОВ В ТРОПОСФЕРНЫХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

На основании обобщения результатов измерений напряженности поля в диапазоне ультракоротких волн на больших расстояниях от передатчика в условиях, которые исключали влияние тропосферных волноводов, была установлена зависимость множителя ослабления от расстояния для различных длин волн в диапазоне от $\lambda = 1{,}5$ *м* до $\lambda = 3$ *см* [44]. Соответствующий график показан на рис. 3.37, на котором приведены медианные (см. параграф 3.11) значения множителя ослабления для зимних месяцев в сред-

а)



б)

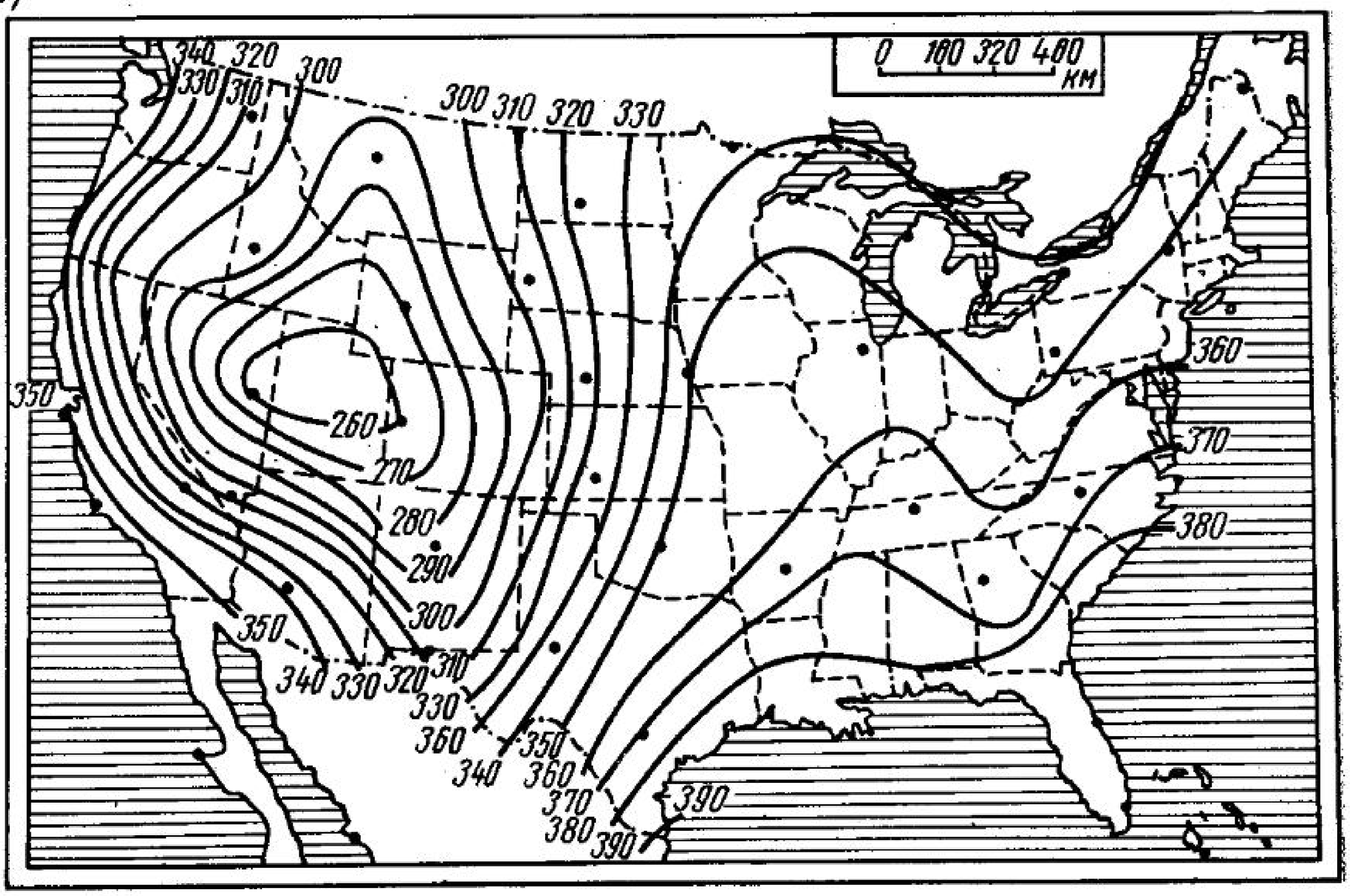


Рис. 3.36. Карта Северной Амернки с изоплетами значений индекса преломления:
а — для знмы, *б* — для лета

них широтах северного полушария при распространении над сушей. Такая оговорка необходима, так как в соответствии с изложенным в предыдущем параграфе рассеянное поле в месте приема радиоволн сильно зависит от среднего значения индекса пре-

ломления $N_з$ у поверхности Земли, который в зимние месяцы меньше, чем в летние.

По этой причине в основу инженерного расчета следует положить график зависимости множителя ослабления от расстояния для зимних месяцев. Если связь будет обеспечена в зимний период, то она будет тем более уверенной летом. При помощи семейства кривых, приведенных на рис. 3.37, можно без труда опреде-

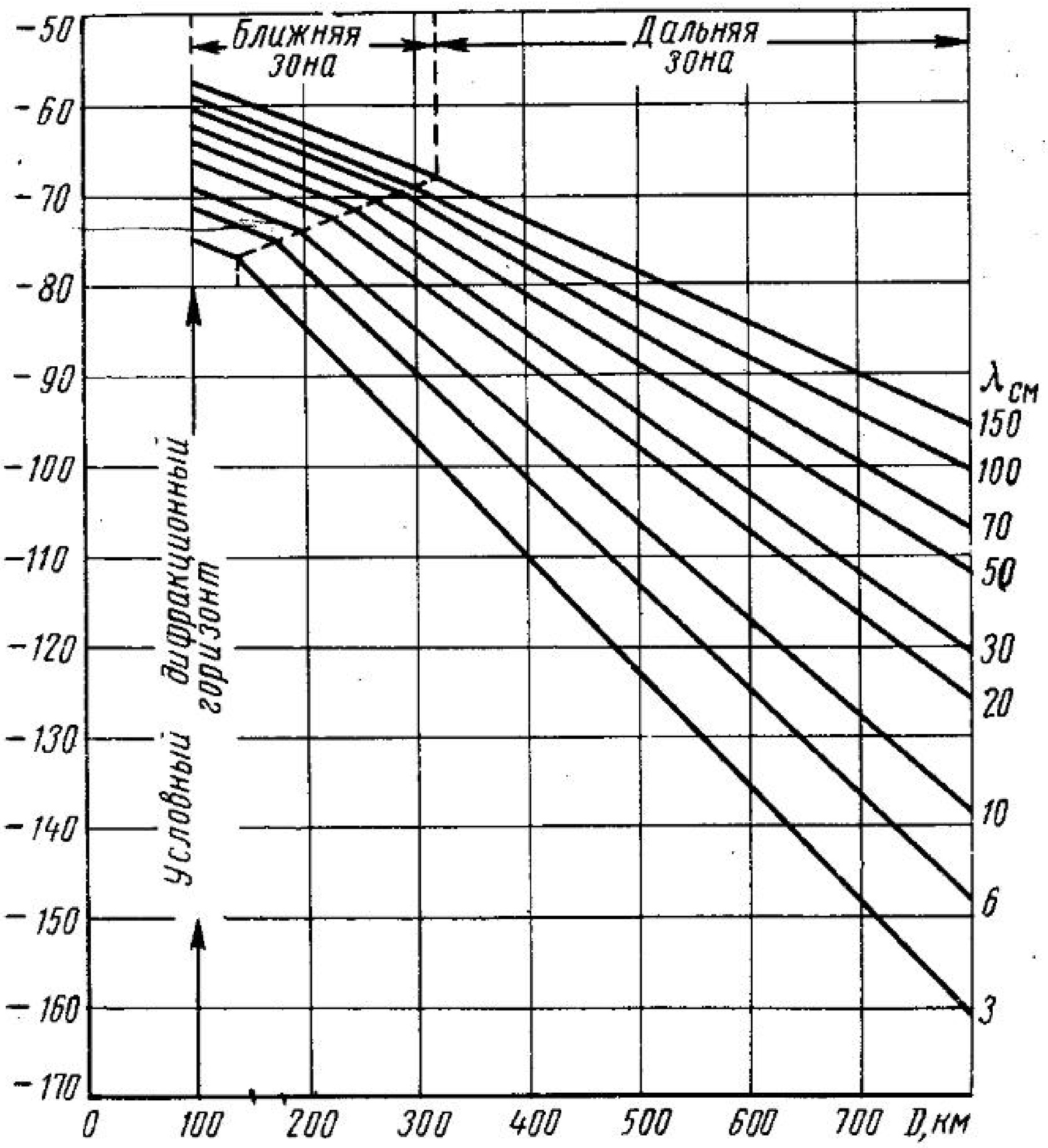


Рис. 3.37. Зависимость медианных значений множителя ослабления от расстояния для зимних условий. По оси ординат отложено F, *дб*

лить медианные значения напряженности рассеянного поля в месте приема на заданном удалении от передатчика. Рис. 3.37 показывает, что множитель ослабления зависит от излучаемой частоты. Экспериментальные данные достаточно удовлетворительно согласуются с теорией.

График рис. 3.37 составлен для низко расположенных антенн (5÷10 *м* над поверхностью Земли) в предположении стандартной тропосферной рефракции при $N=110$ у поверхности Земли и при допущении, что общий объем рассеяния определяется пересечением диаграмм направленности, для которых $D_1D_2=60$ *дб*.

Как было показано в параграфе 3.9, мощность на входе приемного устройства выражается ф-лой

$$P_2 = \frac{P_1 D_1 D_2 \lambda^2 F^2}{(4\pi r)^2}, \text{ вт}, \qquad (3.30)$$

где F — множитель ослабления поля по напряженности, связанный с величиной $F_{[дб]}$, определяемой по графику на рис. 3.37, соотношением $F = 10^{\frac{F_{[дб]}}{20}}$.

Предположим, что уровень помех в месте приема и конструкция использованной приемной аппаратуры позволяют уверенно принимать сигналы заданного вида (многоканальную телефонию, телевидение и т. д.), когда мощность на входе приемного устройства превышает некоторое пороговое значение P_2. Подставляя P_2 в ф-лу (3.29), можно определить значения P_1, D_1 и D_2 (или при заданных D_1 и D_2 — значение P_1), при которых мощность на входе достигнет требуемой величины.

Однако выбранные таким образом параметры линии связи еще не могут обеспечить ее надежной работы, так как рис. 3.37 позволяет определить только медианное значение множителя ослабления, притом для зимних месяцев. Это значит, что в зимние месяцы мощность на входе приемного устройства будет превышать требуемое значение только в течение 50% времени работы линии связи. Иными словами, надежность связи в этих условиях достигнет только 50%. Для получения более надежной связи необходимо увеличить мощность передатчика (или коэффициенты усиления передающей и приемной антенн). Насколько должна быть увеличена мощность, зависит от требуемой надежности связи и числа разнесенных антенн. При этом необходимо учесть, что поле в месте приема подвержено как медленным колебаниям (вследствие изменения метеорологических условий), так и быстрым колебаниям — замираниям (из-за попадания в место приема множества интерферирующих между собой лучей).

Требуемый запас по мощности для компенсации медленных колебаний напряженности поля можно определить при помощи рис. 3.38, на котором показана функция распределения уровней для трасс разной длины. По оси абсцисс отложена требуемая надежность связи, а по оси ординат — выраженное в децибелах отношение минимального значения поля к медианному. Данные, представленные на рис. 3.38, получены экспериментально при усреднении за один час [44]. Согласно другим источникам, лучшие результаты дает усреднение за более короткий срок, порядка нескольких минут. Рис. 3.38 показывает, что глубина медленных колебаний поля зависит от протяженности трассы, уменьшаясь с ее ростом.

По графику на рис. 3.38 нетрудно определить, насколько должна быть увеличена мощность передатчика (точнее — произведение $P_1 D_1 D_2$), чтобы в течение, например, 99,9% времени среднее

значение поля за час превышало требуемое значение. Однако этого еще недостаточно, так как вследствие замираний (быстрых колебаний поля) мгновенные значения напряженности поля будут отклоняться в обе стороны относительно среднего за час значения. Для определения требуемого дополнительного увеличения мощности

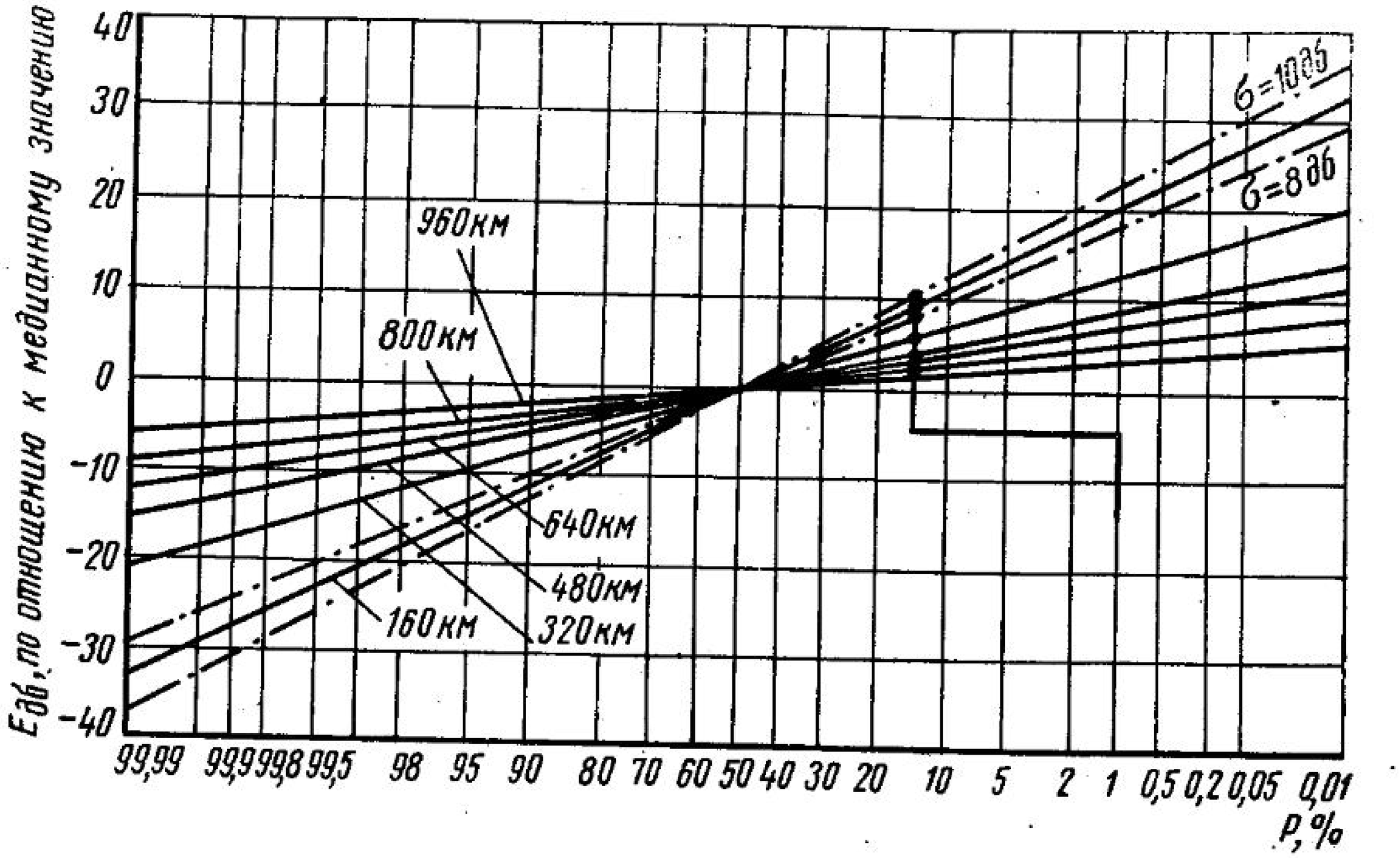


Рис. 3.38. Кривые распределения вероятностей превышения минимального уровня, характеризующие медленные колебания уровня принимаемого сигнала

(уже для компенсации замираний) следует обратиться к рис. 3.33, из которого следует, что при одинарном приеме напряженность поля, которая превышается в течение 99,9% времени работы, на 18 *дб* меньше медианного значения. Следовательно, для того, чтобы пороговое значение уровня сигнала в месте приема превышалось в течение 99,9% времени, необходимо мощность передатчика P_1 (или произведение $P_1D_1D_2$) дополнительно увеличить на 18 *дб*. Если одновременно используется разнесение по частоте и в пространстве, то требуемое увеличение произведения $P_1D_1D_2$ можно аналогичным образом определить по кривым на рис. 3.33, которые соответствуют эквивалентному числу разнесенных антенн.

Пользование графиками рис. 3.33, 3.37, 3.38 иллюстрируется следующим примером.

Пример 3.2. Определить мощность передатчика, необходимую для обеспечения радиосвязи с надежностью 99,9% на трассе протяженностью 400 *км* при следующих условиях: частота 800 *Мгц* ($\lambda=37{,}5$ *см*), коэффициент усиления передающих и приемных антенн $D_{1\,[дб]}=D_{2\,[дб]}=40$ *дб* ($D_1=D_2=10^4$). Для борьбы с замираниями используются одновременная передача на двух частотах (двухкратное разнесение по частоте) и прием на две разнесенные антенны (двукратное разнесение в пространстве), что эквивалентно приему на четыре разнесенные антенны. Предположим, что специально выполненные расчеты на основе данных об уровне помех в месте приема для заданных конструкций приемного

устройства и вида передаваемых сигналов показали, что пороговое значение мощности на входе приемного устройства составляет $P_{2\,пор}=5\cdot10^{-13}$ *вт*.

По графику на рис. 3.37 определяем медианное значение множителя ослабления для зимних месяцев: $F=-83$ *дб* или $F=1/1{,}4\cdot10^4$, а по графику на рис. 3.38 находим, что для трассы протяженностью 400 *км* требуемый для компенсации медленных колебаний уровня поля и для достижения надежности 99,9% запас по мощности составляет 15 *дб*.

По графику на рис. 3.33 находим, что при приеме на четыре разнесенные антенны для компенсации замираний и получения надежности 99,9% требуется запас по мощности в 5,5 *дб*.

Подставляя заданные значения в ф-лу (3.30), определяем мощность, необходимую для получения пятидесятипроцентной надежности в зимние месяцы при приеме на одну антенну:

$$P_1=\frac{(4\pi r)^2 P_{2\,пор}}{D_1^2 F^2}=24\ вт.$$

При использовании четырехкратного разнесения и для получения общей надежности 99,9% мощность передатчика должна быть увеличена на $15+5{,}5=20{,}5$ *дб*, т. е. в 110 раз. Таким образом, получим $P_1=24\cdot110\approx2600$ *вт*.

В заключение отметим, что явление рассеяния в тропосфере проявляется только в диапазоне укв, так как в других диапазонах действуют иные, более сильно выраженные факторы, способствующие дальнему распространению коротких, средних и длинных волн. Эти факторы (дифракция и отражение от ионосферы) в диапазоне укв теряют силу и единственной причиной устойчивого дальнего распространения остается явление рассеяния в тропосфере.

Открытие явления дальнего распространения укв за счет рассеяния в тропосфере заставило пересмотреть старые взгляды на ультракороткие волны, как на такие, которые пригодны только для связи на небольшие расстояния. Проведенные эксперименты и эксплуатация опытных линий связи показали, что, используя передатчики повышенной мощности (до 20 и даже до 50 *квт*) и остронаправленные передающие и приемные антенны (с диаметром 20 *м* и более), можно обеспечить надежную связь в диапазоне от 1 *м* до нескольких сантиметров на расстояние до 1000 *км*. Передаваемая без искажений полоса частот имеет порядок 5 *Мгц*. Это указывает на возможность применения тропосферных линий связи и для многоканальной телефонной связи, и для передачи телевизионных программ. Протяженность широкополосных тропосферных линий связи может достигать 300—400 *км*.

ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИОВОЛН В ТРОПОСФЕРЕ

3.14. ПОГЛОЩЕНИЕ В ОСАДКАХ

Во всех предыдущих параграфах этой главы влияние тропосферы на условия распространения радиоволн рассматривалось с точки зрения ее неоднородности, что приводило в одних случаях к искривлению траектории лучей (тропосферная рефракция), а в других случаях, при учете локальных неоднородностей, к рас-

сеянию ультракоротких волн. При этом молчаливо предполагалось, что тропосфера вполне прозрачна для распространяющихся в ней радиоволн, иными словами, что при прохождении сквозь тропосферу радиоволны не поглощаются.

Почти 70-летний опыт эксплуатации линий радиосвязи в весьма широком диапазоне радиоволн убедительно показал, что волны длиннее 10 *см* ни при каких условиях ощутимого поглощения в тропосфере не испытывают. Под этими условиями подразумеваются сильный ливень, туман, снег, град, облака и другие метеорологические явления в нижних слоях тропосферы. Наоборот, волны короче 10 *см* при распространении в тропосфере начинают испытывать заметное поглощение, которое при некоторых условиях делается столь значительным, что полностью нарушает радиосвязь.

Вопрос о поглощении радиоволн в тропосфере приобрел в последние годы особую актуальность не только вследствие практического освоения диапазонов миллиметровых волн, но и в связи с перспективой использования в недалеком будущем диапазона оптических радиоволн. Таким образом, возникает необходимость изучения вопросов поглощения в тропосфере радиоволн в весьма широком диапазоне от 3 *Ггц* ($\lambda=10$ *см*) до 1000 *Тгц* ($\lambda=0{,}3$ *мк*), который охватывает сантиметровые, миллиметровые волны, инфракрасные лучи, лучи видимого света и ультрафиолетовые лучи.

Поглощение радиоволн в тропосфере может быть вызвано четырьмя факторами: поглощением в капельных образованиях или, как их принято называть, в гидрометеорах, понимая под этим дождь, туман, град, снег; молекулярным поглощением; рассеянием на молекулах и агрегатах молекул, в частности, в условиях дымки; поглощением в находящихся иногда в тропосфере твердых частицах (пыли, дыма и т. д), т. е. в условиях мглы. В настоящем параграфе рассматривается поглощение радиоволн в капельных образованиях.

Можно указать на две различные физические причины, вызывающие поглощение радиоволн в капельках воды. Прежде всего, каждую капельку можно рассматривать как полупроводник, в котором распространяющаяся радиоволна наводит токи смещения. Плотность этих токов значительна, поскольку диэлектрическая проницаемость воды примерно в 80 раз превышает диэлектрическую проницаемость окружающего воздуха. В то же время плотность токов смещения пропорциональна частоте, поэтому значительные токи могут возникнуть в капельках воды только на самых высоких частотах диапазона сантиметровых и миллиметровых волн. Возникающие в капельках воды потери энергии и приводят к поглощению радиоволн. Кроме того, наводимые в капельках дождя или тумана токи являются источником рассеянного или вторичного излучения. Такое рассеяние практически создает эффект поглощения в направлении распространения радиоволн, так как вместо

того, чтобы распространяться в нужном направлении, волны частично рассеиваются во всех направлениях.

Размеры (радиусы) капелек воды в тумане колеблются в пределах от 2 до 60 *мк*. Более крупные капельки являются столь тяжелыми, что теряют способность «плавать» в атмосфере и выпадают на землю в виде дождя. При положительных температурах воздуха большинство капель обладает размерами от 5 до 15 *мк*, а при отрицательных — от 2 до 5 *мк*. Число капель в 1 $см^3$ колеблется от 5 до 100 — в слабых туманах и от 500 до 600 — в плотных туманах. Важной характеристикой тумана является его водность, т. е. количество сконденсированной влаги, выраженной в $г/м^3$. При слабом тумане видимость достигает 1 *км*, в то время как при наиболее плотных туманах видимость снижается до немногих метров. Облака и тучи представляют собой тот же туман. В табл. 3.3 приводятся основные характеристики туманов разной плотности.

Таблица 3.3

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУМАНОВ

Вид тумана	Средний размер капелек, *мк*	Число капелек, в 1 $см^3$	Водность тумана $г/м^3$
Слабый	5	60	0,03
Средний	5	600	0,3
Сильный	10	600	2,3

Капли, образующие дождь, обладают радиусом свыше 60 *мк*. В качестве верхнего предела радиуса называют 7 *мм*. Наиболее часто встречаются капли радиусом от 0,25 до 2 *мм*.

В табл. 3.4 приведены данные о размерах капель и водности для дождя разной интенсивности.

Таблица 3.4

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОЖДЯ РАЗНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Вид дождя	Интенсивность дождя, *мм/ч*	Радиус капель *мм*	Число капель в 1 $м^3$	Сред. расстояние между каплями, *см*	Водность $г/м^3$
Моросящий	0,25	0,1	—	—	0,092
Легкий	1	0,225	—	—	0,14
Умереиный	4	0,5	530	12	0,28
Сильный	15	0,75	450	—	0,83
Очень сильиый	40	1	—	—	1,9
Ливеиь	100	1,5—2,5	400	14	5,4

Водность дождя, в общем, несколько выше, чем водность тумана. Так, например, водность ливня всего в 2,5 раза больше водности сильного тумана, а водность моросящего дождя лишь в три раза превышает водность слабого тумана. В то же время водность дождя и тумана значительно меньше водности насыщенной водяными парами атмосферы. Известно, что при температуре 25°С вод-

ность насыщенной влагой атмосферы составляет 23 *г/м*³, что в пять раз превышает водность ливня.

Степень поглощения энергии поля распространяющейся волны оценивается либо множителем $\exp(-\delta l_{[км]})$, где δ — коэффициент поглощения на 1 *км* пути, а l — расстояние, пройденное в поглощающей области, либо множителем $10^{-\frac{\delta_{[дб/км]}\, l_{[км]}}{20}}$ — в том случае, когда поглощение выражено в *дб/км*. Если волна проходит в тропосфере путь r и из этого пути на зону дождя приходится отрезок l, то напряженность поля можно рассчитать по формуле

$$E_д = \frac{173\sqrt{P_{[квт]} D_1}}{r_{[км]}} e^{-\delta l_{[км]}}, \ мв/м. \qquad (3.31)$$

В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн поглощение энергии волны в капельках дождя и тумана обусловлено и тепловыми потерями, и процессом рассеяния. Дополнительные потери энергии в отдельных случаях вызывает частичное отражение радиоволны от встретившегося на пути резко очерченного облака или дождевой полосы.

Наиболее полные экспериментальные данные в настоящее время имеются по поглощению волны длиной $\lambda = 1{,}25$ *см*. Проводившиеся наблюдения охватили все наиболее часто встречающиеся интенсивности дождя (количества осадков), а именно от 1 до 88 *мм/ч*. Экспериментально установлено существование линейной зависимости между коэффициентом поглощения δ и интенсивностью дождя. Абсолютное значение коэффициента δ составило $2{,}64 \times 10^{-2}$ 1/*км* на каждый миллиметр осадков в час, что соответствует поглощению 0,25 *дб/км* на 1 *мм/ч*.

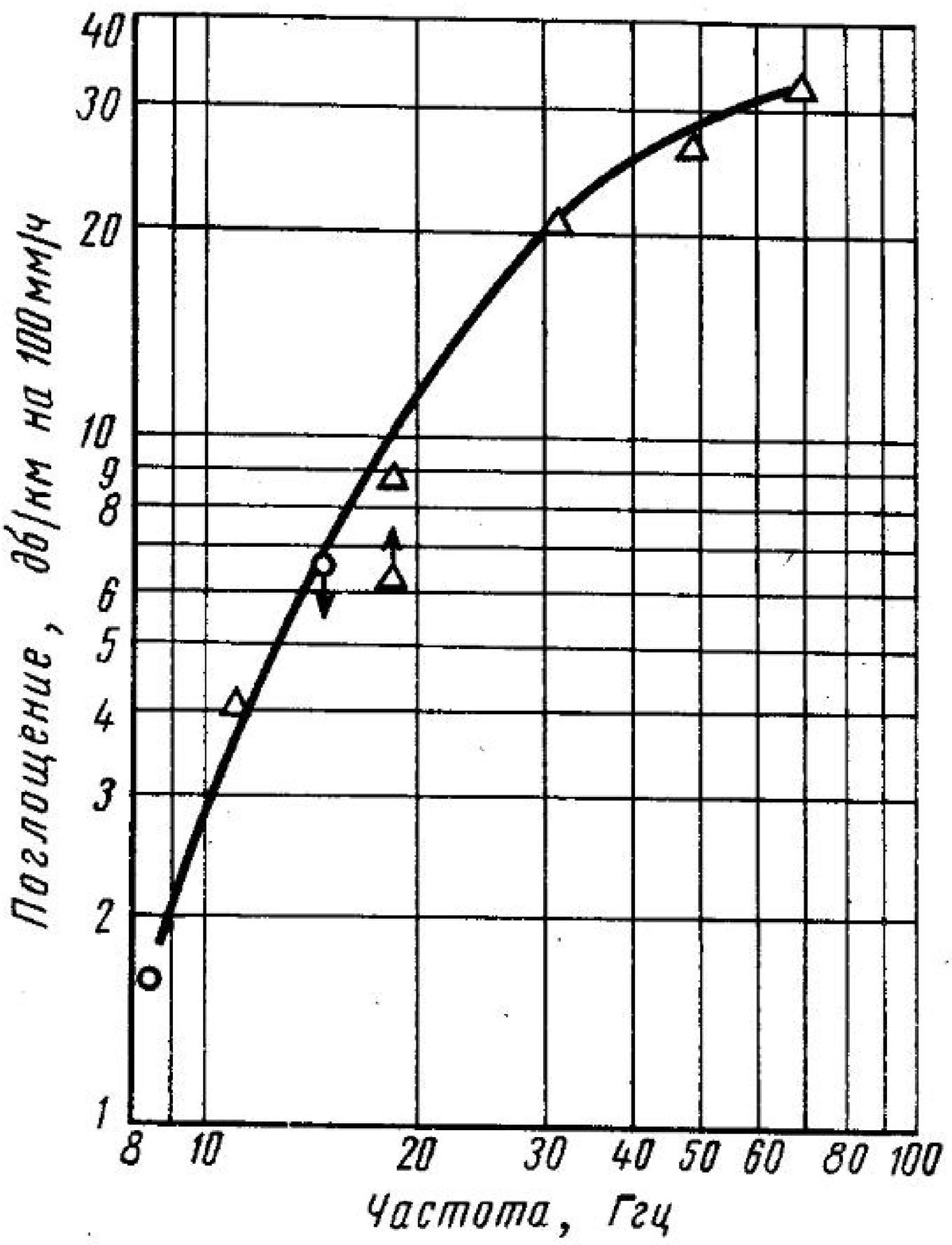


Рис. 3.39. Зависимость коэффициента поглощения в *дб/км* от частоты для ливня интенсивностью 100 *мм/ч*

Линейная зависимость между коэффициентом поглощения и интенсивностью дождя, выраженной в *мм/ч*, существует для всего диапазона сантиметровых и миллиметровых волн. Это позволяет

определять поглощение для любых интенсивностей по графику, представленному на рис. 3.39 [45]. Как и следовало ожидать, поглощение в дожде возрастает по мере увеличения частоты. В логарифмическом масштабе эта зависимость линейна до частоты 20 *Ггц*, после чего переходит в область «насыщения». При $\lambda=4{,}3$ *мм* поглощение составляет 31 *дб/км*. На рис. 3.39 треугольниками показаны результаты отдельных измерений.

Зависимость поглощения в тумане от частоты в диапазоне от 3 до 100 *Ггц* представлена на рис. 3.40 [45а]. По оси абсцисс графика отложены частоты, а по оси ординат — коэффициент поглощения в *дб/км*. Туман принято характеризовать либо его водностью (см. табл. 3.3), либо дальностью видимости. Оба этих параметра указаны на трех прямых, нанесенных на рис. 3.40. При даль-

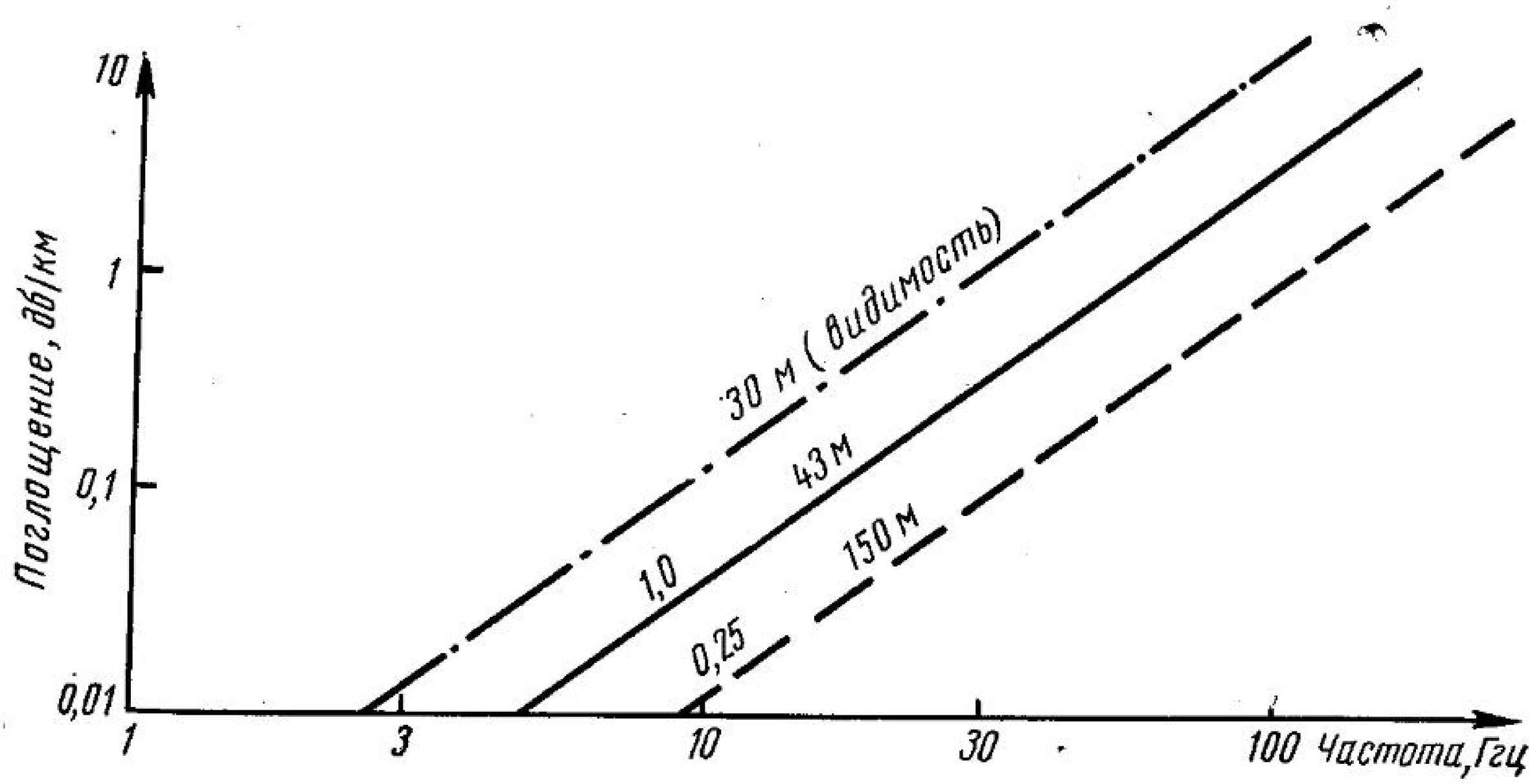


Рис. 3.40. Зависимость коэффициента поглощения в *дб/км* от частоты для четырех интенсивностей тумана. Штрихпунктирной прямой соответствует водность 2,3 $г/м^3$.

ности видимости в 30 *м* на частоте 100 *Ггц* ($\lambda=3$ *мм*) коэффициент поглощения составляет 10 *дб/км*. Отсюда можно сделать вывод, что с точки зрения поглощения сантиметровых и миллиметровых волн сильный дождь опаснее тумана. Поглощение при снегопаде обычно меньше, чем при дожде с той же водностью. Однако отмечены случаи, когда тающий снег приводит к более высокому поглощению, чем дождь.

Сами по себе цифры поглощения в дожде или тумане мало о чем говорят с точки зрения надежности работы линии радиосвязи. Для того чтобы связать поглощение в дожде с надежностью работы канала связи, необходимо располагать статистическими данными о вероятности выпадания дождя или тумана той или иной интенсивности в районе, где находится линия радиосвязи. Располагая функцией распределения интенсивности дождя за год и зная из графика рис. 3.39 значения соответствующих коэффициентов по-

глощения, можно построить функцию распределения коэффициентов поглощения и определить вероятность того, что полное поглощение на линии связи будет превышать заданные значения.

Заметим, что в диапазоне оптических частот наибольшее поглощение электромагнитные волны испытывают в тумане, несколько меньшее при снегопаде и наименьшее при дожде. Многочисленные эксперименты показывают, что степень поглощения когерентного излучения, создаваемого лазерами, практически не отличается от поглощения, которое испытывают в гидрометеорах волны, создаваемые обычными источниками света в видимой и инфракрасной областях. Коэффициент поглощения для оптических частот при сильном тумане достигает сотен децибел на километр пути.

3.15. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Радиоволны короче 1,5 *см* могут поглощаться также вследствие непосредственного воздействия поля волны на молекулы входящих в состав тропосферы газов. Такого рода поглощение носит название молекулярного и наблюдается в отсутствие дождя, тумана и других капельных образований. В этих условиях энергия распространяющейся волны расходуется на нагревание вещества, ионизацию или возбуждение атомов и молекул, фотохимические процессы и т. д. При поглощении атомы и молекулы переходят из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией. При этом для атомов основную роль играет энергия внешних электронов, а для молекул, помимо энергии внешних электронов,— энергия колебаний атомов и энергия вращения молекул. Поскольку большинство энергетических уровней имеют дискретные значения, то подобные переходы обладают более или менее ясно выраженным резонансным характером, что приводит к резонансному или селективному поглощению радиоволн.

Среди входящих в состав тропосферы газов молекулярное поглощение особенно сильно проявляется в кислороде и в водяных парах. В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн известны следующие резонансные значения длин поглощаемых волн: $\lambda=1{,}35$ *см* — поглощение в водяных парах; $\lambda=0{,}5$ *см* — поглощение в O_2; $\lambda=0{,}25$ *см* — поглощение в O_2; $\lambda=1{,}5$ *мм* — поглощение в водяных парах; $\lambda=0{,}75$ *мм* — поглощение в водяных парах.

На рис. 3.41, заимствованном из работы [46], нанесена зависимость коэффициента поглощения, выраженного в *дб/км*, от частоты для диапазона от 1 *Ггц* ($\lambda=30$ *см*) до 500 *Ггц* ($\lambda=0{,}6$ *мм*). В этом интервале ясно видны четыре резонансные области поглощения, которые были перечислены выше. Если поглощение в кислороде более или менее постоянно, то этого нельзя сказать о поглощении в парах воды, содержание которых сильно меняется ото дня ко дню в зависимости от влажности воздуха. Поэтому необходимо указывать влажность воздуха, в которой относится данный коэффициент поглощения. График на рис. 3.41 составлен для абсо-

лютной влажности (или водности) 7,75 *г/м³*. Абсолютные значения влажности, при которых наступает насыщение (т. е. предельные значения влажности), зависят от температуры воздуха. В табл. 3.5 приведены значения абсолютной влажности, при которых при разных температурах наступает насыщение. При высокой температуре воздуха водность влажного воздуха значительно выше, чем водность ливня.

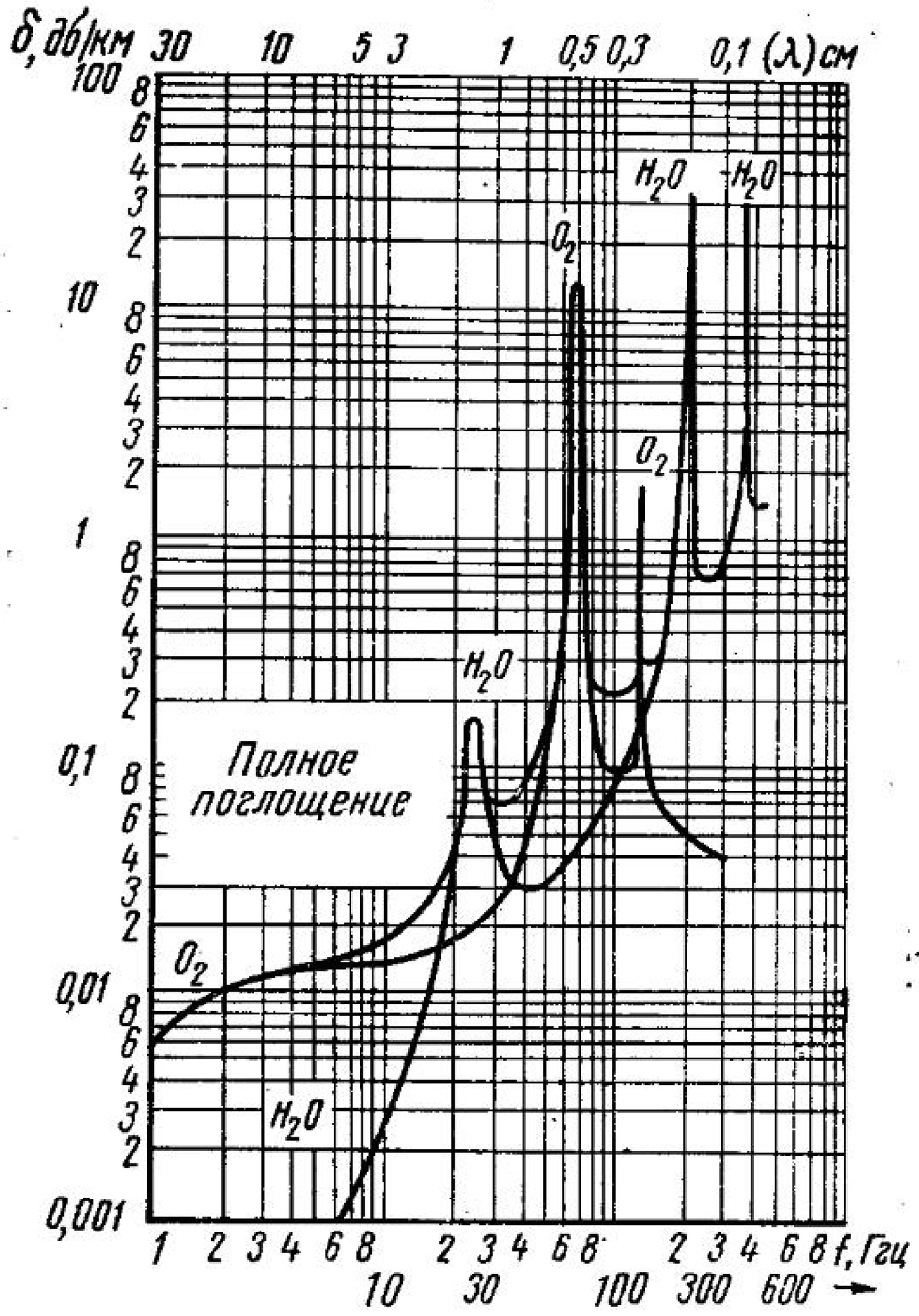


Рис. 3.41. Зависимость коэффициента поглощения в кислороде воздуха и в парах воды от частоты в диапазоне от 1 *Гц* ($\lambda=30$ *см*) до 500 *Гц* ($\lambda=0{,}6$ *мм*)

Таблица 3.5

ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ АБСОЛЮТНОЙ ВЛАЖНОСТИ Q ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

t° С	*Q*, *г/м³*
—10	2,14
—5	3,24
0	4,84
5	6,8
10	9,4
15	12,8
20	17,3
25	23,0

Рисунок 3.41 наглядно указывает на существование «окон» относительной прозрачности тропосферы. Широко известно «окно» между резонансными пиками на волнах $\lambda=0{,}5$ *см* и $\lambda=1{,}35$ *см*, где коэффициент поглощения на волне $\lambda=0{,}86$ *см* падает до значения 0,05 *дб/км*. Это «окно» получило наименование диапазона K_a по американской терминологии. Можно назвать и другие «окна».

Вследствие изменчивости содержания влаги в атмосфере Земли полное представление о влиянии поглощения в парах воды на надежность работы линии радиосвязи можно получить только на основе статистических данных о функции распределения содержания влаги за большой срок, порядка года, в районе расположения линии связи.

Пример такого графика, составленного для района Гринвича для частоты 30 *Гц*, показан на рис. 3.42. По оси абсцисс отложены выраженные в процентах вероятности превышения (за год) значений, указанных на оси ординат. На левой оси ординат ука-

зано количество водяных паров, а на правой оси — соответствующие им коэффициенты поглощения, выраженные в *дб/км*. График показывает, что в течение всех дней года коэффициент поглощения не падает ниже 0,025 *дб/км*. Но никогда этот коэффициент не превосходит 0,08 *дб/км*.

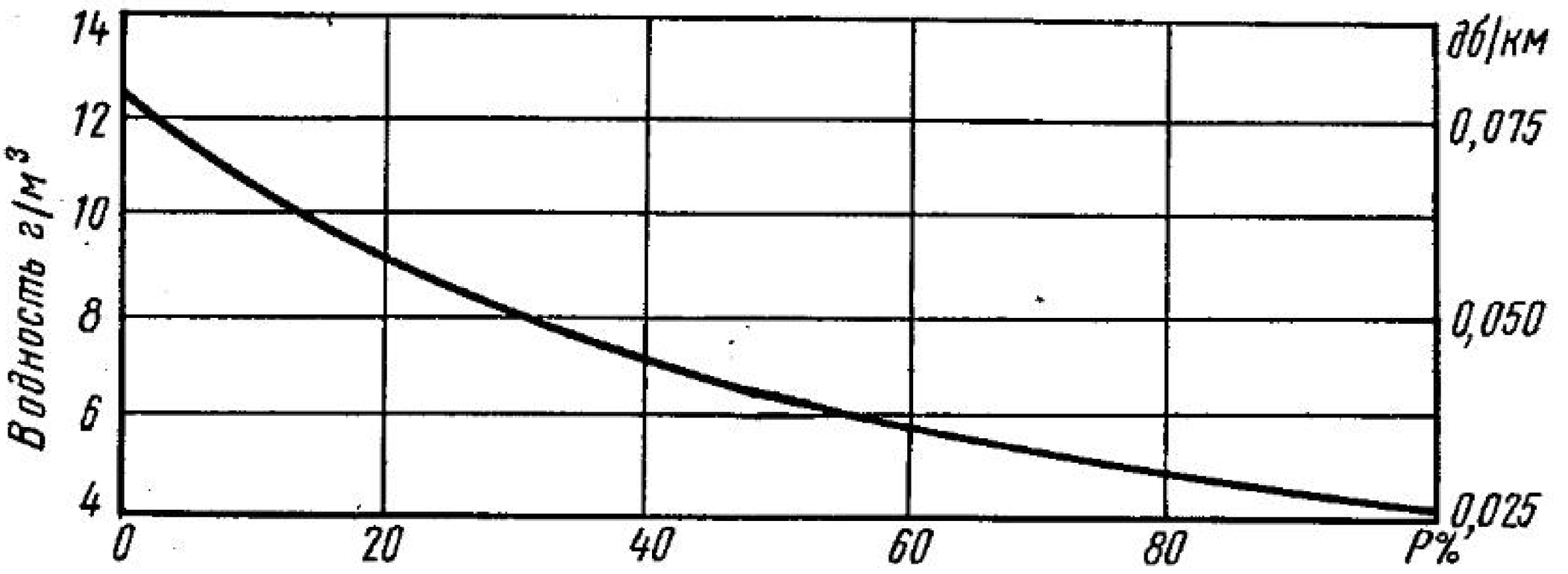


Рис. 3.42. Распределение вероятности превышения заданных значений водности дождя и коэффициентов поглощения для района Гринвича за год

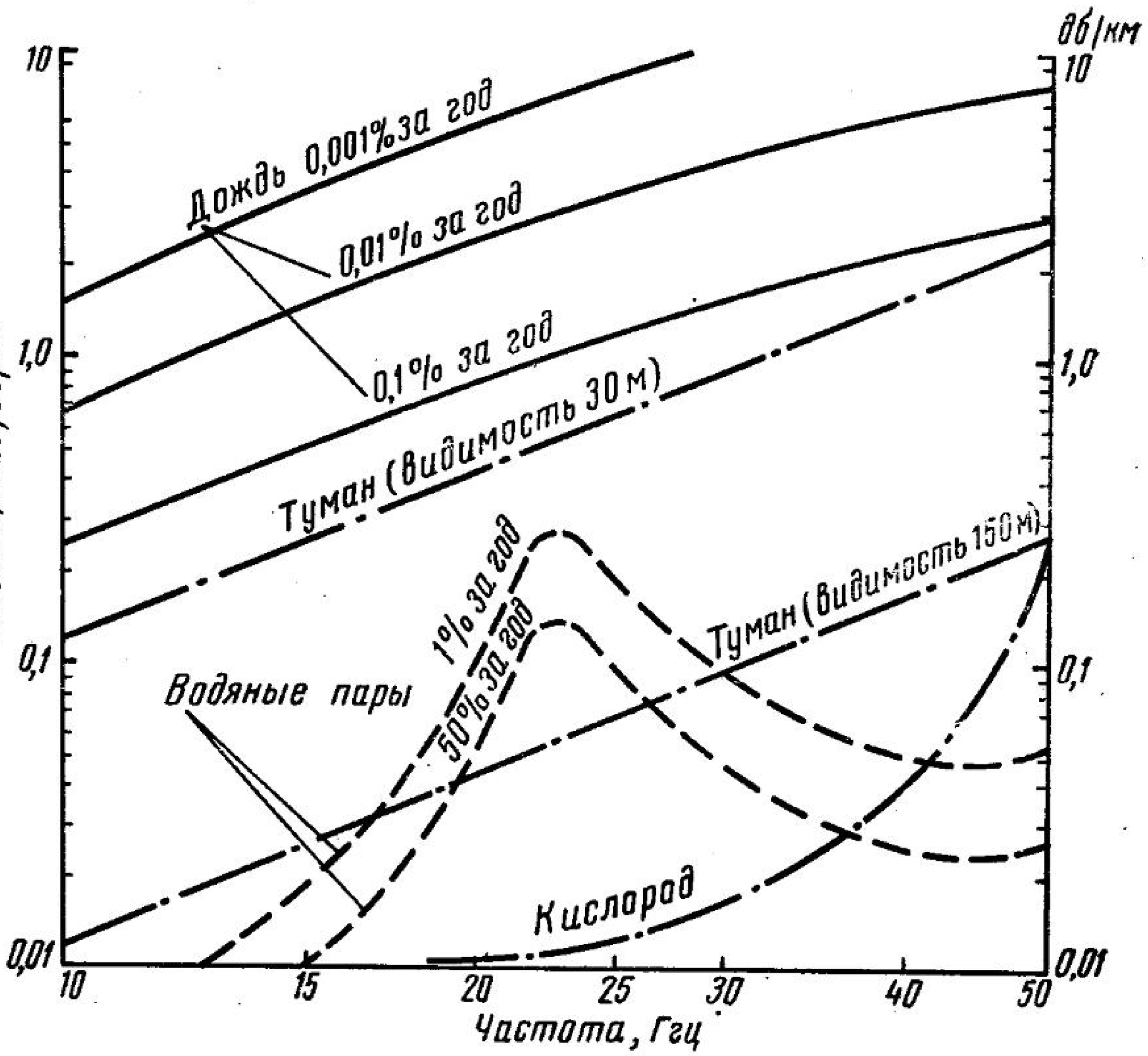


Рис. 3.43. Зависимость коэффициентов поглощения в дожде, тумане, водяных парах и в кислороде воздуха от частоты с учетом вероятности выпадения дождя и образования тумана для района Гринвича

На такой же статистической основе составлен сводный график, учитывающий все виды поглощения в атмосфере (рис. 3.43), относящийся к тому же району. Верхние три сплошные кривые характеризуют поглощение в дожде, которое превышается соответственно в течение 0,001%, 0,01% и 0,1% времени за год. Дождь — как наглядно показывает график — вызывает наиболее сильное поглощение в рассматриваемом диапазоне частот. К примеру, на частоте 30 *Ггц* ($\lambda=1$ *см*) только в течение 5 минут за год поглощение (в сильном дожде) превышает 10 *дб/км*. Две штрих-пунктирные кривые, расположенные ниже сплошных, характеризуют поглощение в тумане соответственно при видимости 30 и 150 *м*. Наконец, штриховыми линиями показано поглощение в водяных парах, превышаемое в течение 1% и 50% времени за год. Поглощение в кислороде воздуха (штрих-пунктирная линия) практически вариаций во времени не испытывает. Располагая статистическими данными о выпадении осадков и колебании влажности, аналогичные графики можно составить для любого района земного шара.

Радиоволны оптических частот (инфракрасные лучи, видимый свет и ультрафиолетовые лучи) также подвержены сильному молекулярному поглощению. Особенно велико поглощение в парах воды, для которых резонансные линии поглощения так тесно примыкают одна к другой, что образуют сплошные области поглощения. Впрочем, и в этом диапазоне волн также имеются «окна» прозрачности, прежде всего, — «окно» в диапазоне 0,4÷0,85 *мк*, куда входит весь спектр видимого света (0,4—0,75 *мк*). Для того чтобы судить о степени прозрачности тропосферы в этом интервале частот, достаточно вспомнить то многообразие красок и ясность восприятия, которое открывается человеческому глазу в часы освещенности в ясные дни, вспомнить вид усыпанного звездами ночного неба. Характеристики этого и других «окон» прозрачности в диапазоне от 0,4 до 16 *мк* приведены в табл. 3.6. Коэффициент прозрачности указан при прохождении луча через всю толщу атмосферы (нормальное падение).

Таблица 3.6

ХАРАКТЕРИСТИКИ «ОКОН» ПРОЗРАЧНОСТИ ТРОПОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ ВИДИМОГО СВЕТА И КОРОТКИХ ИНФРАКРАСНЫХ ЛУЧЕЙ

Длины волн, соответствующие границам «окон» прозрачности *мк*	Коэффициент прозрачности, %
0,4—0,85	100
0,95—1,05	70
1,2—1,3	70
1,5—1,8	80
2,0—2,5	80
3,2—4,2	90
4,5—5,2	70
8,0—13,5	40—80

Для волн длиной от 14 *мк* до 1,5 *мм* тропосфера непрозрачна, главным образом, из-за многочисленных и очень интенсивных полос поглощения паров воды.

На рис. 3.44 показана зависимость коэффициента прозрачности атмосферы для проходящего сквозь нее излучения (при нормальном падении) от длины волны в интервале от 0,9 до 14 *мк*. Ко-

эффициент прозрачности (иначе коэффициент пропускания), по нашей терминологии, представляет собой коэффициент ослабления по мощности, т. е. величину F^2. Поскольку водяные пары и другие газы, входящие в состав атмосферы, обладают максимальным давлением либо у самой поверхности Земли, либо на небольшой высоте над ней (O_3), то график на рис. 3.44 достаточно хорошо ха-

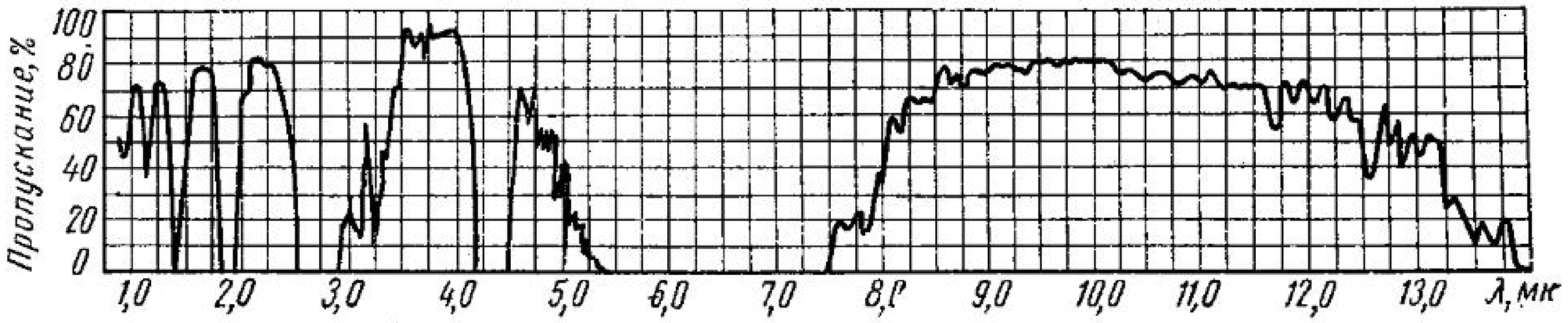


Рис. 3.44. Зависимость коэффициента прозрачности атмосферы для проходящего сквозь нее излучения от длины волны в интервале от 0,9 до 14 *мк*

рактеризует поглощение в тропосфере. Полосы поглощения с максимумами на волнах $\lambda = 0{,}93$; 1,13; 1,40; 1,87; 2,74; 6,3 и 17 *мк* обусловлены парами воды. Полосы с максимумами на волнах $\lambda = 2{,}7$; 4,26 и 15 *мк* обязаны поглощению в CO_2. Наконец, полоса с максимумом на волне $\lambda = 9{,}5$ *мк* принадлежит озону.

Общий вывод заключается в том, что можно осуществить радиосвязь на оптических частотах в интервалах, соответствующих «окнам» прозрачности. При этом, естественно, предполагается, что отсутствуют дождь, туман и другие виды осадков.

При осуществлении космической радиосвязи, когда радиостанция расположена на объекте (самолет, искусственный спутник Земли), находящемся над тропосферой, молекулярным поглощением можно в значительной степени или полностью пренебречь. В этих условиях, естественно, не будут вызывать поглощения и гидрометеоры, которые на столь больших высотах не наблюдаются.

Мы здесь не рассматриваем поглощение дымкой и находящимися в тропосфере твердыми частицами (аэрозолем), так как ослабление энергии в этом случае значительно меньше, чем при осадках и при молекулярном поглощении.

Глава четвертая

СТРОЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ В НЕЙ РАДИОВОЛН

4.1. СОСТАВ И СТРОЕНИЕ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ

Ионосферой принято называть ионизированную область атмосферы, расположенную на высотах, превышающих 60 *км*.

Поскольку ионизированная область образуется в окружающей земной шар атмосфере, необходимо, прежде чем изучать собственно ионосферу, описать основные физические свойства верхних слоев атмосферы. К таким свойствам относятся: состав, плотность (число молекул в единице объема) и распределение температуры по высоте. Эти данные определяются прямыми и косвенными измерениями.

К прямым измерениям относятся измерения давления, температуры и течений при помощи стратостатов, шаров-зондов, радиозондов и определение состава воздуха путем взятия проб. В последние годы для изучения строения и состава атмосферы применяют приборы (манометры, масс-спектрографы, измерители электронной концентрации и др.), устанавливаемые на геофизических ракетах, на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) и на космических станциях. При помощи шаров-зондов и радиозондов изучена область атмосферы вплоть до 40 *км*. Ракеты, ИСЗ и космические станции позволяют изучать строение атмосферы во всей ее толще.

К косвенным методам относятся наблюдения за полярными сияниями (включая спектральный анализ полярных сияний), за свечением ночного неба, за траекториями метеоров, за распространением радиоволн (в том числе радиоволн, излучаемых Солнцем, звездами и туманностями), за распространением атмосфериков и звукометрические измерения.

Важным методом изучения верхних слоев атмосферы является наблюдение за распространением вертикально направленных и наклонных радиоволн, осуществляемое на станциях вертикального, наклонного и возвратно-наклонного зондирования ионосферы. В самые последние годы для измерения электронной концентрации начали применяться мощные радиолокационные станции, регистрирующие рассеянное некогерентное излучение, создаваемое входящими в состав ионосферы электронами.

Совокупность всех применяемых методов исследования позволила получить достаточно полное представление о строении атмосферы. По современным представлениям земная атмосфера простирается на два-три земных радиуса. При этом под атмосферой принято понимать газовую оболочку, принимающую участие во вращательном движении Земли. Внешние части атмосферы состоят из ионизированных атомов водорода (протонов), гелия и электронов, захваченных магнитным полем Земли (которое играет роль «ловушки») и движущихся вдоль силовых линий и вокруг Земли. Эти частицы образуют радиационные пояса Земли. Во время геомагнитных возмущений протяженность вращающегося вместе с Землей ионизированного газа возрастает и при особенно сильных возмущениях может составлять десять земных радиусов.

Данные наблюдений показывают, что вплоть до высоты 90 *км* атмосфера имеет такой же состав, как и у поверхности Земли. Полагают, что господствующие в этой области атмосферы течения и восходящие и нисходящие токи воздуха настолько хорошо перемешивают атмосферу, что обеспечивают, несмотря на различие в в массах составных частей воздуха, постоянство ее состава. Нижние слои атмосферы состоят, главным образом, из молекулярных азота и кислорода. Состав сухого воздуха на уровне моря показан в табл. 4.1.

Таблица 4.1

СОСТАВ СУХОГО ВОЗДУХА НА УРОВНЕ МОРЯ

Газ	Молекулярный вес	Парциальное давлен., *мбар*	Чнсло молекул, $см^3$	Относит. объем, %	Относит. содержан. по весу, %
Сухой воздух	29,0	1012,00	$2,7 \cdot 10^{19}$	100,00	100,00
N_2	28,0	791,00	$2,11 \cdot 10^{19}$	78,09	75,53
O_2	32,0	212,00	$5,6 \cdot 10^{18}$	20,95	23,14
Ar	39,9	9,45	$2,5 \cdot 10^{17}$	0,93	1,28
CO_2	44,0	0,31	$8,1 \cdot 10^{15}$	0,03	0,046
Ne	20,0	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$
He	4,0	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$5,24 \cdot 10^{-4}$	$7,24 \cdot 10^{-5}$
H_2	2,0	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$1,35 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$3,48 \cdot 10^{-6}$

На больших высотах различие в массах составляющих атмосферу газов приводит к расслоению атмосферы, при котором более тяжелые газы располагаются преимущественно в нижних слоях.

Говоря о составе воздуха, необходимо иметь в виду, что в разреженной атмосфере под действием солнечной радиации происходит диссоциация кислорода и азота, т. е. молекулы кислорода и азота при поглощении кванта лучистой энергии расщепляются на атомы по формуле $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$ и $N_2 + h\nu \rightarrow N + N$, где ν — частота излучения, а $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ *дж·сек* — постоянная Планка. Энергия

фотона, при которой наступает диссоциация кислорода, соответствует длине волны 0,24 *мк*, а энергия фотона, требуемая для диссоциации азота, соответсгвует длине волны 0,128 *мк*.

Поскольку спектр видимого света ограничен волнами 0,4 и 0,75 *мк*, приходим к выводу, что диссоциация молекул кислорода и азота может происходить только под действием ультрафиолетового и рентгеновского излучения. Необходимо, однако, отметить, что реакция диссоциации азота протекает крайне вяло: она примерно в 10^6 раз менее эффективна, чем диссоциация кислорода. По этой причине незначительное содержание в верхних слоях атмосферы атомарного азота обусловлено не диссоциацией N_2, а другими, более сложными фотохимическими реакциями в атмосфере. Некоторые из них будут рассмотрены ниже.

Обработка наблюдений, произведенных при помощи установленных на геофизических ракетах и космических станциях приборов, показывает, что диссоциация O_2 начинается с высоты порядка 90 *км*, а реакции, приводящие к образованию N — с высоты 200 *км*.

Ориентировочный состав атмосферы схематически и весьма условно показан на рис. 4.1 [47]. По оси абсцисс отложено относительное содержание числа частиц (молекул или атомов), а по оси ординат — высоты. Как видно из рисунка, область постоянного состава простирается до 90 *км*, после чего начинается расслоение (стратификация) атмосферы. Почти до высоты 300 *км* доминирующей составной частью атмосферы является молекулярный азот. Это объясняется тем, что и в области постоянного состава основной частью атмосферы является азот, а вследствие его меньшего (по сравнению с кислородом) молекулярного веса, содержание молекулярного азота с высотой убывает медленнее, чем содержание молекулярного кислорода. Молекулярный кислород практически исчезает на отметках, превышающих 210 *км*. Атомарный кислород становится преобладающей частью атмосферы на высотах 300 *км* и более. В интервале высот от 30 до 60 *км* под действием солнечного излучения образуется область озона, не показанная на рис. 4.1, а в интервале высот от 60 до 90 *км* под влиянием происходящих фотохимических реакций образуется окись азота NO. Относительное содержание в процентах N и NO на высотах 100, 200 и 300 *км* указано цифрами правее рисунка. Оно очень незначительно и его нельзя было бы наглядно показать в масштабе оси абсцисс. На высотах 400 *км* и выше делается заметным присутствие гелия, а на еще больших отметках (за пределами масштаба высот графика) — водорода.

Ионный состав атмосферы изучался при помощи масс-спектрометров, установленных на борту советских мощных геофизических ракет [48], а также на ИСЗ и космических станциях. При помощи третьего ИСЗ были получены первые сведения о ионном составе атмосферы в интервале высот от 225 до 980 *км* и для области широт 27—65° с. ш. [49—51].

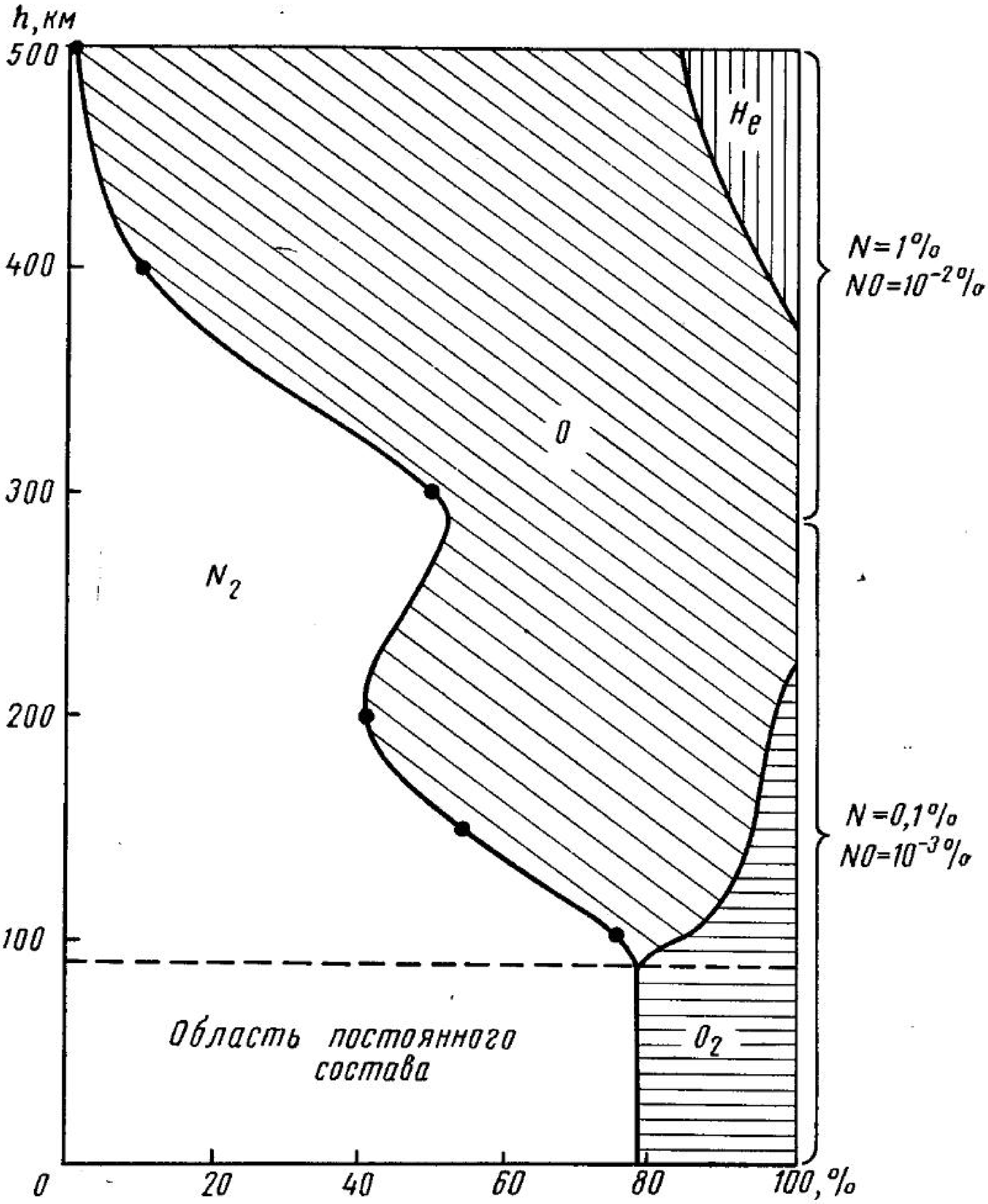


Рис. 4.1. Диаграмма, характеризующая предполагаемый состав атмосферы в интервале от 0 до 500 *км*

Современные данные показывают, что в ионосфере доминируют ионы O^+ с массовым числом 16. Масс-спектрометры зарегистрировали также ионы с массовыми числами 14—атомный азот N^+, 18—изотоп кислорода $(O^{18})^+$, 28 — молекулярный азот N_2^+, 30—окись азота $(NO)^+$ и 32—молекулярный кислород O_2^+. Кроме того, в узком интервале высот в области 100 *км* обнаружены многочисленные ионы металлов Ca, Fe, Mg и других. Несмотря на незначительное количество нейтральных молекул окиси азота в атмосфере, в интервале высот 100—400 *км* среди молекулярных ионов преобладают ионы NO^+, образующиеся благодаря ионно-молекулярной реакции $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$.

Молекулярную плотность атмосферы условимся выражать числом молекул, содержащихся в 1 $см^3$ воздуха на высоте h над уров-

нем моря. Очевидно, что плотность воздуха пропорциональна давлению p, испытываемому со стороны вышележащего столба воздуха. Поэтому нахождение закона распределения молекулярной плотности по высоте атмосферы сводится к определению изменения атмосферного давления с высотой. Уменьшение давления воздуха при изменении высоты на dh определяется формулой

$$dp = -\rho g dh, \ н/м^2, \tag{4.1}$$

где p — давление на высоте h, $н/м^2$; ρ — плотность газа, $кг/м^3$; g — ускорение силы тяжести, $м/сек^2$.

Уравнение состояния газа, отнесенное к массе в один киломоль, имеет вид

$$pV = NkT = RT, \ дж/кмоль. \tag{4.2}$$

Здесь V — объем, занимаемый одним киломолем, $м^3/кмоль$; $N = 6{,}02 \cdot 10^{26}$ $1/кмоль$ — число Авогадро, т. е. число молекул в одном киломоле; $k = 1{,}380 \cdot 10^{-23}$ $дж/град$ — постоянная Больцмана; $R = 8{,}316 \cdot 10^3$ $дж/кмоль \cdot град$ — универсальная газовая постоянная.

Обозначив через m массу молекулы, плотность газа выразим следующей формулой:

$$\rho = Nm/V, \quad кг/м^3. \tag{4.3}$$

Подставляя ф-лу (4.3) в (4.2), получаем: $pNm/\rho = NkT$, откуда следует:

$$\rho = pNm/NkT = pM/RT, \ кг/м^3, \tag{4.4}$$

где через $M = Nm$ обозначена масса килограмм-молекулы.

Подставляя теперь значение ρ из ф-лы (4.4) в (4.1), получаем

$$dp = -\frac{pMg}{RT} dh,$$

т. е. дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dh}{H}, \tag{4.5}$$

где $H = RT/Mg$, $м$ — высота однородной атмосферы.

Интегрируя ур-ние (4.5), находим

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{H}} = p_0 e^{-\frac{Mg}{RT} h}, \ н/м^2, \tag{4.6}$$

где p_0 — атмосферное давление в $н/м^2$ у поверхности Земли. Переход к давлению в атмосферах возможен при помощи соотношения $1\ am = 9{,}81 \cdot 10^4\ н/м^2$.

Выражение (4.6), известное под названием барометрической формулы, устанавливает зависимость между давлением и высотой над поверхностью Земли.

В области постоянного состава атмосферы величина M имеет значение, равное 29,0. Это средний молекулярный вес газов, вхо-

дящих в состав сухого воздуха в области постоянного состава атмосферы (до высоты $h=90$ *км*). На высотах 130—125 *км* M принимает значение порядка 25, а на бо́льших высотах — порядка 15.

Физический смысл высоты однородной атмосферы H заключается в том, что она представляет собой высоту атмосферы постоянной плотности ρ_0, создающей такое же давление, как и действительно наблюдаемое. Для атмосферы постоянного состава при температуре $T=273°\text{K}$ $H=8$ *км*. Для молекулярного кислорода при той же температуре $H=7{,}2$ *км*.

Та же самая ф-ла (4.6) служит для определения частичного (парциального) давления газов, входящих в состав атмосферы в той области, где газы располагаются в соответствии с их молекулярными массами. При этом в качестве исходного следует брать не давление у поверхности моря, а давление p_{h_0} на высоте h_0, где начинается расслоение. Полное давление на данной высоте равно сумме парциальных давлений.

Определение зависимости давления от высоты осложняется тем, что температура воздуха не остается постоянной, а изменяется с высотой. Это вынуждает пользоваться для определения давления в области постоянного состава атмосферы интегральной формулой

$$p_h = p_0 e^{-\frac{Mg}{R}\int_0^h \frac{dh}{T(h)}}, \quad н/м^2,$$

где через $T(h)$ обозначена зависимость температуры от высоты.

Многочисленные измерения распределения давления по высоте атмосферы, осуществленные за последние годы при помощи ИСЗ и космических кораблей, а также наблюдения за торможением ИСЗ и космических кораблей в земной атмосфере вследствие трения о воздух показали, что в действительности атмосфера Земли является гораздо более плотной, чем это предполагали раньше. Сейчас установлено, что вследствие изменения теплового режима атмосферы (например, под действием хромосферных вспышек на Солнце) распределение плотности по высоте атмосферы, особенно на уровнях, превышающих 100—200 *км*, подвержено колебаниям Поэтому можно говорить только о средних значениях плотности. В настоящее время принимаются следующие значения молекулярной плотности [52]: для высот 100, 200 и 300 *км* соответственно $3\cdot10^{13}$, $2\cdot10^{10}$ и 10^9 частиц в $см^3$.

Распределение температуры по высоте в области тропосферы подробно рассматривалось в параграфе 3.1. По достижении верхней границы тропосферы падение температуры прекращается и она поддержнвается на уровне 210°К (—60°С) примерно до 20 *км*. При дальнейшем увеличении высоты температура атмосферы начинает возрастать, достигая максимума ($\sim 400°\text{K}$) на высоте около 60 *км*. На высоте около 80 *км* находится температурный минимум (около 150÷200°К), после чего температура начинает возрастать до зна-

чений порядка тысячи градусов и выше. Так же, как молекулярная плотность, температура на высотах больше 200 *км* непостоянна и во время хромосферных вспышек на Солнце и при вторжении в земную атмосферу потоков заряженных частиц существенно изменяется. Среднее распределение температуры до высоты 500 *км* показано на рис. 4.2 [47].

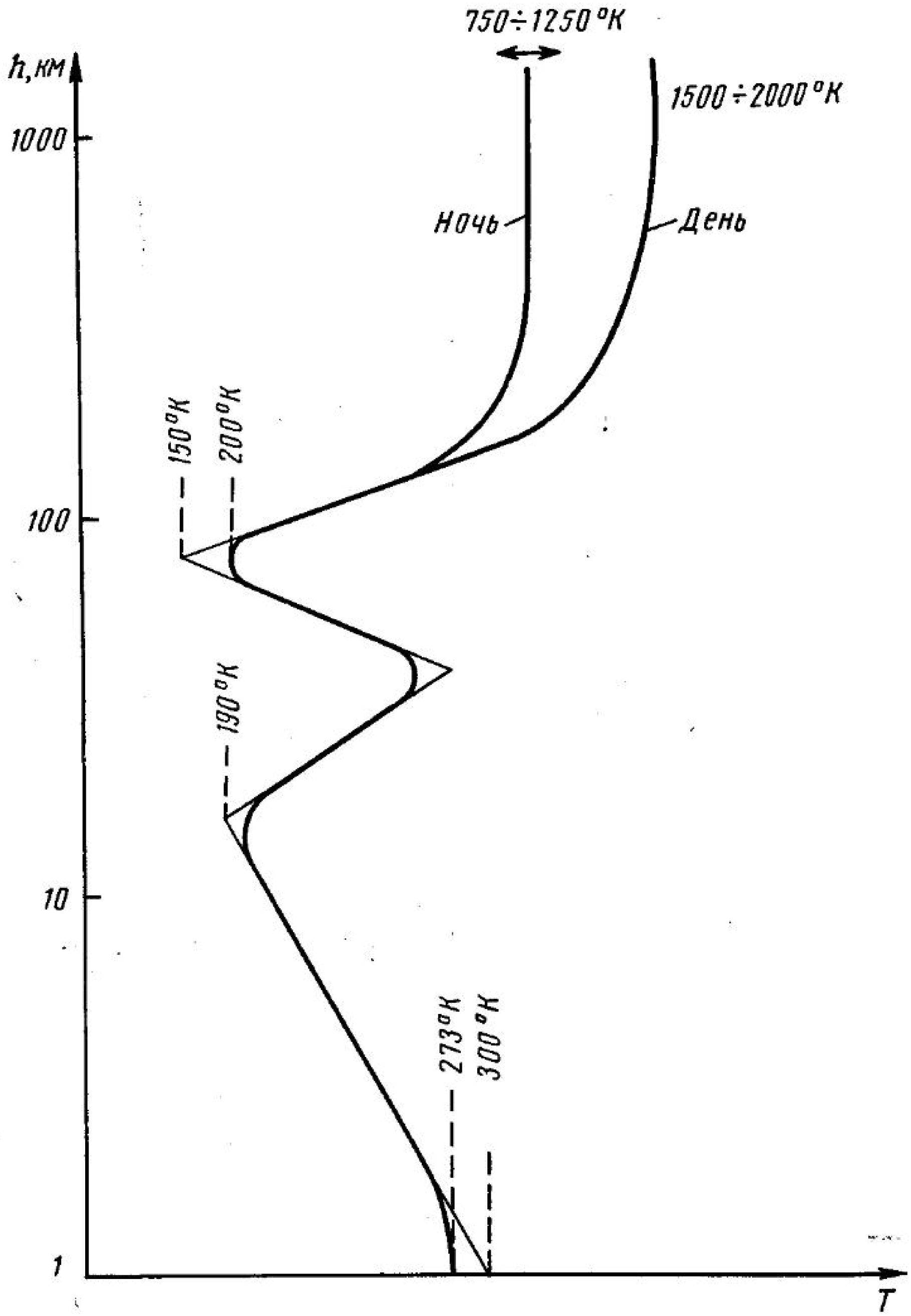


Рис. 4.2. Предполагаемая зависимость кинетической температуры атмосферы от высоты

Температурный максимум на высоте 60 *км* вызывается процессами образования O_3. Вторичное возрастание температуры на более высоких уровнях вызвано поглощением солнечной радиации при образовании ионизированной области.

Температуру разреженной атмосферы следует понимать в соответствии с кинетической теорией газов, а именно как величину, характеризующую среднюю тепловую скорость движения молекул, атомов и электронов. Именно в этом отношении делают различие между электронной температурой и температурой нейтральных частиц. Начиная с высот 130—150 *км*, температура заряженных частиц обычно на несколько сотен градусов превышает температуру нейтральных частиц. Объясняется это тем избытком энергии, который приобретают заряженные частицы в процессе ионизации (см. параграф 4.2). По изложенным причинам температуру верхних слоев атмосферы часто называют кинетической.

Необходимо иметь в виду, что в верхних слоях атмосферы так же, как и в тропосфере, существуют ветры и вертикальные течения воздуха, приводящие к турбулентности и образованию местных неоднородностей. Верхние слои атмосферы представляют собой неустойчивое во времени образование, подверженное флуктуациям.

4.2. МЕХАНИЗМ ИОНИЗАЦИИ

Атомы газов, входящих в состав земной атмосферы, состоят из положительно заряженных ядер и окружающих их электронных оболочек. В нейтральных атомах положительный заряд ядра компенсируется отрицательным зарядом периферических электронов.

Процесс ионизации заключается в отрывании одного (реже нескольких) электронов от наружной оболочки атома. В результате этого электрическое равновесие нарушается, и атом приобретает один (или несколько) элементарных зарядов. Электроны, входящие в наружную оболочку, притягиваются к положительно заряженному ядру, поэтому для их удаления из сферы притяжения необходимо затратить вполне определенную работу, называемую работой ионизации или работой выхода. Для всех входящих в состав атмосферы газов, как в молекулярном, так и в атомарном состояниях, значения работы ионизации хорошо известны на основании измерений, проводимых в лабораторных условиях.

Среди многих известных видов ионизации особый интерес для дальнейших рассмотрений представляют два, а именно, фотоионизация и ударная ионизация.

Можно утверждать, что если данный газ подвергается действию лучей с энергией фотонов $h\nu$ и работа ионизации для него равна W, то ионизация может произойти при соблюдении условия $h\nu > W$, которое можно записать в виде

$$\nu > \nu_{\text{ион}}, \tag{4.7}$$

где

$$\nu_{\text{ион}} = W/h, \ гц. \tag{4.8}$$

Неравенство (4.7) показывает, что ионизация данного газа происходит при воздействии излучения, частота которого превышает некоторое критическое значение, называемое ионизирующей частотой. Никакое увеличение интенсивности излучения (числа фотонов), частота которого не удовлетворяет неравенству (4.7), не может привести к ионизации газа.

При малых скоростях выбиваемых электронов, когда релятивистскими поправками можно пренебречь, общий баланс энергии выражается равенством $h\nu = W + mv^2/2$. Из приведенной формулы следует, что увеличение частоты излучения при неизменном числе фотонов приводит к увеличению скорости выбиваемых электронов и к повышению электронной температуры, о чем уже упоминалось в предыдущем параграфе. Так обстоит дело при фотоионизации.

При ударной ионизации непосредственной причиной вырывания периферического электрона из сферы притяжения ядра является попадание в молекулу или атом частицы (корпу́скулы), обладающей достаточным запасом кинетической энергии. Полагая по-прежнему, что релятивистской поправкой на массу движущихся частиц можно пренебречь, условие ионизации можно написать в виде неравенства $m_1 v_1^2/2 > W$ или $v_1 > v_{\text{ион}}$, где $v_{\text{ион}} = \sqrt{2W/m_1}$, *м/сек* — критическое значение скорости частицы, при которой наступает ионизация. Общий баланс энергии при этом выглядит так:

$$m_1 v_1^2/2 = W + mv^2/2.$$

Здесь m_1 и v_1 соответственно масса и скорость ионизирующей частицы, а m и v — масса и скорость выбитого электрона.

Энергию движущейся частицы принято выражать в электронвольтах (*эв*), полагая условно, что частица имеет заряд и массу электрона. Связь между кинетической энергией и работой ионизации устанавливается соотношением

$$mv^2/2 = eU, \ \textit{дж}, \tag{4.9}$$

где e — заряд электрона в кулонах, а U — разность потенциалов в вольтах, под действием которой покоившийся вначале электрон приобретает скорость v.

Формула (4.9) устанавливает однозначное соответствие между скоростью v и энергией движущегося электрона, выраженной в *эв*. Действительно, учитывая, что 1 *эв* $= 1{,}60207 \cdot 10^{-19}$ *дж*, ф-лу (4.9) можно переписать в виде

$$v = \sqrt{\frac{2\,[eU]_{[\textit{дж}]}}{m_{[\textit{кг}]}}} = 5{,}65 \cdot 10^{-10} \sqrt{\frac{[eU]_{[\textit{эв}]}}{m_{[\textit{кг}]}}}, \ \textit{м/сек}. \tag{4.9а}$$

Если произведение $[eU]$ численно равно работе ионизации W, выраженной в *эв*, то ф-лу (4.9а) можно также представить в виде:

$$v = 5{,}65 \cdot 10^{-10} \sqrt{\frac{W_{[\textit{эв}]}}{m_{[\textit{кг}]}}}, \ \textit{м/сек}. \tag{4.9б}$$

Так же легко установить связь между длиной ионизирующей волны $\lambda_{ион}$ и энергией ионизации $W_{[эв]}$. Обратимся для этого к ф-ле (4.8) и перепишем ее в виде $\nu_{ион}=c/\lambda_{ион}=W/h$, *гц*, откуда

$$\lambda_{ион}=ch/W,\ м, \qquad (4.10)$$

где W выражено в *дж*, а $c=3\cdot10^8$ *м/сек*. При помощи соотношения 1 *эв* $=1{,}6\cdot10^{-19}$ *дж* ф-лу (4.10) можно переписать в виде:

$$\lambda_{ион}=\frac{ch10^{19}}{1{,}6W_{[эв]}},\ м.$$

Подставляя сюда численные значения c и h в системе единиц СИ, находим

$$\lambda_{ион}=\frac{12{,}394\cdot10^{-7}}{W_{[эв]}},\ м$$

или, в более удобных единицах,

$$\lambda_{ион}=\frac{1{,}2394}{W_{[эв]}},\ мк,\quad \lambda_{ион}=\frac{12394}{W_{[эв]}},\ \mathring{A},$$

где $1\mathring{A}=10^{-10}$ *м*.

Говоря о фотоионизации, удобно выражать работу выхода через длину ионизирующей волны; наоборот, рассматривая ударную ионизацию, целесообразно выражать работу выхода в *эв*.

Таблица 4.2

РАБОТА ИОНИЗАЦИИ ДЛЯ ГАЗОВ, ВХОДЯЩИХ В СОСТАВ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Газ	Реакция	Ионизирующая длина волны, $\mathring{A}$	Работа ионизации *эв*
O_2	$O_2+h\nu\rightarrow O_2^++e$	1026	12,2
O	$O+h\nu\rightarrow O^++e$	910	13,61
O^+	$O^++h\nu\rightarrow O^{++}+e$	350	35,1
N_2	$N_2+h\nu\rightarrow N_2^++e$	795	15,51
N	$N+h\nu\rightarrow N^++e$	850	14,53
He	$He+h\nu\rightarrow He^++e$	503	24,58
H_2	$H_2+h\nu\rightarrow H_2^++e$	802	15,42
H	$H+h\nu\rightarrow H^++e$	910	13,60
NO	$NO+h\nu\rightarrow (NO)^++e$	1340	9,25

В таблице 4.2 приведены значения работы ионизации для входящих в состав атмосферы газов. В формулах реакции через e обозначен освобождаемый электрон. Рассмотрение табл. 4.2 показывает, что ионизацию даже наиболее легко иоиизируемого газа

(окиси азота) могут осуществить только весьма короткие ультрафиолетовые лучи.

Отметим, что земной поверхности достигает только ультрафиолетовое излучение с длинами волн, превышающими 2900 Å. Более короткие из ультрафиолетовых лучей целиком поглощаются в верхних слоях атмосферы, затрачивая энергию на ионизацию, диссоциацию, образование слоя озона, фотохимические реакции и другие процессы.

Таблица 4.2 позволяет также определить, какой скоростью должна обладать частица, имеющая массу электрона, чтобы произвести ионизацию одного из газов.

Пример 4.1. Определить, какой скоростью v должен обладать движущийся электрон, чтобы при центральном ударе произошла ионизация O_2.

Подставляя в ф-лу (4.9б) значение массы электрона $m=9{,}106\cdot10^{-31}$ *кг*, а также численное значение работы ионизации для молекулярного кислорода из табл. 4.2, находим

$$v = 5{,}65\cdot10^{-10}\sqrt{\frac{12{,}2\cdot10^{31}}{9{,}106}} \approx 2{,}1\cdot10^{6}\ \text{м/сек} = 2100\ \text{км/сек}.$$

Этот расчет показывает, что ионизацию молекул кислорода могут осуществить только частицы с массой электрона и скоростью >2100 *км/сек*.

4.3. ИСТОЧНИКИ ИОНИЗАЦИИ

Основным источником ионизации атмосферы Земли является Солнце, фотосфера которого обладает температурой порядка 6000°К и излучает непрерывный спектр электромагнитных волн в весьма широком диапазоне частот, а хромосфера и нагретая до температуры $6\cdot10^5$°К (а по некоторым данным даже до температуры $2\cdot10^6$°К) солнечная корона являются источником мягкого рентгеновского излучения в диапазоне волн от 2 до 100 Å и ультрафиолетового излучения в диапазоне от 100 до 300 Å. Солнечная корона, кроме того, испускает электромагнитные волны в виде отдельных эмиссионных линий большой мощности. Одновременно с поверхности Солнца непрерывно выбрасываются потоки электронов и других заряженных частиц, образующих корпускулярное излучение («солнечный ветер»).

Как показывает табл. 4.2, ионизирующим действием обладают электромагнитные волны с длиной волны короче 1340 Å, а для основных составных частей атмосферы — с длиной волны короче 1000 Å. Эта часть спектра электромагнитных волн относится к диапазону ультрафиолетовых лучей (от 100 Å до 4000 Å) и мягких рентгеновских лучей.

Интенсивность ультрафиолетового излучения Солнца можно вычислить на основании закона Планка, приписывая Солнцу свойства абсолютно черного тела при температуре 6000°К. Результаты расчета показывают, что на диапазон лучей, обладающих ионизи-

рующим действием (точнее, на диапазон от 0 до 1000 $\mathring{A}$), приходится только $2 \cdot 10^{-6}$ часть всей излучаемой Солнцем электромагнитной энергии. Измерить интенсивность этого излучения у поверхности Земли, конечно, невозможно, так как все волны короче 2900 $\mathring{A}$ поглощаются в толще атмосферы. По той же причине не достигают поверхности Земли и корпускулярные потоки. Только в самые последние годы в связи с успешным запуском в Советском Союзе первых ИСЗ и геофизических ракет, несущих на себе аппаратуру для измерения интенсивности ультрафиолетовых и мягких рентгеновских лучей и потоков заряженных частиц в виде соответствующих счетчиков фотонов и счетчиков частиц, разрешен вопрос о прямом измерении интенсивности ионизирующих земную атмосферу излучений [53, 54]. Интересные измерения интенсивности корпускулярных потоков были произведены при помощи флуоресцирующих экранов, установленных на третьем советском ИСЗ. Совокупность полученных данных позволяет предположить, что интенсивность корпускулярного ионизирующего излучения составляет не более 30—50% от интенсивности ионизирующего электромагнитного излучения Солнца.

Говоря о Солнце как о главном источнике ионизации земной атмосферы, не следует забывать, что ультрафиолетовое излучение Солнца в области волн короче 2000 $\mathring{A}$ не остается постоянным и из года в год изменяется в соответствии с 11-летним периодом солнечной активности [1]). Солнечная активность характеризуется среднегодовым относительным числом солнечных пятен. Существует тесная корреляция между этим числом и интенсивностью ионизирующего излучения. В годы высокой активности возрастает и корпускулярное излучение Солнца. Исследования Г. М. Никольского и Г. С. Иванова-Холодного [55] показали, что плотность потока ионизирующего излучения Солнца равна $3 \cdot 10^{-3}$ *вт/м*^{2} в годы спокойного Солнца и возрастает до 10^{-2} *вт/м*^{2} в годы высокой активности.

Время от времени, при возникновении на поверхности Солнца так называемых хромосферных вспышек, длящихся от нескольких минут до 1÷3 часов, резко возрастает интенсивность видимого излучения (в отдельных линиях спектра), и особенно сильно, ультрафиолетового, рентгеновского и радиоизлучения. Хромосферные вспышки являются также источником корпускулярных потоков и космических лучей (потоков протонов больших энергий от $5 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^{10}$ *эв*).

Исследования последних лет [47] показали, что космические лучи (несолнечного происхождения), глубоко проникая в толщу атмосферы Земли, играют существенную роль в образовании наиболее низких ионизированных слоев атмосферы.

Наконец, следует упомянуть в качестве возможной причины ионизации атмосферы космическую пыль, мельчайшие частицы ма-

---

[1]) Влияние 11-летнего периода солнечной активности на состояние ионизированных слоев атмосферы более подробно рассматривается в пятой главе.

терии, непрерывно вторгающиеся в атмосферу, сгорающие в ней и вызывающие ионизацию. Радиус этих частиц предположительно составляет от 0,4 до 4 *мк*, а число попадающих за сутки в атмосферу частиц по тем же оценкам достигает 10^{20}. Оценить в количественном отношении ионизирующее действие космической пыли пока еще невозможно. Более крупные метеоры образуют ионизированные следы в виде узких цилиндрических столбов с первоначальным диаметром в несколько сантиметров, которые быстро расширяются. Длина ионизированных столбов достигает нескольких десятков километров, линейная плотность электронов в них составляет 10^{10}—10^{16} $1/м$, а длительность их существования колеблется от десятых долей секунды до минут.

Приводим в заключение некоторые результаты измерений интенсивности ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения Солнца, осуществленные при помощи установленных на геофизических ракетах и ИСЗ счетчиков фотонов [56]. Солнечная постоянная, т. е. плотность потока солнечного излучения вне земной атмосферы на среднем расстоянии Земли от Солнца, согласно последним исследованиям, составляет

$$C = 2{,}00 \ кал/см^2 \cdot мин = 1{,}39 \cdot 10^3 \ вт/м^2.$$

Измерения показывают, что интенсивность ультрафиолетового излучения Солнца на волне 1215,7 $\mathring{A}$ (что соответствует линии L_α серии Лаймана водорода) колеблется в пределах от 10^{-4} до $4 \cdot 10^{-4}$ $вт/м^2$. Интенсивность излучения на волне 1025,7 $\mathring{A}$ (что соответствует линии L_β серии Лаймана водорода) оценена в $3 \cdot 10^{-5}$ $вт/м^2$. Общая интенсивность мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучений в диапазоне волн от 8 до 100 $\mathring{A}$ оценена в 10^{-4} $вт/м^2$.

4.4. ОБРАЗОВАНИЕ ИОНИЗИРОВАННОЙ ОБЛАСТИ В ОДНОРОДНОЙ ПО СВОЕМУ СОСТАВУ АТМОСФЕРЕ

С целью изучить механизм образования в атмосфере ионизированной области обратимся, прежде всего, к наиболее простому случаю, когда на однородную по своему составу атмосферу, которая имеет по всей своей толще одинаковую температуру и давление которой изменяется с высотой по барометрической формуле, воздействует монохроматическое ионизирующее излучение частоты ν. Предполагается, что энергия фотона $h\nu$ ионизирующего излучения превышает работу выхода W. В первую очередь рассмотрим случай нормального падения ионизирующего излучения. Обозначим через S_∞ плотность потока этого излучения у наружной кромки атмосферы.

Самые общие рассуждения показывают, что ни у поверхности Земли, ни у верхней кромки атмосферы максимум ионизации образоваться не может. Действительно, для того, чтобы достигнуть

поверхности Земли, ионизирующему излучению придется проникнуть через всю толщу атмосферы, и маловероятно, чтобы в подобных случаях оно сохранило энергию, достаточную для образования максимума ионизации. С другой стороны, несмотря на то, что у верхней кромки атмосферы ионизирующее излучение обладает максимальной энергией, плотность атмосферы на этих высотах столь незначительна, что если даже все содержащиеся в единице объема молекулы окажутся ионизированными, то это создаст ничтожную общую ионизацию. Следовательно, максимум ионизации должен образоваться на конечной высоте. Схема действия ионизирующего излучения при нормальном падении показана на рис. 4.3.

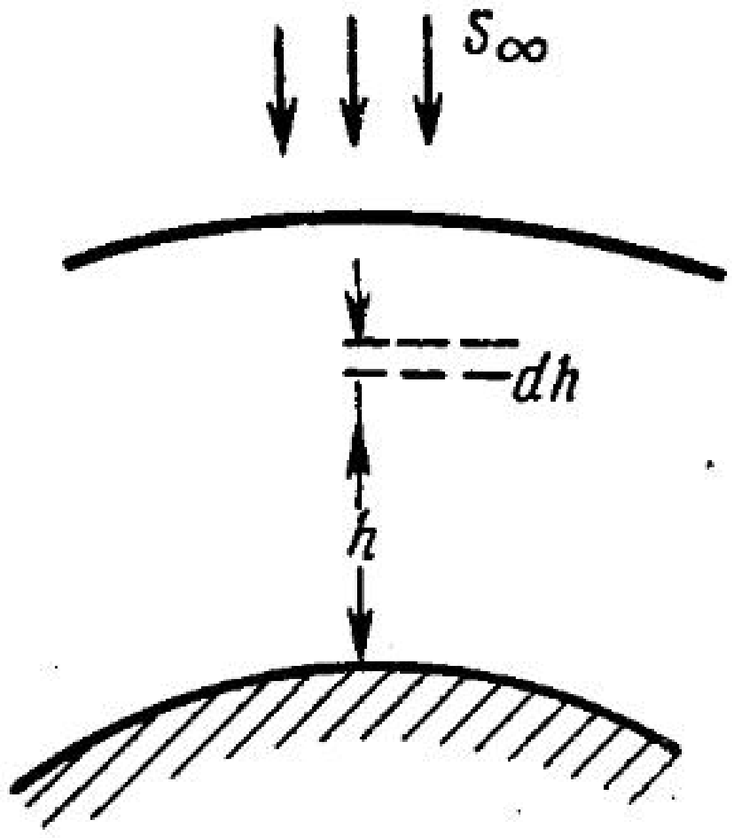


Рис. 4.3. К образованию слоя максимальной ионизации в атмосфере Земли

Обозначим через S плотность потока ионизирующего излучения (в $вт/м^2$) на высоте h над поверхностью Земли, а через I_S — число образующихся под действием этого излучения свободных электронов в единице объема за 1 *сек*.

Если $\frac{dS}{dh}$ представляет собой быстроту убывания плотности потока ионизирующего излучения по мере проникновения в толщу атмосферы, то мощность, расходуемую на процесс ионизации в 1 $м^3$ за 1 *сек*, можно найти на основании следующих рассуждений. На отрезке dh плотность потока измеияется на dS. Обозначим через Q изменение этого потока на отрезке в 1 *м*. Можем составить пропорцию: $dS:dh=Q:1$, откуда $Q=\frac{dS}{dh}$. Поскольку плотность потока относится к 1 $м^2$ поперечного сечения, то величина $\frac{dS}{dh}$, которая имеет размерность $вт/сек\cdot м^3$, выражает собой потерю энергии ионизирующего излучения в 1 $м^3$ атмосферы на высоте h над поверхностью Земли. Каждый фотон может выбить только один электрон. Если предположить, это вся энергия $\frac{dS}{dh}$ расходуется на ионизацию, то число образовавшихся в 1 $м^3$ за 1 *сек* свободных электронов можно определить по очевидной формуле

$$I_S=\frac{1}{[h\nu]}\frac{dS}{dh},\quad 1/м^3\cdot сек^1). \tag{4.11}$$

При прохождении через слой атмосферы толщиной dh плотность потока энергии уменьшается на величину dS, которая прямо про-

---

[1]) Для того чтобы ие смешивать постоянную Планка h с высотой h, здесь и в дальнейших формулах этого параграфа энергия фотона $[h\nu]$ заключена в квадратные скобки.

порциональна самой плотности потока S, толщине элементарного слоя dh и числу молекул в единице объема, которое, в свою очередь, пропорционально атмосферному давлению. Обозначая через B коэффициент пропорциональности, можем написать

$$dS = BSpdh. \tag{4.12}$$

Выражая зависимость давления от высоты при помощи барометрической формулы и вводя обозначения $b = \frac{Mg}{RT}$ и $Bp_0 = B'$, ф-лу (4.12) можно переписать так:

$$dS = B'S\,e^{-bh}\,dh,\ вт/м^2. \tag{4.13}$$

Полученное уравнение представляет собой дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными, решая которое можно найти зависимость плотности потока ионизирующего излучения от высоты.

Разделяя переменные и интегрируя левую часть в пределах от S до S_∞, а правую — в пределах от h до ∞, т. е. в пределах того пути, который проходит ионизирующее излучение при достижении точки на высоте h,

$$\int_S^{S_\infty} \frac{dS}{S} = B' \int_h^\infty e^{-bh}\,dh,$$

получим:

$$\ln \frac{S_\infty}{S} = B'\,e^{-bh}\ . \tag{4.14}$$

Здесь условно полагается, что наружная кромка атмосферы находится на бесконечно большом, а по существу — на достаточно большом удалении от поверхности Земли.

Решая относительно S логарифмическое ур-ние (4.14), находим:

$$S = S_\infty\, e^{-\frac{B'}{b}\,e^{-bh}},\ вт/м^2. \tag{4.15}$$

Подставляя выражение (4.15) в (4.13), а последнее — в (4.11), получим

$$I_S = \frac{B'S_\infty}{[h\nu]}\, e^{-\left(\frac{B'}{b}\,e^{-bh}+bh\right)},\ 1/м^3 \cdot сек. \tag{4.16}$$

Полученная формула отображает закон изменения по высоте атмосферы количества образующихся в единице объема за 1 *сек* свободных электронов. Найдем высоту h_0, на которой I_S достигает максимума. Замечая, что h входит только в показатель степени, дифференцируя последний по h и приравнивая результат нулю, находим: $-B'e^{-bh}+b=0$, откуда $h_0 = \frac{1}{b}\ln\frac{B'}{b}$, *м*.

Полученная формула подтверждает сделанное выше предположение о том, что максимум ионизации образуется на конечной высоте, которая тем больше, чем выше поглощающая способность атмосферы, характеризуемая коэффициентом B', чем выше температура атмосферы и чем меньше средний молекулярный вес ионизируемых газов.

Формулу (4.16) нетрудно распространить на более общий случай косого падения ионизирующего излучения, когда зенитное расстояние Солнца (угол χ между направлением солнечных лучей и вертикалью) отлично от нуля.

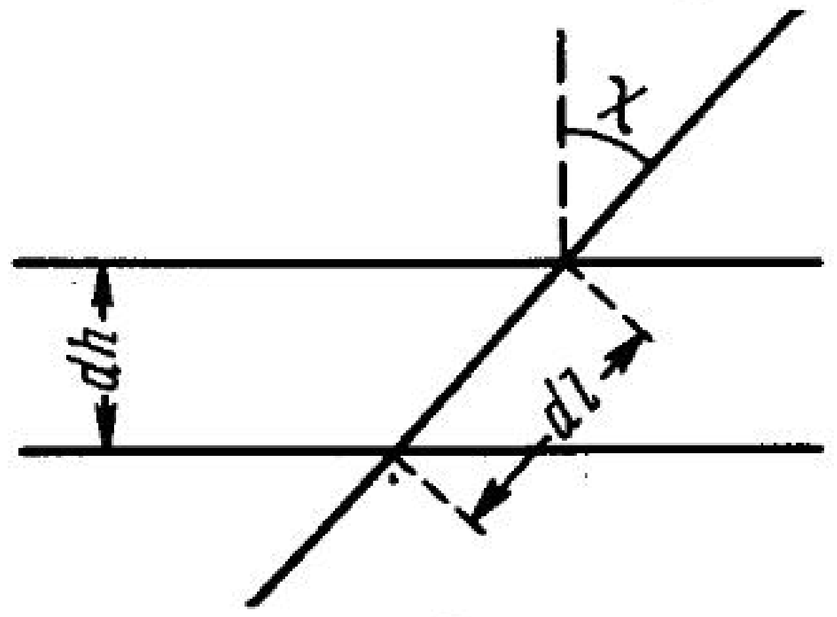


Рис. 4.4. Определение элемента пути при косом падении ионизирующего излучения

При углублении на величину dh ионизирующее излучение проходит путь (рис. 4.4)

$$dl = dh/\cos\chi. \qquad (4.17)$$

В единице объема за одну секунду при этом выделяется

$$I_S = \frac{1}{[h\nu]}\,\frac{dS}{dh},\ 1/м^3\cdot сек \qquad (4.18)$$

свободных электронов.

Подставляя значение dl из (4.17), ф-лу (4.18) можно представить в виде

$$I_S = \frac{1}{[h\nu]}\cdot\frac{dS}{dh}\cos\chi,\ 1/м^3\cdot сек.$$

Производя аналогичную замену в ф-лах (4.12) и (4.13), получаем

$$dS = BSpdl = B'S\ e^{-bh}\,\frac{dh}{\cos\chi}.$$

Повторяя далее ранее выполненные выкладки для нормального падения, вместо ф-лы (4.16) получаем

$$I_S = \frac{B'}{[h\nu]}\,S_\infty e^{-\left(\frac{B'}{b\cos\chi}\,e^{-bh}+bh\right)}. \qquad (4.19)$$

Максимум ионизации при этом будет расположен на высоте

$$h_0 = \frac{1}{b}\ln\left(\frac{B'}{B\cos\chi}\right),\ м. \qquad (4.20)$$

Формула (4.19) характеризует зависимость количества образующихся в 1 $м^3$ за 1 $сек$ свободных электронов от высоты и от зенитного расстояния, а ф-ла (4.20) — зависимость высоты максимума ионизации от зенитного расстояния.

Подставляя значение h_0 из ф-лы (4.20) в (4.19), находим выражение для максимального значения:

$$I_{S\,\text{макс}} = \frac{S_\infty b}{[h\nu]\,e}\cos\chi, \quad 1/м^3 \cdot сек. \tag{4.21}$$

Обозначая через $I_{S\,\text{макс}\,0}$ максимальное значение числа освобождаемых за 1 *сек* в 1 $м^3$ электронов при нулевом значении зенитного расстояния, ф-лу (4.21) можно переписать в виде $I_S/I_{S\,\text{макс}\,0} = \cos\chi$.

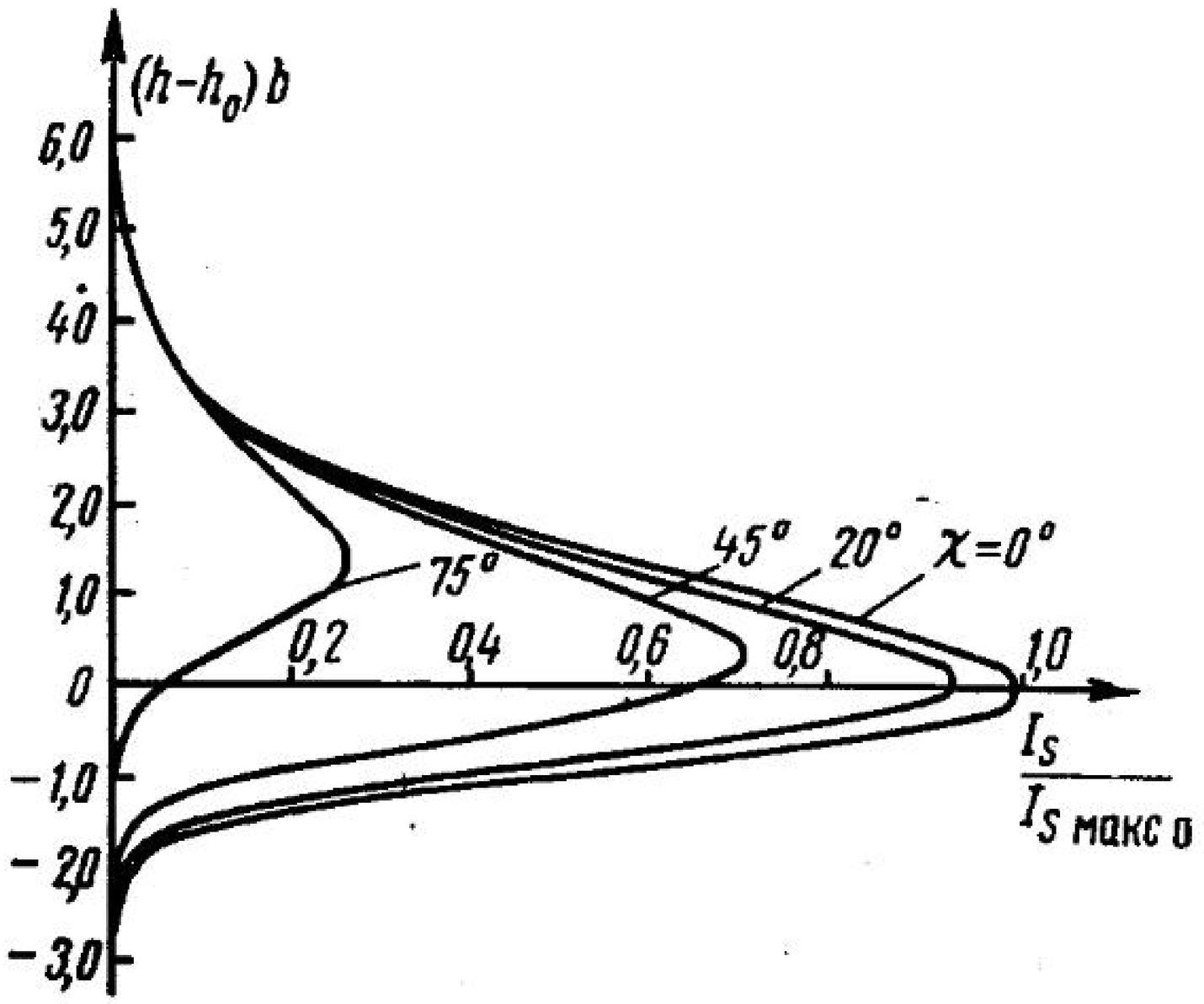


Рис. 4.5. Завнсимость относительного количества образующихся в единице объема за 1 *сек* свободных электронов от высоты и зенитного расстояния

На рис. 4.5 приведены построенные по ф-ле (4.19) зависимости $I_S/I_{S\,\text{макс}\,0}$ от высоты h над поверхностью Земли для четырех значений зенитного расстояния. По оси ординат отложены относительные (безразмерные) значения высот, отсчитываемые от высоты h_0, на которой расположен максимум ионизации при $\chi=0$. Масштабом расстояний является величина $\frac{1}{b} = H = \frac{RT}{Mg}$, т. е. высота однородной атмосферы. Рисунок 4.5 показывает, что по мере увеличения зенитного расстояния высота расположения максимума I_S возрастает.

Из формул (4.16) и (4.19) следует, что при сделанных предположениях, т. е. в однородной по своему составу атмосфере с постоянной температурой, под действием монохроматического излучения должна возникнуть ионизированная область с одним максимумом, как показано на рис. 4.5. Такой слой называют иногда простым ионизированным слоем. Теория простого слоя была разработана в СССР С. И. Крючковым [57], а за рубежом — С. Чепмэном [58]. В иностранной литературе простой слой часто называют слоем Чепмэна.

4.5. ИСЧЕЗНОВЕНИЕ СВОБОДНЫХ ЗАРЯДОВ В АТМОСФЕРЕ

До сих пор процесс ионизации рассматривался односторонне. Предполагалось, что под действием того или иного ионизирующего фактора в единице объема воздуха в одну секунду образуется I_s свободных электронов и, очевидно, столько же положительных ионов. Рассматривая подобным образом процесс ионизации, нетрудно видеть, что если первоначально в единице объема содержалось N_m нейтральных молекул, то через промежуток времени $\tau = N_m/I_s$, *сек*, весь наличный состав молекул будет полностью ионизирован.

В действительности процессы протекают, конечно, не так. Наряду с ионизацией происходит обратный процесс исчезновения свободных электронов вследствие воссоединения (рекомбинации) их с положительными ионами. Если под действием ионизации образуются новые электроны и ионы, то при рекомбинации электроны и ионы исчезают, и в известных условиях в ионизированном газе может наступить динамическое равновесие, когда количество вновь образующихся электронов делается равным числу исчезающих.

Физическая причина явления рекомбинации заключается в беспорядочном тепловом движении, которое совершают электроны, ионы и нейтральные молекулы и в процессе которого электрон и ион могут оказаться настолько близко один от другого, что под действием сил электростатического притяжения соединяются друг с другом, превращаясь в нейтральный атом или молекулу. Происходящие при этом реакции описываются формулами

$$\left.\begin{aligned} O^+ + e &\rightarrow O + h\nu \\ O_2^+ + e &\rightarrow O_2 + h\nu \end{aligned}\right\}. \qquad (4.22)$$

Здесь символом O^+ обозначен положительный ион. Аналогичным образом можно записать реакции рекомбинации для других газов, входящих в состав земной атмосферы. Как показывают ф-лы (4.22), воссоединение электрона и иона сопровождается выделением энергии в виде фотона, равной работе ионизации. Таким образом, энергия, затраченная на ионизацию газов, частично выделяется в процессе рекомбинации. Мы говорим о частичной компенсации энергии, так как избыток h_ν над W переходит в кинетическую энергию освобождаемых электронов.

Предположим, что в 1 $м^3$ воздуха находятся один электрон и один положительный ион. Обозначим через α_e вероятность их воссоединения. Эта величина носит название коэффициента рекомбинации. Физический смысл вероятности воссоединения можно видеть в том, что за время $1/\alpha_e$ секунд в среднем происходит одно столкновение данного электрона с положительным ионом. В принятой системе единиц коэффициент рекомбинации имеет размерность $м^3/сек$.

Предположим, далее, что в единицу объема воздуха введены еще один электрон и ион (рис. 4.6). Вероятность воссоединения при этом возрастает в четыре раза, так как теперь с одинаковой вероятностью могут соединяться старый электрон со старым ионом, старый электрон с новым ионом, новый электрон со старым ионом и новый электрон с новым ионом. Распространив подобные рассуждения на N электронов, можно составить следующую схему:

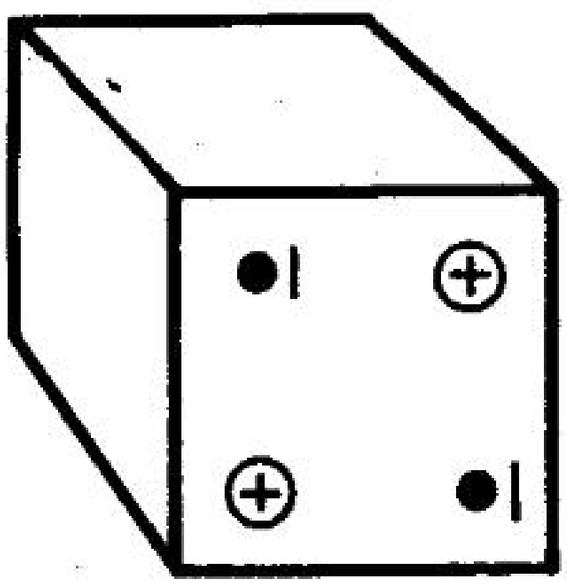


Рис. 4.6. К определению числа воссоединяемых электронов

Число электронов	1, 2, 3, ... N.
Вероятность воссоединения . . .	α_e, $4\alpha_e$, $9\alpha_e$, ... $N^2\alpha_e$.

Число N свободных электронов в единице объема носит название *электронной концентрации* или *электронной плотности*.

Если под действием ионизирующего излучения в единице объема воздуха в одну секунду образуется I_S свободных электронов и за то же время исчезает вследствие рекомбинации $N^2\alpha_e$ электронов, то уравнение состояния ионизированного газа можно записать так:

$$\frac{dN}{dt} = I_S - \alpha_e N^2, \ 1/м^3 \cdot сек. \qquad (4.23)$$

Рассмотрим два частных случая:

а) Состояние динамического равновесия. Если число вновь образующихся электронов равно количеству исчезающих, то $\frac{dN}{dt} = 0$ и ур-ние (4.23) принимает вид $I_S - \alpha_e N^2 = 0$, откуда следует

$$N = \sqrt{\frac{I_S}{\alpha_e}}, \ 1/м^3. \qquad (4.24)$$

Формула (4.24), прежде всего, показывает, что если полагать коэффициент рекомбинации α_e мало изменяющимся с высотой, то местоположение максимума электронной концентрации совпадает с максимумом величины I_S. Следовательно, сделанные в предыдущем параграфе выводы о высоте расположения максимума можно распространить на электронную концентрацию. Затем из ф-лы (4.24) следует, что абсолютное значение электронной концентрации обратно пропорционально корню квадратному из коэффициента рекомбинации. Следовательно, чем медленнее происходит воссоединение электронов, тем бóльшего значения достигает электронная концентрация в режиме динамического равновесия.

б) Исчезновение свободных зарядов после внезапного прекращения действия ионизирующего излучения. Уравнение (4.23) позволяет установить закон изменения во времени электронной концентрации после внезапного прекращения действия ионизирующего излучения, например, после за-

хода Солнца. Допустим, что в момент времени $t=0$, когда прекратилось действие ионизирующего излучения, электронная концентрация имела значение N_0. Ур-ние (4.23) в этих условиях принимает вид

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha_e N^2, \quad 1/м^3 \cdot сек. \tag{4.25}$$

Разделяя переменные и интегрируя левую часть в пределах от N_0 до N, а правую — в пределах от 0 до t,

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N^2} = -\alpha_e \int_0^t dt, \tag{4.26}$$

находим:

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \alpha_e t}, \quad 1/м^3.$$

Формула (4.26) показывает, что с увеличением t электронная концентрация монотонно уменьшается по гиперболическому закону, стремясь в пределе к нулю. Скорость уменьшения электронной концентрации [см. ф-лу (4.25)] определяется коэффициентом рекомбинации; чем больше абсолютное значение α_e, тем быстрее уменьшается концентрация. Ф-ла (4.26) позволяет объяснить тот факт, что с наступлением темноты, т. е. после прекращения ионизации, электронная концентрация уменьшается не сразу, а более или менее постепенно, сохраняя в некоторых случаях в течение всей зимней ночи значение, достаточное для отражения радиоволн.

Абсолютные значения коэффициентов рекомбинации приведены в следующем параграфе.

Описанный выше процесс воссоединения электронов и ионов является простейшим видом рекомбинации и носит название простой рекомбинации. Он наблюдается в верхних слоях атмосферы (в сильно разреженной атмосфере), где число нейтральных молекул невелико.

В более плотных слоях атмосферы, где наряду с электронами и ионами находится большое число нейтральных молекул, т. е. там, где ионизирована лишь небольшая часть всего наличного количества молекул, имеет место сложная, или ступенчатая рекомбинация. Схема протекания сложной рекомбинации представлена на рис. 4.7. Вследствие теплового движения электронов они могут оказаться вблизи молекул и «прилипнуть» к ним (осесть на них), что весьма вероятно из-за большого числа молекул и существования небольшой силы притяжения между электроном и нейтральной молекулой, которая характеризуется так называемым коэффициентом прилипания. Это первая ступень рекомбинации. Вслед на этим отрицательный ион воссоединяется с положительным ионом, образуя две нейтральные мо-

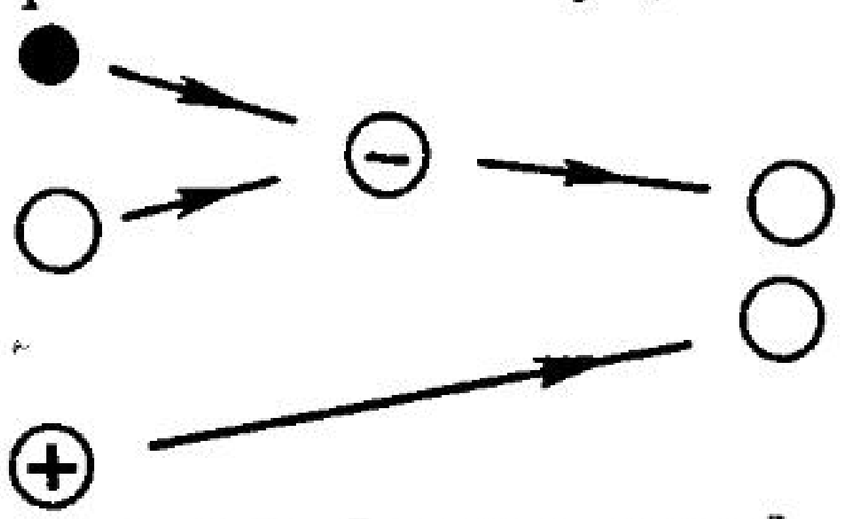


Рис. 4.7. Схема сложной рекомбинации

лекулы. В этих условиях процесс рекомбинации в целом характеризуется эффективным значением коэффициента рекомбинации.

В реальных условиях процесс рекомбинации протекает в еще более сложных условиях [59]. Прежде всего, оказалось, что наблюдаемые экспериментально значения коэффициентов рекомбинации нельзя объяснить в предположении, что электроны воссоединяются с ионизированными атомами, ибо этот процесс протекает крайне медленно. Гораздо энергичнее электроны воссоединяются с ионизированными молекулами, в частности, особенно охотно с ионизированной молекулой NO^+. Однако, как упоминалось, молекул окиси азота в атмосфере очень немного. Здесь на помощь приходит ионно-молекулярная реакция: $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$, превращающая ионы атомарного кислорода в ионы NO^+. А сама рекомбинация протекает по так называемой схеме диссоциативной рекомбинации [51]: $NO^+ + e \rightarrow (NO)^* \rightarrow N + O^*$, где звездочкой обозначено возбужденное состояние молекулы или атома.

С учетом молекулярных процессов уравнение динамического равновесия (4.24) приобретает более сложный вид. Обозначая через γ коэффициент, характеризующий быстроту рекомбинации атомных ионов за счет ионно-молекулярной реакции, и учитывая, что молекулярные ионы будут, в свою очередь, исчезать по закону диссоциативной рекомбинации с коэффициентами рекомбинации α', условие равновесия можем написать в виде

$$I_S = \gamma n^+ n_m = \alpha' n_m^+ N.$$

Здесь n_m — концентрация нейтральных молекул, n^+ — концентрация положительных атомных ионов, а n_m^+ — концентрация положительных молекулярных ионов. Учитывая, что общее количество положительных ионов равно числу электронов, имеем

$$n^+ + n_m^+ = N.$$

Решая полученную систему из трех уравнений относительно I_S, находим [60]

$$I_S = \frac{\gamma \alpha' n_m N^2}{\gamma n_m + \alpha' N}, \quad 1/сек \cdot м^3.$$

На сравнительно небольших высотах, где концентрация молекул достаточна велика, $\gamma n_m \gg \alpha' N$, в силу чего выражение для I_S принимает вид ф-лы (4.34). Наоборот, на высотах больше 200 *км* выполняется условие $\gamma n_m \ll \alpha N$ и формула равновесия принимает вид $I_S = \gamma n_m N$.

Полное уравнение состояния ионизированного газа должно учитывать, что свободные электроны образуются под действием не только прямой ионизации I_S, но также фотоотлипания (т. е. вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов под действием фотонов) и ударного отлипания (т. е. из-за отрыва электронов при столкновении с молекулами). Исчезновение свободных зарядов происходит, во-первых, в результате воссоединения электронов и по-

ложительных ионов, во-вторых, вследствие прилипания электронов к нейтральным молекулам, и, в-третьих, благодаря воссоединению отрицательных и положительных ионов.

Важным параметром ионизированного газа или плазмы, как его принято теперь называть, является среднее число ν испытываемых электроном за одну секунду столкновений с нейтральными молекулами, ионами и электронами. Не следует отождествлять эти столкновения со столкновениями, приводящими к рекомбинации. Совершая беспорядочное тепловое движение, электрон испытывает столкновения с перечисленными видами частиц, во время которых передает им свою кинетическую энергию. Только некоторые из столкновений с ионами приводят к рекомбинации и только некоторые из столкновений с нейтральными молекулами приводят к оседанию электрона на нейтральной молекуле.

4.6. ОБРАЗОВАНИЕ ИОНИЗИРОВАННОЙ ОБЛАСТИ В РЕАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

Процесс ионизации в реальной атмосфере отличается от рассмотренного в параграфе 4.4 процесса ионизации монохроматическим излучением однородной по своему составу атмосферы с постоянной температурой, по крайней мере, в трех отношениях. Прежде всего, реальная атмосфера неоднородна по своему составу, далее, не соответствует действительности предположение о постоянстве температуры по всей толще атмосферы. Наконец, ионизация атмосферы создается не только ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца (притом в широком диапазоне частот), но и корпускулярными потоками. Поэтому действительное распределение электронной концентрации по высоте существенно отличается от рассмотренного в параграфе 4.4 распределения для «простого слоя».

Когда основным источником информации о структуре ионизированной области были ионосферные станции и на них электронная концентрация ионосферы определялась по измеренным значениям частот, при которых вертикально направленные радиоволны еще отражаются от ионизированной области, создавалось впечатление о существовании в атмосфере, по крайней мере, четырех ионизированных слоев, получивших соответственно название слоев D, E, F_1 и F_2 — в порядке возрастания их высот. На ионосферных станциях четко различались так называемые критические частоты для трех последних слоев, т. е. максимальные значения частот, отражаемых от областей максимума электронной концентрации.

Измерения электронной концентрации при помощи приборов, установленных на советских геофизических ракетах и ИСЗ, в частности, при помощи дисперсионного интерферометра [56, 61], показали, что прежние представления о существовании в ионосфере четко выраженных слоев неправильны. Можно говорить только об одном явно выраженном максимуме — в области F_2 и о трех дру-

гих только намечающихся, слабо выраженных максимумах, небольших выступах или даже об участках весьма слабого изменения электронной концентрации с высотой.

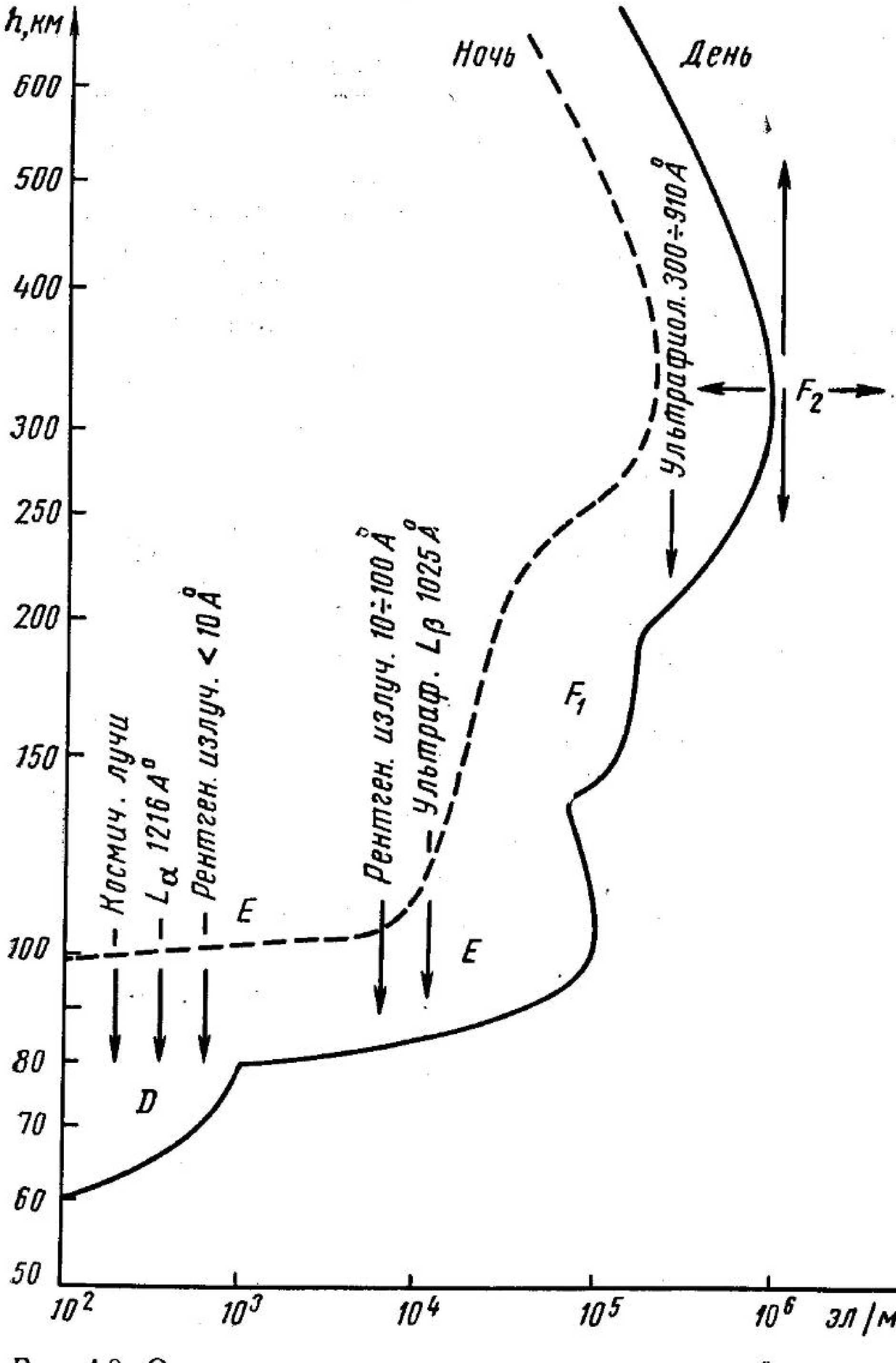


Рис. 4.8. Ориентировочное распределение электронной концентрации по высоте для дня и ночи

На рис. 4.8 показано ориентировочное распределение электронной концентрации для дня (когда на атмосферу воздействует ионизирующее излучение) и ночи [47].

Днем принято различать четыре области: D — от 60 до 90 *км*, E — от 95 до 120 *км*, F_1 (существует только в часы освещенности

в летние месяцы) — от 180 до 240 *км* и F_2 — от 230 до 400 *км*. В ночные часы области D и F_1 исчезают и остаются только слои E и F_2. Естественно, что с наступлением темноты электронная концентрация этих областей существенно уменьшается.

Вертикальными и горизонтальными стрелками на рис. 4.8 показаны пределы изменения высоты и электронной концентрации максимума в области F_2 в зависимости от географического положения, солнечной активности и местного времени. Этим подчеркивается, что область F_2 является наиболее неустойчивой и подверженной изменениям частью ионосферы. Надписи у вертикальных стрелок перечисляют основные источники ионизации основных слоев ионосферы.

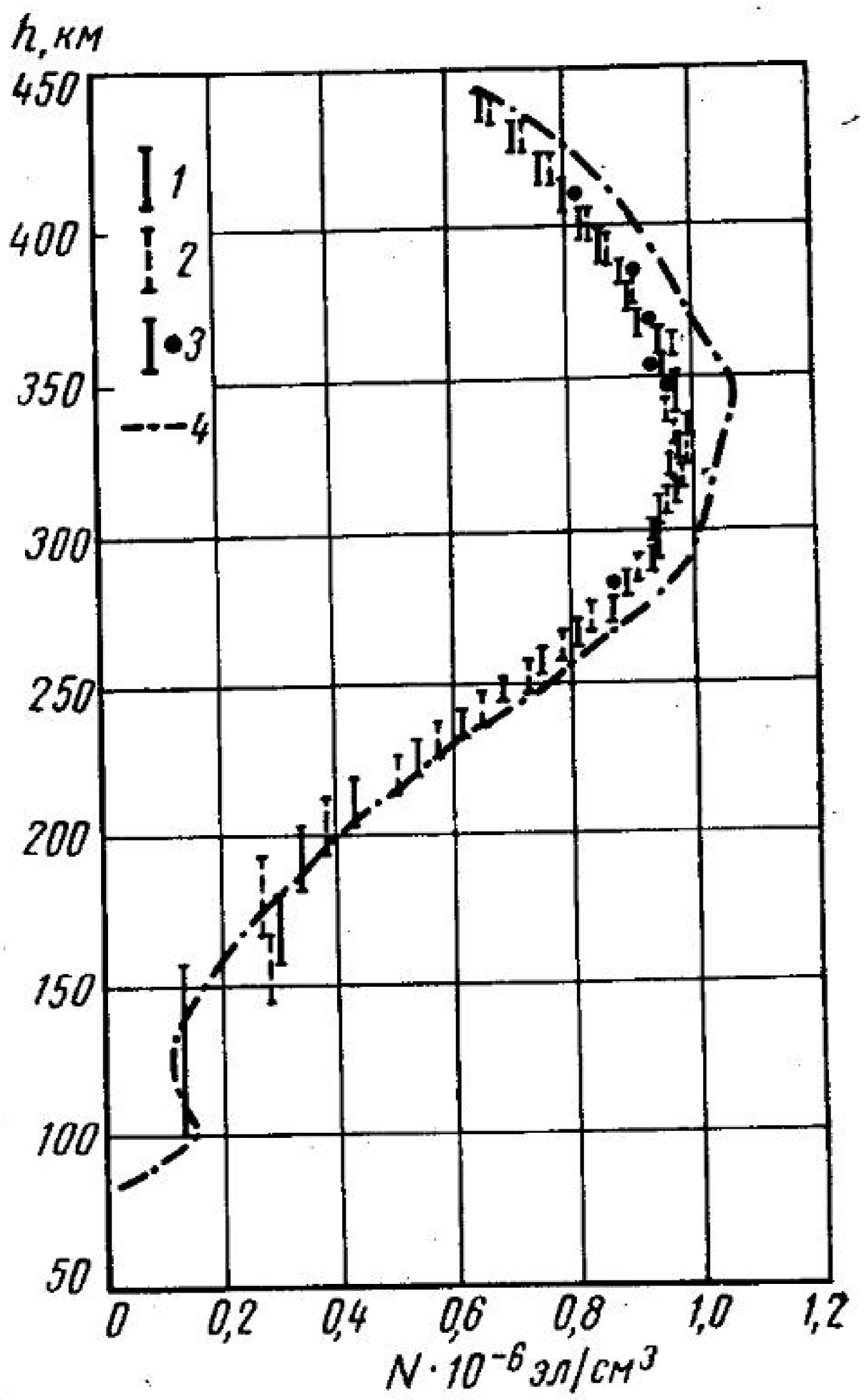


Рис. 4.9. Вертикальный профиль электронной концентрации

На рисунке 4.9 показан вертикальный профиль электронной концентрации, измеренный двумя различными методами при помощи геофизической ракеты [61] 27 авг. 1958 г.

В таблице 4.3 приведены основные параметры ионизированных областей. В добавление к таблице необходимо дать следующие пояснения.

Области D, E и F_1 ионосферы обладают высоким постоянством, т. е. суточный ход изменения электронной концентрации и высоты расположения максимумов (или выступов) ото дня ко дню повторяется. Электронная концентрация областей E и F_1 в часы освещенности однозначно определяется величиной зенитного расстояния χ. Электронная концентрация связана с зенитным углом соотношением $N = N_{\text{макс }0}\sqrt{\cos\chi}$, $1/м^3$, где $N_{\text{макс }0}$ — максимальное значение N в данной области при $\chi = 0$.

С наступлением темноты, вследствие быстрой рекомбинации (ступенчатой), область D исчезает; исчезает и выступ, характеризующий область F_1 (см. рис. 4.8). По еще точно не установленным причинам в течение всей ночи электронная концентрация области E сохраняет постоянное значение порядка $5 \cdot 10^3$—10^4 *эл/см³*. Г. С. Иванов-Холодный и Л. А. Антонова [60] выдвинули гипотезу, согласно которой ночная ионизация слоя E поддерживается потоком корпускул, в частности, мягких электронов с энергией в тыся-

Таблица 4.3

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНИЗИРОВАННЫХ ОБЛАСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Наименование ионизированных областей	Характеристики областей					
	Предполагаемое происхождение	Высота, *км*	Молекул. плотность, 1/*см*³	Электронная или ионная концентрация, 1/*см*³	Число столкновений, 1/*сек*	Коэффициент рекомбинации *см*³/*сек*
Область *D*	а) ионизация NO излучением линии L_α (1216 Å); б) ионизация O_2 и N_2 космическими лучами; в) ионизация O_2 и N_2 рентгеновским излучением с длиной волны короче 10 Å	Днем — 60÷90, ночью область исчезает	$10^{14} \div 10^{16}$	100—10^3 электронов или 10^6—10^8 ионов	10^7—у нижней границы	10^{-5}—10^{-7}
Область *E*	а) ионизация O_2 рентгеновским излучением 10÷100 Å и излучением линии L_β (1025 Å°) б) ионизация N_2 рентгеновским излучением (31÷100 Å) в) ионизация O ультрафиолетовым излучением ($\lambda < 910$ Å) и рентгеновским излучением	95—120	$5 \cdot 10^{11} \div 10^{13}$	днем — $1 \cdot 10^5 \div 4 \cdot 10^5$, ночью постоянная концентрация $5 \cdot 10^3$—10^4	10^5	днем — 10^{-7} ночью — 10^{-8}
Область F_1	а) ионизация O и N_2 ультрафиолетовым излучением (300÷910 Å) б) ионизация тех же газов корпускулярным излучением Солнца	днем — 180—240, ночью область исчезает	$\approx 10^{11}$	$2 \cdot 10^5 \div 4{,}5 \cdot 10^5$	10^4	$4 \cdot 10^{-9}$
Область F_2	То же, что и для области F_1	230—400	$\approx 10^{10}$	Зимний день — максимум $2 \cdot 10^6$, летний день — максимум $2 \cdot 10^5$, ночью зимой — $3 \cdot 10^5$	10^3—10^4	днем — $8 \cdot 10^{-11}$ ночью — $3 \cdot 10^{-11}$

чи *эв*. При помощи приборов, установленных на ракетах и космических станциях, были действительно зарегистрированы потоки электронов, имеющие в ночные часы плотность энергии 10^{-5} *вт/м*^{2}, что вполне достаточно для объяснения ночной ионизации.

Слой F_2 является неустойчивым образованием ионосферы. Ото дня ко дню электронная концентрация и высота расположения максимума претерпевают значительные колебания. В этом слое часто возникают возмущения (см. ниже). Для слоя F_2 характерны два явно выраженных режима — зимний и летний (рис. 4.10 и 4.11). Электронная концентрация связана с критическими частотами соотношением $N = 1{,}24 \cdot 10^4 f^2_{\text{кр [Мгц]}}$, *эл/см*^{3}. На рисунке для сопоставления показаны соответствующие кривые для областей E и F_1 ионосферы.

Суточный ход электронной концентрации для слоя F_2 не обладает симметричной относительно полудня формой, подобно обла-

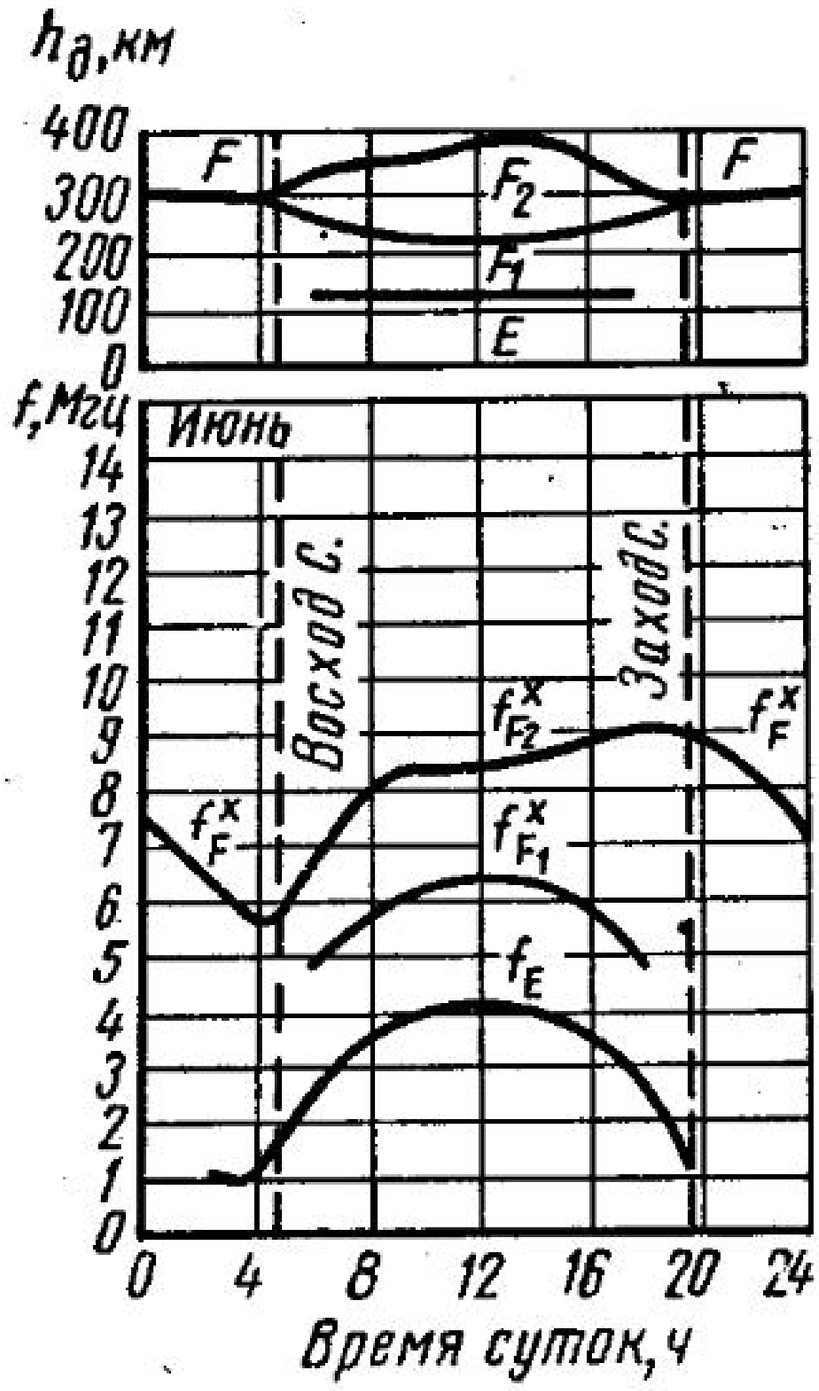


Рис. 4.10. Усредненный суточный ход критических частот и действующих высот слоев E и F_2 в летние месяцы

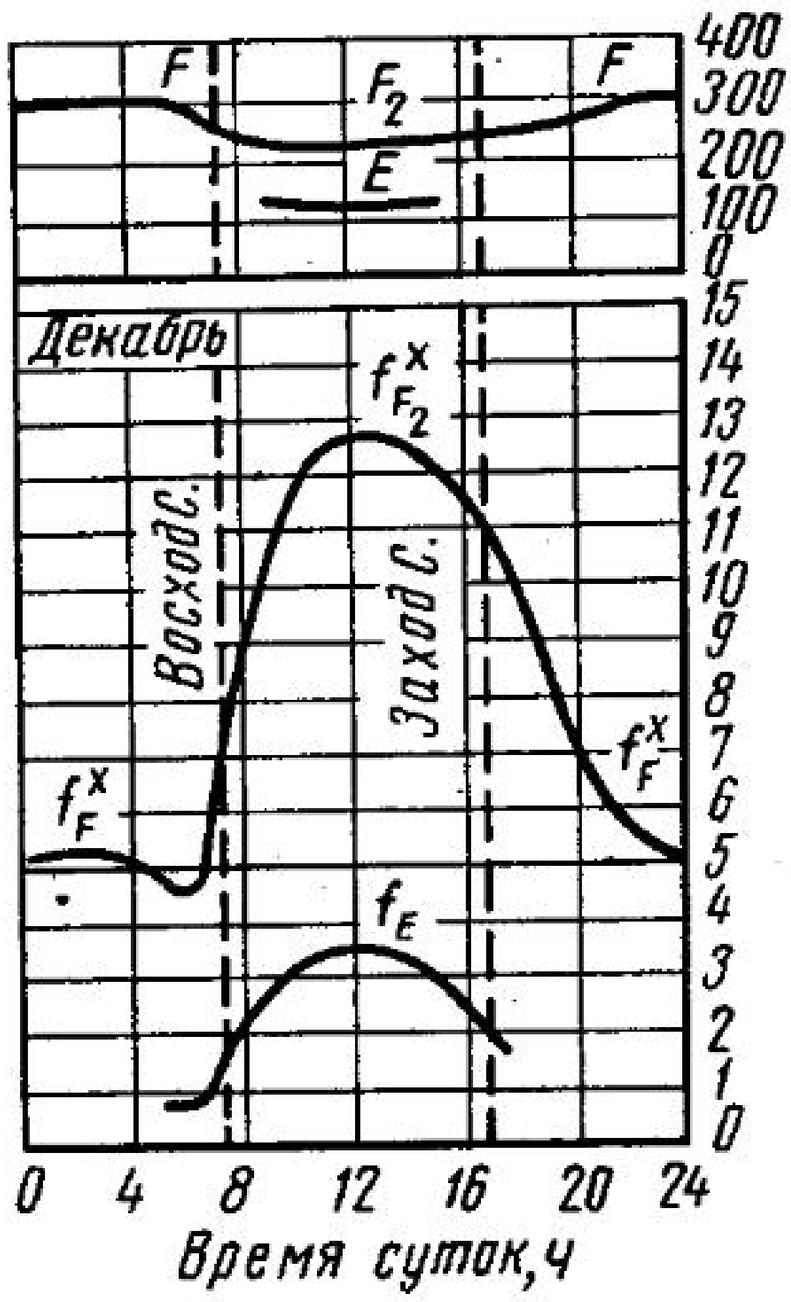


Рис. 4.11. Усредненный суточный ход критических частот и действующих высот слоев E и F_2 в зимние месяцы

стям E и F_1. Зимняя кривая N для F_2 характеризуется высоким максимумом, несколько запаздывающим относительно местного полудня, и глубоким минимумом в предрассветные часы. Летняя кривая имеет гораздо более сглаженный характер, что, по-видимому, объясняется нагреванием атмосферы и подъемом воздушных масс. Промежуточные формы выражены слабо и в весенне-осенние месяцы наблюдаются либо «зимняя», либо «летняя» характеристики. О переходе «зимних» характеристик в «летние» и о степени непостоянства области F_2 можно судить на основании рис. 4.12, на

котором показаны результаты измерений критических частот слоя F_2 на одной из ионосферных станций Японии. Точками показаны отдельные измерения.

Суточный ход электронной концентрации F_2 зависит от геомагнитной широты, что указывает на роль корпускулярных потоков в ионизации. Кроме суточного, существует годовой ход, который выражается в увеличении электронной концентрации в масштабе всего земного шара в зимние месяцы (в северном полушарии).

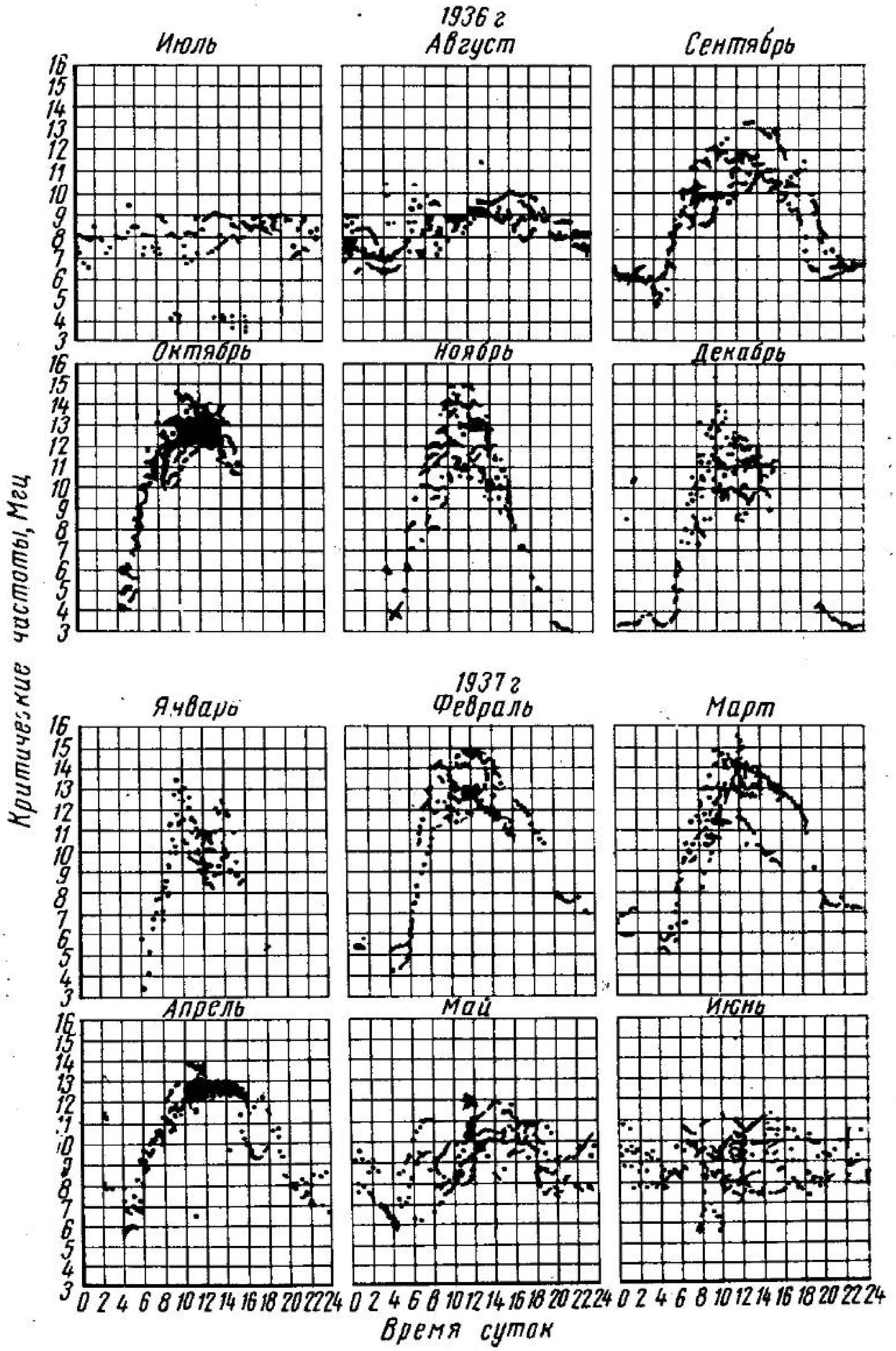


Рис. 4.12. Суточный ход критических частот слоя F_2 с июля 1936 г. по июнь 1937 г.

Рассмотренные области ионосферы являются ее регулярными образованиями, существующими изо дня в день. Естественно, что слой F_2, несмотря на некоторую изменчивость его состояния, также относится к числу регулярных образований.

Время от времени на высоте области E образуется сильно ионизированный слой, получивший название «спорадического слоя E» (обозначение — E_s), электронная концентрация которого в несколько (до десяти) раз превышает концентрацию нормальной области E. Слой E_s может возникнуть в любое время суток и года, однако в средних широтах слой E_s чаще образуется днем в летние месяцы. В полярных районах слой E_s возникает, главным образом, в ночные часы и не имеет явно выраженной сезонной зависимости. В экваториальной зоне слой E_s формируется преимущественно днем. Вероятность его возникновения увеличивается с ростом геомагнитной широты. По высоте слой E_s достаточно устойчив, причем высота его расположения отличается не более чем на 5—10 *км* относительно высот нормальной области E.

Многочисленные исследования показали, что слой E_s представляет собой скопления электронных облаков и часто имеет «решетчатую» структуру. Время существования слоя E_s колеблется в широких пределах, но не превышает несколько часов. Слой E_s возникает в ограниченной области ионосферы, и его горизонтальная протяженность измеряется сотнями, а возможно, и десятками километров. Часто область E_s довольно быстро перемещается в горизонтальном направлении со скоростью до 300 *км/ч*.

Существующие гипотезы связывают образование слоя E_s с просачиванием заряженных частиц из вышерасположенной области F_2 под действием турбулентных перемещений воздушных масс. Известную роль в образовании этого слоя могут играть потоки метеоров. Подробному описанию свойств слоя E_s посвящена монография [62].

Самую внешнюю оболочку ионосферы составляют радиационные пояса, открытые во время запусков геофизических ракет, независимо друг от друга, советскими и американскими учеными. Радиационные пояса представляют собой области, окружающие земной шар, имеющие конфигурации магнитных силовых линий и состоящие из заряженных частиц, захваченных магнитным полем Земли.

В действительности существует только один радиационный пояс (их до последнего времени насчитывалось три), который только условно можно разделить на внутреннюю и внешнюю области. Нижняя граница этого пояса находится на высоте нескольких сотен *км* над Америкой и Атлантическим океаном и на высоте 1500 *км* — над Азией и Тихим океаном. Радиационный пояс представляет собой гигантскую магнитную ловушку, которая захватывает выбрасываемые Солнцем заряженные частицы — электроны и протоны, совершающие внутри пояса колебательные и вращательные движения вдоль и вокруг магнитных силовых ли-

ний. Электроны и протоны заполняют весь радиационный пояс, однако во внутренней его части преобладают электроны с энергией в десятки и сотни тысяч *эв*, а во внешней части — протоны с энергией в сотни тысяч *эв* [63].

4.7. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ОДНОРОДНОМ ИОНИЗИРОВАННОМ ГАЗЕ

Предположим, что в однородном ионизированном газе с электронной концентрацией N, в котором электрон испытывает за 1 *сек* ν столкновений с нейтральными молекулами, в направлении оси X распространяется линейно поляризованная радиоволна, вектор E электрического поля которой ориентирован вдоль оси Z (рис. 4.13). Мгновенное значение электрического поля волны в символической записи представляется выражением

$$E = E_m e^{i\omega t}, \qquad (4.27)$$

где ω — круговая частота радиоволны.

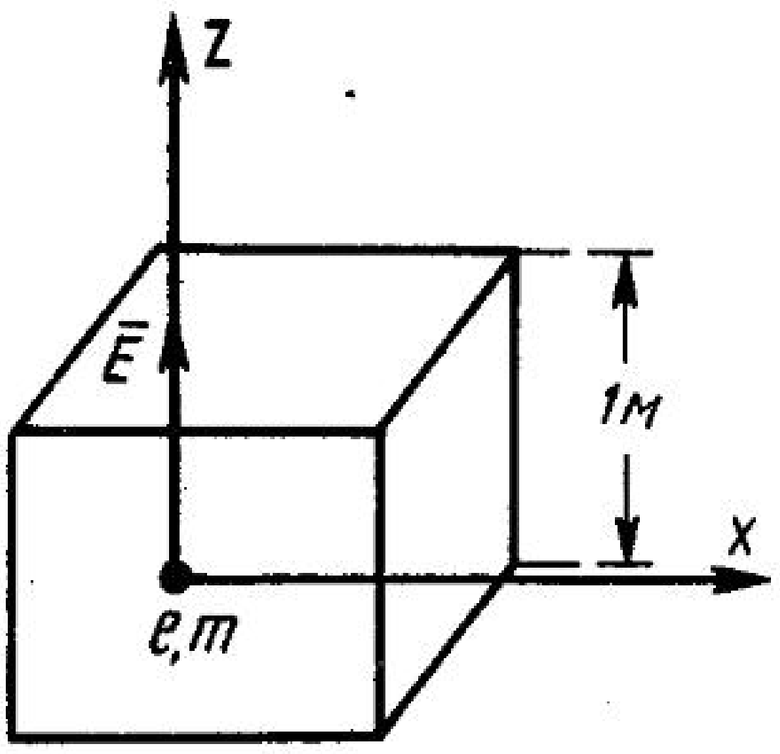


Рис. 4.13. К распространению радиоволн в однородном ионизированном газе

Допустим на первых порах, что в 1 $м^3$ находится всего 1 электрон с зарядом e и массой m. Переменное электрическое поле (4.27) действует на электрон с силой $F = eE_m e^{i\omega t}$, *н*, под влиянием которой электрон совершает вынужденное колебательное движение в направлении оси Z.

В каждый момент времени действующая на электрон сила уравновешивается силой инерции $m \frac{d^2z}{dt^2}$ и силой трения, создаваемой вследствие столкновений электронов с нейтральными молекулами. Если считать, что при каждом таком столкновении электрон отдает молекуле все накопленное количество движения $m \frac{dz}{dt}$, то за секунду количество движения изменится на $\nu m \frac{dz}{dt}$. А изменение количества движения за секунду пропорционально силе и в данном случае характеризует силу трения.

Все это дает возможность написать уравнение движения электрона в виде

$$eE = m \frac{d^2z}{dt^2} + \nu m \frac{dz}{dt}, \ н. \qquad (4.28)$$

Решение этого уравнения в установившемся режиме имеет вид

$$z = z_m e^{i\omega t}, \ м. \qquad (4.29)$$

Поставим перед собой задачу выразить скорость движения электрона dz/dt через быстроту изменения электрического поля во времени dE/dt. Выразим для этого ускорение через скорость, а электрическое поле E — через его производную. Из ф-л (4.27) и (4.29) имеем

$$\frac{dE}{dt} = \mathrm{i}\,\omega E \quad \text{и} \quad \frac{d^2z}{dt^2} = \mathrm{i}\,\omega\,\frac{dz}{dt}.$$

Подставляя эти соотношения в ф-лу (4.28), можно переписать уравнение движения в виде

$$\frac{e}{\mathrm{i}}\,\frac{dE}{dt} = m\,\frac{dz}{dt}(\nu + \mathrm{i}\,\omega),\ н.$$

Решая полученное алгебраическое уравнение относительно dz/dt, находим

$$\frac{dz}{dt} = \frac{e}{\mathrm{i}\omega\, m(\nu + \mathrm{i}\,\omega)}\,\frac{dE}{dt} = \left[-\frac{e}{m(\omega^2+\nu^2)} - \mathrm{i}\,\frac{\nu e}{\omega\, m\,(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt},\ м/сек. \quad (4.30)$$

На самом деле в 1 $м^3$ находится N электронов, каждый из которых приобретает скорость, определяемую выражением (4.30). Общий заряд единицы объема составляет Ne. По определению, мгновенной плотностью тока называют количество электричества, проходящее через единицу площади поперечнего сечения за 1 *сек*, в предположении, что в это время электроны движутся равномерно со скоростью, равной мгновенному значению. В этих условиях за 1 *сек* в направлении оси Z пройдет dz/dt единиц объема, т. е. плотность тока определится выражением

$$j_{эл} = Ne\,\frac{dz}{dt} = \left[-\frac{Ne^2}{m\,(\omega^2+\nu^2)} - \mathrm{i}\,\frac{Ne^2\nu}{\omega\, m\,(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt},\ а/м^2.$$

Под действием переменного электрического поля в воздухе (независимо от степени его ионизации) возникает ток смещения, плотность которого определяется формулой

$$j_{см} = \varepsilon_0\,\frac{dE}{dt},\ а/м^2.$$

Полный ток составит

$$j = j_{эл} + j_{см} = \left[\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2+\nu^2)} - \mathrm{i}\,\frac{Ne^2\nu}{m\,\omega\,(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt},\ а/м^2.$$

Выражение в квадратных скобках имеет характер комплексной диэлектрической проницаемости, присущей полупроводящим средам (см. параграф 1.3). Сравнивая выражение в квадратных скобках с ф-лой для комплексной диэлектрической проницаемости, которую мы здесь воспроизводим,

$$\varepsilon_{ак} = \varepsilon_a - \mathrm{i}\,\frac{\sigma}{\omega},\ ф/м,$$

приходим к выводу, что ионизированный газ обладает свойствами полупроводящей среды с параметрами

$$\varepsilon_{аи} = \varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + \nu^2)}, \ \text{ф/м}$$

и

$$\sigma_и = \frac{Ne^2\nu}{m(\omega^2 + \nu^2)}, \ \text{сим/м}.$$

Подставляя в полученные формулы численные значения массы и заряда электрона, а также диэлектрической проницаемости свободного пространства ε_0, находим:

$$\varepsilon_и = \frac{\varepsilon_{аи}}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m(\omega^2 + \nu^2)} = 1 - 3190\frac{N}{\omega^2 + \nu^2}; \qquad (4.31)$$

$$\sigma_и = 2{,}82\cdot 10^{-8}\frac{N\nu}{\omega^2 + \nu^2}, \ \text{сим/м}. \qquad (4.32)$$

Здесь значок «и» указывает, что параметры относятся к ионизированному газу, а $\varepsilon_и$, как всегда, означает относительное (безразмерное) значение диэлектрической проницаемости.

В тех случаях, когда $\omega^2 \gg \nu^2$, формулы упрощаются, принимая вид:

$$\varepsilon_и = 1 - 80{,}8\frac{N}{f^2} = 1 - 80{,}8\frac{N_{[1/см^3]}}{f^2_{[кгц]}}, \qquad (4.33)$$

$$\sigma_и \approx 2{,}82\cdot 10^{-8}\frac{N\nu}{\omega^2}, \ \text{сим/м}.$$

В предельном случае, когда столкновения отсутствуют, т. е. когда $\nu = 0$, диэлектрическая проницаемость выражается ф-лой (4.33), а удельная проводимость обращается в нуль. Как и следовало ожидать, в отсутствие столкновений ионизированный газ ведет себя как идеальный диэлектрик.

Если, наоборот, $\omega^2 \ll \nu^2$, то

$$\varepsilon_и = 1 - 3190\frac{N}{\nu^2}$$

и

$$\sigma_и \approx 2{,}82\cdot 10^{-8}\frac{N}{\nu}, \ \text{сим/м}.$$

До сих пор все рассуждения относились только к электронам и не принималось во внимание, что в каждой единице объема воздуха, помимо электронов, находится некоторое число ионов. Рассмотрим сначала случай простой рекомбинации, когда число электронов равно числу ионов.

Очевидно, что все рассуждения о плотности электронного тока сохраняют силу и при вычислении плотности ионного тока. Необходимо только в ф-ле (4.31) для $\varepsilon_и$ заменить массу электрона m

на массу иона $m_и$. Поскольку направление движения положительных ионов противоположно направлению движения электронов и заряды их также противоположны, то электронный и ионный токи складываются. Выражение (4.31) получит при этом вид

$$\varepsilon_и = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_и \omega^2}. \qquad (4.34)$$

Учитывая, что масса одного из наиболее легко ионизируемых газов — атомарного азота — в 25800 раз больше массы электрона, нетрудно видеть, что влиянием ионов можно с полным основанием пренебречь.

В более общем случае ступенчатой рекомбинации, когда выполняется соотношение $N + N_- = N_+$, $1/м^3$, где N_- и N_+ соответственно числа отрицательных и положительных ионов в единице объема, ф-ла (4.34) принимает вид

$$\varepsilon_и = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} - \frac{N_- e^2}{\varepsilon_0 m_и \omega^2} - \frac{N_+ e^2}{\varepsilon_0 m_и \omega^2}.$$

В тех случаях, когда $N_- \gg N$, влиянием ионов пренебречь нельзя, и в каждом отдельном случае необходимо сопоставлять вклад, вносимый электронами и ионами.

4.8. ФАЗОВАЯ И ГРУППОВАЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНИЗИРОВАННОМ ГАЗЕ

Если пренебречь столкновениями электронов с нейтральными молекулами, ионизированному газу можно в первом приближении приписать свойства идеального диэлектрика, относительная диэлектрическая проницаемость которого определяется выражением (4.33)

$$\varepsilon_и = 1 - 80{,}8N/f^2.$$

Обращает на себя внимание несколько необычная структура формулы. Прежде всего, диэлектрическая проницаемость по абсолютному значению меньше единицы, что само по себе необычно, ибо у всех твердых, жидких и газообразных тел диэлектрическая проницаемость превышает единицу и лишь для пустоты принимает значение $\varepsilon = 1$. Во-вторых, диэлектрическая проницаемость зависит от частоты. При некотором значении f она обращается в нуль, а для еще более низких частот делается отрицательной. Все это происходит вследствие того, что возникающий под действием электрического поля радиоволны электронный ток мы сложили с током смещения и суммарный ток рассматривали в качестве некоторого эффективного тока смещения диэлектрической среды.

Из теории поля известно, что радиоволны в чистом диэлектрике распространяются со скоростью

$$v_ф = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_и}}, \quad м/сек, \qquad (4.35)$$

которая, по определению, характеризует скорость продвижения фазы волны и потому называется фазовой скоростью распространения волны. В рассматриваемом случае $\varepsilon_и < 1$ и потому фазовая скорость превышает скорость света в пустоте. Кроме того, фазовая скорость зависит от частоты. Как известно, среды, в которых скорость распространения волны зависит от частоты, носят название диспергирующих, ибо такая зависимость приводит в оптике к возникновению явления дисперсии. В диспергирующих средах понятие о скорости распространения волны требует дополнительных уточнений, так как в процессе распространения передаваемый сигнал претерпевает искажения. Помимо фазовой скорости, необходимо ввести понятие о *групповой скорости распространения,* которая характеризует быстроту продвижения энергии волны.

Название «групповая скорость» подчеркивает то обстоятельство, что эта скорость проявляется при распространении «группы волн», т. е. импульса конечной длительности, содержащего несколько полных периодов колебаний. Согласно теореме о двойном интеграле Фурье, такую группу можно представить в виде бесконечной суммы гармонических составляющих, заполняющих непрерывный спектр частот от 0 до ∞. Если группа распространяется в недиспергирующей среде, то все гармонические составляющие, независимо от своей частоты, распространяются с одинаковыми скоростями, проходят одинаковые пути и при сложении элементарных колебаний в месте приема воссоздают импульс первоначальной формы. Группа волн в этих условиях распространяется, не претерпевая искажений. В диспергирующей среде, наоборот, гармонические составляющие распространяются с различными скоростями и при сложении в месте приема образуют импульс, форма которого отлична от первоначальной, т. е. возникают искажения формы передаваемого сигнала.

Для определения групповой скорости распространения радиоволн в ионизированном газе достаточно рассмотреть группу простейшей формы, состоящую всего из двух гармонических составляющих весьма близких частот. Полагая амплитуды этих элементарных волн одинаковыми, будем иметь:

$$E_1 = E_m \cos \omega_1 \left(t - \frac{x}{v_1} \right),$$

$$E_2 = E_m \cos \omega_2 \left(t - \frac{x}{v_2} \right).$$

Результирующее поле представляется формулой

$$E = 2E_m \cos \frac{1}{2} \left[(\omega_1 - \omega_2) t - \left(\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_2}{v_2} \right) x \right] \times$$

$$\times \cos \frac{1}{2} \left[(\omega_1 + \omega_2) t - \left(\frac{\omega_1}{v_1} + \frac{\omega_2}{v_2} \right) x \right]. \qquad (4.36)$$

Для некоторого фиксированного момента времени t зависимость результирующей напряженности поля от расстояния, представляемая ф-лой (4.36), будет иметь форму «биений двух частот», как это показано на рис. 4.14. При этом огибающая биений (пунктирная линия) отображается первым множителем ф-лы (4.36), а высокочастотное заполнение — вторым.

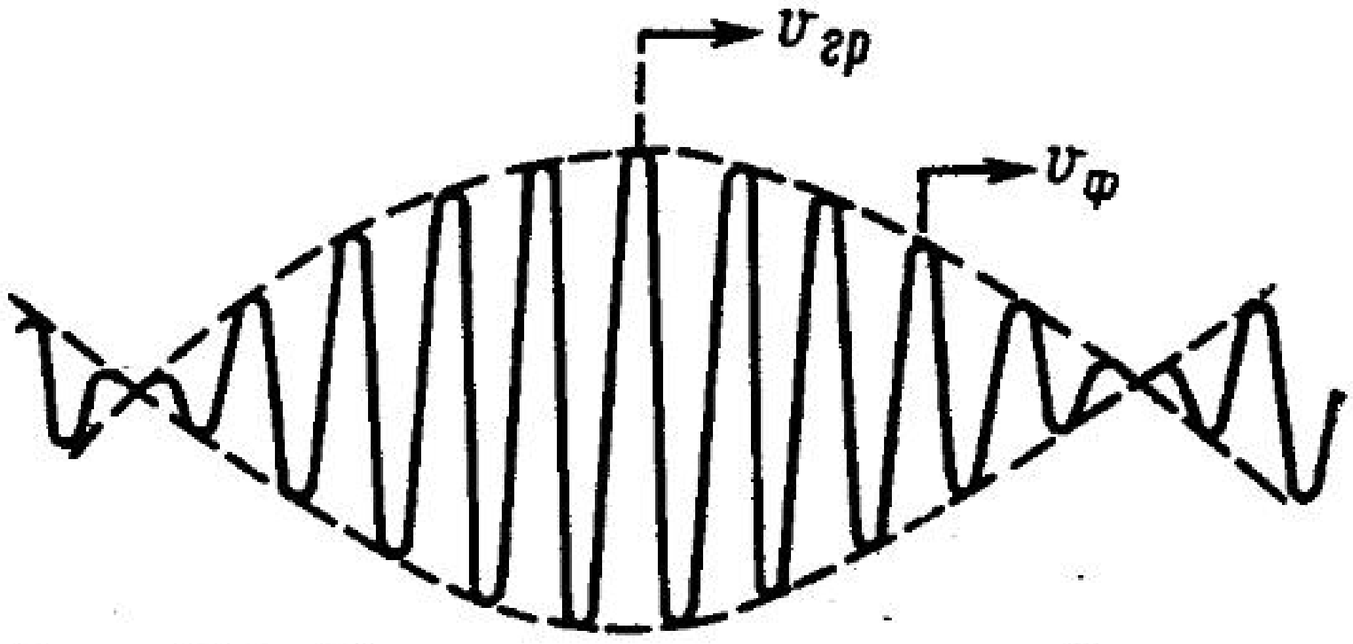


Рис. 4.14. К определению групповой скорости распространения радиоволи

Максимум энергии волны совпадает с максимумом огибающей, так как именно в этом месте амплитуда волны достигает наибольшего значения. Следовательно, для нахождения групповой скорости достаточно определить скорость продвижения максимума огибающей в предположении, что $\omega_1 \to \omega_2$, ибо нужно знать эту скорость для в п о л н е о п р е д е л е н н о й ч а с т о т ы.

Условие максимума огибающей выражается уравнением

$$(\omega_1 - \omega_2)\, t - \left(\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_2}{v_2}\right) x = \pi n,$$

где n — целое число. Дифференцируя и переходя к пределу, получаем

$$v_{гр} = \lim_{\omega_1 \to \omega_2}\left(\frac{dx}{dt}\right) = \lim_{\omega_1 \to \omega_2} \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1/v_1 - \omega_2/v_2} = \frac{d\omega}{d(\omega/v)}, \ м/сек. \quad (4.37)$$

При распространении в идеальном диэлектрике ф-лу (4.35) можно представить в виде $v = c/n$, где $n = \sqrt{\varepsilon_и}$ — коэффициент преломления. Подставляя это выражение в ф-лу (4.37), находим

$$v_{гр} = \frac{c\, d\omega}{\omega\, dn + n\, d\omega} = \frac{c}{n + f\dfrac{dn}{df}}, \ м/сек. \quad (4.38)$$

Условие максимума высокочастотного заполнения выражается уравнением

$$(\omega_1 + \omega_2)\, t - \left(\frac{\omega_1}{v_1} + \frac{\omega_2}{v_2}\right) x = \pi n.$$

Дифференцируя, переходя к пределу и учитывая, что быстрота перемещения этого максимума характеризует фазовую скорость распространения волн, находим

$$v_ф = \lim_{\omega_1 \to \omega_2} \frac{dx}{dt} = \lim_{\omega_1 \to \omega_2} \frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_1/v_1 + \omega_2/v_2} = v = c/n, \ м/сек. \quad (4.39)$$

Полученный результат подтверждает, что входившая в исходные выражения величина v действительно выражает фазовую скорость распространения. С другой стороны, ф-ла (4.38) совер-

шенно ясно показывает, что групповая скорость $v_{гр}$ отличается от фазовой $v_ф$ только в тех случаях, когда n зависит от частоты и когда производная dn/df имеет конечное значение.

В ионизированном газе при отсутствии столкновений, согласно ф-ле (4.33)

$$n=\sqrt{\varepsilon_и}=\sqrt{1-80{,}8N/f^2}. \tag{4.40}$$

Основываясь на этом выражении, можно доказать теорему: *произведение фазовой скорости волны на групповую скорость равно квадрату скорости света в пустоте.*

Перемножая выражения (4.38) и (4.39), находим

$$v_ф v_{гр}=\frac{c^2}{n^2+\frac{f}{2}\frac{d(n^2)}{df}},\ м^2/сек^2.$$

Подставляя сюда значение n^2 из (4.40), получаем

$$v_ф v_{гр}=\frac{c^2}{1-80{,}8\frac{N}{f^2}+\frac{f}{2}80{,}8\cdot 2\frac{N}{f^3}}=c^2. \tag{4.41}$$

Отсюда, в частности, следует: $v_{гр}=cn$, *м/сек.*

Поскольку в однородном ионизированном газе всегда $n<1$, групповая скорость также всегда меньше скорости света в свободном пространстве.

При исследовании распространения радиоволн в ионосфере знание фазовой скорости необходимо для рассмотрения процессов преломления и отражения, ибо форма траектории определяется в конечном счете фазовой скоростью. Знание групповой скорости необходимо при измерении времени запаздывания радиоволн, отражаемых от ионосферы. Практически знание групповой скорости требуется при обработке результатов измерений на ионосферных станциях.

Выполненные численные расчеты показывают, что при излучении сигналов длительностью порядка миллисекунд возникающие вследствие дисперсионных свойств ионосферы искажения незначительны и с ними можно практически не считаться.

4.9. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ОДНОРОДНОМ ИОНИЗИРОВАННОМ ГАЗЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При рассмотрении процесса распространения ионосферных радиоволн необходимо принимать во внимание то обстоятельство, что радиоволны проходят свой путь в ионизированном газе, находящемся в постоянном магнитном поле Земли. Среднее значение напряженности магнитного поля Земли составляет при-

близительно 40 *а/м*, что соответствует магнитной индукции в 0,5 *гс* в ранее применявшейся системе единиц СГС. Наличие постоянного магнитного поля существенно усложняет процессы распространения и придает ионизированному газу свойства анизотропной среды, т. е. среды, свойства которой в разных направлениях различны.

ГИРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Влияние постоянного магнитного поля проявляется, прежде всего, в том, что под действием электрического поля волны электроны совершают не прямолинейное колебательное движение, а перемещаются по более сложным траекториям. Обратимся к рис. 4.15, на котором показана координатная система. Радиоволны распространяются, как и прежде, вдоль оси X. Электрическое поле ориентировано вдоль оси Z; на рис. 4.15 показана составляющая E_z. Силовые линии постоянного магнитного поля H_0 параллельны оси X (они изображены на рис. 4.15 точками).

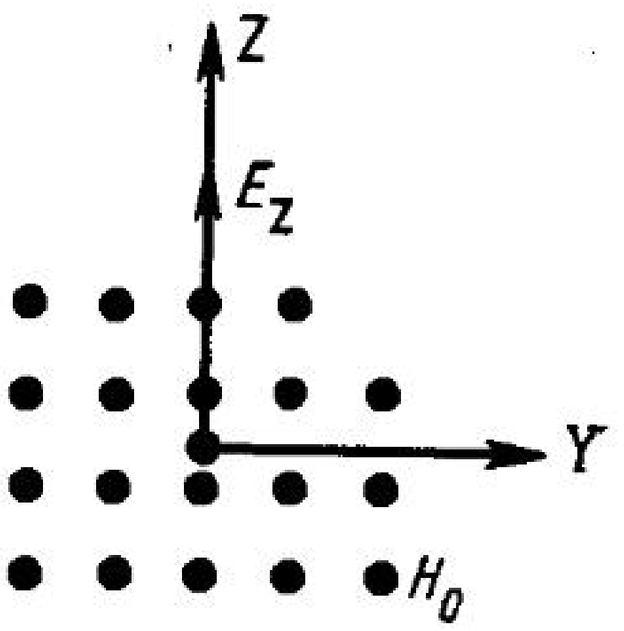


Рис. 4.15. К определению частоты гиромагнитного резонанса

Как только под действием электрического поля волны электрон приобретает скорость **v** (первоначально вдоль оси Z), на него начинает действовать со стороны магнитного поля лоренцова сила

$$F_м = e\mu_0 [\mathbf{v}\mathbf{H}_0],\ н. \qquad (4.42)$$

Из ф-лы (4.42) следует, что лоренцова сила перпендикулярна вектору скорости **v** и вектору магнитного поля $\mathbf{H}_0$. В рассматриваемом случае вектор скорости **v** перпендикулярен вектору $\mathbf{H}_0$, поэтому абсолютное значение силы $F_м$ представится выражением $F_м = e\mu_0 v H_0,\ н.$

Если предположить, что после того, как электрону была сообщена скорость v, поле волны исчезнет, то под влиянием поперечной силы $F_м$ электрон начнет двигаться по криволинейной орбите, радиус кривизны которой можно определить из условия равенства центробежной силы и силы Лоренца.

Если пренебречь столкновениями электронов с нейтральными молекулами, уравнение движения электрона получит вид:

$$mv^2/R = e\mu_0 v H_0,\ н.$$

Отсюда, прежде всего, следует, что в отсутствие поля радиоволны электроны будут двигаться по окружности радиуса $R = mv/e\mu_0 H,\ м$, величина которого прямо пропорциональна начальной скорости движения. Очень существенно, что время обращения по окружности

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{e\mu_0 H_0},\ сек,$$

Глава третья

ВЛИЯНИЕ ТРОПОСФЕРЫ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗЕМНЫХ ВОЛН. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРОПОСФЕРНЫХ ВОЛН

ОБЩИЕ СВОЙСТВА ТРОПОСФЕРЫ

3.1. СТРОЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРОПОСФЕРЫ

Тропосферой называют нижнюю часть атмосферы, расположенную непосредственно над поверхностью Земли и простирающуюся до высоты 8—10 *км* — в полярных широтах, до 10—12 *км* — в умеренных и до 16—18 *км* — в тропиках. По всей своей высоте тропосфера имеет постоянный относительный состав входящих в нее газов, такой же, как у поверхности Земли[1]). Исключение составляет содержание водяных паров, которое сильно зависит от метеорологических условий и резко уменьшается с высотой.

Важнейшим свойством тропосферы является убывание температуры с высотой. Средний вертикальный градиент температуры тропосферы составляет 6 *град/км* (в нижней половине тропосферы около 5 *град/км*, в верхней — 7 *град/км*). Среднегодовая температура воздуха на верхней границе тропосферы в полярных областях составляет —55° и в районе тропиков — 80°. Верхняя граница тропосферы определяется по прекращению падения температуры с высотой. Причиной постепенного убывания температуры воздуха с высотой является то, что тропосфера почти прозрачна для солнечных лучей и, пропуская эти лучи, практически не нагревается. Основной поток солнечной энергии поглощается поверхностью Земли — ее подстилающим слоем[2]). Нагретая поверхность Земли, в свою очередь, является источником тепловой радиации, которая прогревает тропосферу снизу вверх. Важную роль в нагревании тропосферы играет также конвекция. Непосредственно прилегающие в поверхности Земли массы воздуха приобретают более высокую температуру и поднимаются вверх; их место занимает холодный воздух, который также, в свою очередь, нагревается и т. д. Таким образом, тропосфера прогревается снизу вверх, причем возникающие в ней из-за неравномерного нагревания отдельных участков поверхности Земли восходящие и нисходящие

---

[1]) Таблица, показывающая состав сухого воздуха на уровне моря, приведена в главе четвертой (табл. 4.1).

[2]) Так принято называть в метеорологии поверхность Земли, рассматриваемую с точки зрения взаимодействия ее с атмосферой.

поставим перед собой задачу определить значение коэффициента преломления n ионизированного газа для распространяющейся вдоль оси OX радиоволны, поперечные электрические составляющие напряженности которой выражаются формулами

$$E_y = E_{my}\, e^{-i\frac{\omega}{c} nx}; \quad E_z = E_{mz}\, e^{-i\frac{\omega}{c} nx}.$$

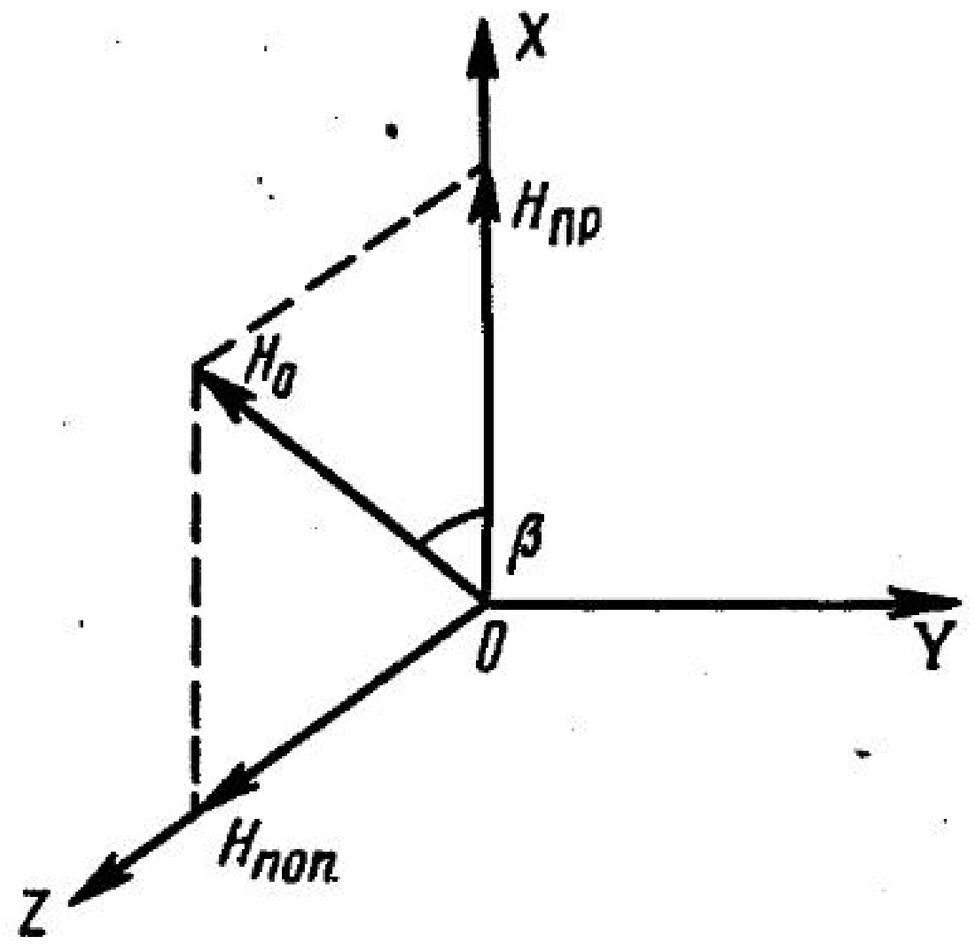


Рис. 4.16. Система координат, применяемая при изучении влияния магнитного поля Земли

Аналитическое рассмотрение вопроса (см., например, [59]) показывает, что коэффициент преломления выражается формулой

$$n^2_{1,2} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \frac{\omega^2\omega^2_{поп}}{2(\omega^2 - \omega_0^2)} \mp \sqrt{\left[\frac{\omega^2\omega^2_{поп}}{2(\omega^2 - \omega_0^2)}\right]^2 + \omega^2_{пр}\,\omega^2}}. \quad (4.43)$$

Отношение амплитуд поперечных составляющих напряженности поля представляется формулой

$$\left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_{1,2} = i\left\{\frac{\omega^2_{поп}\,\omega}{2(\omega^2 - \omega_0^2)\,\omega_{пр}} \pm \sqrt{\left[\frac{\omega^2_{поп}\,\omega}{2\omega_{пр}(\omega^2 - \omega_0^2)}\right]^2 + 1}\right\}. \quad (4.44)$$

Продольная составляющая электрического поля волны определяется выражением

$$E_x = \frac{\omega\omega_{поп}\omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)(\omega^2_{пр} - \omega^2) + \omega^2\omega^2_{поп}}\left(-i\,E_y + \frac{\omega_{пр}}{\omega}E_z\right) в/м. \quad (4.45)$$

Здесь введены обозначения:

$\left(\frac{Ne^2}{e_0 m}\right)^{1/2} = \omega_0$, $1/сек$ — «плазменная» частота ионизированного газа;

$\frac{\mu_0 eH_{поп}}{m} = \omega_м \sin\beta = \omega_{поп}$, $1/сек$ — «поперечная» гироскопическая частота;

$\frac{\mu_0 eH_{пр}}{m} = \omega_м \cos\beta = \omega_{пр}$, $1/сек$ — «продольная» гироскопическая частота.

Отсюда, в частности, следует $\mu_0 eH_0/m = \omega_м$, $1/сек$, так как $H_0 = \sqrt{H^2_{пр} + H^2_{поп}}$.

Полученные формулы показывают, что по отношению к распространяющейся волне ионизированный газ при наличии магнитного поля H_0 ведет себя как анизотропная среда, свойства которой зависят от направления распространения. Формально это обстоятельство проявляется в том, что диэлектрическая проницаемость приобретает свойства тензорной величины. Два знака в выражении (4.43) для коэффициента преломления и в ф-ле (4.44) для вида поляризации указывают на существование явления двойного лучепреломления. Индекс 1 в указанных формулах относится к необыкновенному лучу, а индекс 2 — к обыкновенному.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Отсутствие магнитного поля. При отсутствии постоянного магнитного поля $H_{пр}=H_{поп}=0$, откуда немедленно следует $\omega_{поп}=\omega_{пр}=0$, а ф-ла (4.43) превращается в обычное выражение для коэффициента преломления ионизированного газа:

$$n^2=\varepsilon_и=1-\omega_0^2/\omega^2=1-Ne^2/\varepsilon_0 m\omega^2.$$

Ионизированный газ ведет себя как изотропная среда.

2. Распространение в продольном магнитном поле. В этом частном случае $H_{поп}=0$ и $\omega_{поп}=0$. Подставляя эти значения в ф-лу (4.43), находим

$$n_{1,2}^2=1-\frac{\omega_0^2}{\omega(\omega\mp\omega_{пр})}. \qquad (4.46)$$

С другой стороны, подставляя $\omega_{поп}=0$ в ф-лу (4.44), получаем

$$\left(\frac{E_y}{E_z}\right)_{1,2}=\pm i.$$

Последняя формула характеризует радиоволны круговой поляризации, причем верхний знак соответствует вращению результирующего вектора в направлении движения часовой стрелки (если смотреть по направлению распространения), а нижний знак — обратному вращению. Стало быть, выражаемые ф-лой (4.46) значения коэффициента преломления также относятся к волне, поляризованной по кругу соответственно с правым и левым вращением.

Формула (4.45) при подстановке в нее значения $\omega_{поп}=0$ приводит к $E_x=0$, что указывает на отсутствие продольной составляющей напряженности электрического поля.

Если в некоторой точке пространства электрическое поле плоско поляризованной волны представляется выражением

$$E_z=E_m\cos\omega t,$$

то это же поле можно представить совокупностью двух поляризованных по кругу волн:

$$\left.\begin{aligned}E_z&=\frac{E_m}{2}\cos\omega t\\E_y&=\frac{E_m}{2}\sin\omega t\end{aligned}\right\}(A);\qquad \left.\begin{aligned}E_z&=\frac{E_m}{2}\cos\omega t\\E_y&=-\frac{E_m}{2}\sin\omega t\end{aligned}\right\}(Б).$$

При отсутствии внешнего магнитного поля обе волны *(А)* и *(Б)* распространяются с одинаковой скоростью, поэтому в любой точке пространства они образуют при сложении плоско поляризованную волну с прежней ориентировкой плоскости поляризации.

В рассматриваемом случае волна *(А)* распространяется со скоростью $v_2 = c/n_2$, а волна *(Б)* — со скоростью $v_1 = c/n_1$. Если при $x = 0$ результирующая напряженность поля была ориентирована по оси Z, то при прохождении пути x составляющие по осям Z и Y представятся формулами:

$$\left.\begin{aligned} E_z &= E_m \cos\left[\frac{\omega x}{2c}(n_2 - n_1)\right]\cos\omega\left[t - \frac{x}{2c}(n_2 + n_1)\right] \\ E_y &= E_m \sin\left[\frac{\omega x}{2c}(n_2 - n_1)\right]\cos\omega\left[t - \frac{x}{2c}(n_2 + n_1)\right] \end{aligned}\right\}. \qquad (4.47)$$

Формулы (4.47) показывают, что обе составляющие в любой точке пространства находятся в фазе и, следовательно, волна остается линейно поляризованной. Ориентировка плоскости поляризации, однако, отличается от первоначальной. Угол поворота плоскости поляризации при прохождении пути x можно найти из выражения

$$\operatorname{tg} Q = \frac{E_y}{E_z} = \operatorname{tg}\frac{\omega x}{2c}(n_2 - n_1),$$

откуда следует

$$Q = \frac{\omega x}{2c}(n_2 - n_1). \qquad (4.48)$$

Обозначая через $x_{2\pi}$ путь, по прохождении которого плоскость поляризации поворачивается на 360°, и подставляя в ф-лу (4.48) $Q = 2\pi$, находим

$$x_{2\pi} \approx \frac{2\lambda_0}{n_2 - n_1}, \ м, \qquad (4.49)$$

где λ_0 — длина волны в пустоте.

Для диапазона коротких волн выражения для n_1 и n_2 можно значительно упростить и ф-ла (4.49) принимает вид:

$$x_{2\pi} \approx \frac{2\lambda_0 \omega^3}{\omega_0^2\, \omega_{пр}}, \ м.$$

Не представляет труда разобраться и в физической стороне процесса вращения плоскости поляризации. Дело в том, что при распространении в продольном магнитном поле электроны получают вращательное движение в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. При разложении линейно поляризованной волны на две составляющие, вращающиеся в противоположных направлениях, только для одной из этих составляющих направление вращения вектора напряженности результирующего поля совпадает с направлением вращения электронов. Естествен-

но, что условия распространения этой составляющей (и, прежде всего, скорость распространения) отличаются от условий распространения составляющей, для которой направление вращения вектора напряженности поля противоположно направлению вращения электронов. Различие в скоростях распространения, конечно, приведет к вращению плоскости поляризации.

3. Распространение в поперечном магнитном поле. В этом случае $H_{пр}=0$, а следовательно, и $\omega_{пр}=0$. Подставляя эти значения в ф-лу (4.43), получим:

$$n_1^2=1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2-\dfrac{\omega^2\omega_{поп}^2}{\omega^2-\omega_0^2}}, \qquad (4.50)$$

$$n_2^2=1-\omega_0^2/\omega^2.$$

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что показатель преломления n_2 получил такое же значение, как и в отсутствие внешнего магнитного поля.

Для того чтобы определить характер поляризации волн, обратимся к ф-ле (4.44). Подставляя в эту формулу значение $\omega_{пр}=0$, находим

$$\left|\left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_1\right|=\infty,$$

что соответствует случаю $E_{my}\neq 0$ и $E_{mz}=0$;

$$\left|\left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_2\right|=0,$$

что соответствует случаю $E_{mz}=0$ и $E_{mz}\neq 0$.

Таким образом, показатель преломления n_1 характеризует условия распространения линейно поляризованной радиоволны, направление распространения которой перпендикулярно направлению напряженности магнитного поля и вектор электрического поля которой E_{my} также перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля (рис. 4.17). Аналогично этому, показатель преломления n_2 характеризует условия распространения волны, направление распространения которой также перпендикулярно вектору напряженности магнитного поля, но вектор напряженности электрического поля этой волны параллелен силовым линиям постоянного магнитного поля (рис. 4.17).

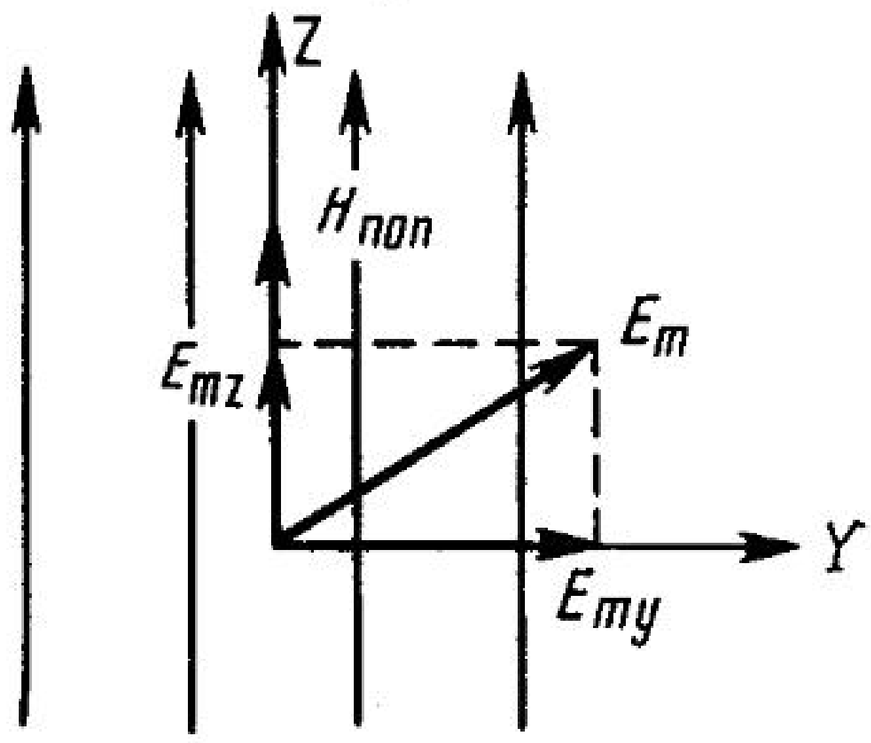


Рис. 4.17. Распространение радиоволн в поперечном магнитном поле

В соответствии с принятой в оптике терминологией линейно поляризованный луч составляющей E_{mz}, на условия распростране-

ния которого внешнее магнитное поле не влияет, называют *обыкновенным лучом,* а линейно поляризованный луч с составляющей $E_{ту}$ — *необыкновенным лучом.*

Подставляя в ф-лу (4.45) $\omega_{пр}=0$, находим выражение для продольной составляющей напряженности электрического поля волны:

$$E_x = -i\frac{\omega\omega_{поп}\omega_0^2}{\omega^2\omega_{поп}^2 - \omega^2\left(\omega^2-\omega_0^2\right)}E_y,$$

которое показывает, что продольную составляющую имеет только необыкновенный луч.

Изложенное позволяет следующим образом сформулировать особенности распространения радиоволн в поперечном магнитном поле. Линейно поляризованный луч, составляющая E_m напряженности электрического поля которого образует угол α с направлением магнитного поля, расщепляется на два линейно поляризованных луча: обыкновенный и необыкновенный. Обыкновенный луч распространяется так, как если бы магнитного поля не было вовсе. Наоборот, постоянное магнитное поле влияет определенным образом на процесс распространения необыкновенного луча. Это влияние проявляется в изменении скорости распространения, которая определяется выражением $v_1=c/n_1$, где, в свою очередь, n_1 вычисляется по ф-ле (4.50). Кроме того, необыкновенный луч обладает продольной составляющей напряженности электрического поля волны, сдвинутой по фазе на 90° относительно поперечной составляющей.

Если первоначально напряженность электрического поля была ориентирована вдоль оси Z или вдоль оси Y, то расщепления не произойдет; волна будет распространяться либо как обыкновенный, либо как необыкновенный луч.

С физической точки зрения понимание происходящих при распространении в поперечном магнитном поле процессов не представляет затруднений. Если электрическое поле ориентировано вдоль оси Z, то электрон приобретает скорость в том же направлении, и в соответствии с ф-лой (4.42) лоренцова сила $E_м$ обращается в нуль. Отсюда непосредственно следует, что магнитное поле не влияет на процесс распространения такого рода радиоволн.

Если электрическое поле ориентировано вдоль оси Y, то электроны приобретают вращательное движение в плоскости XY, что во-первых, влияет на скорость распространения волны и, во-вторых, вызывает возникновение продольной составляющей напряженности электрического поля.

4. Распространение радиоволн в общем случае. В наиболее общем случае обе величины $\omega_{пр}$ и $\omega_{поп}$ отличны от нуля, вследствие чего приходится пользоваться полными формулами.

Формула (4.44) показывает, что как обыкновенный, так и необыкновенный лучи в этом случае эллиптически поляризованы. Вводя обозначение

$$s = \frac{\omega_{\text{поп}}^2 \omega}{2\omega_{\text{пр}} \left(\omega^2 - \omega_0^2\right)},$$

можно представить эту формулу в виде

$$\left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_{1,2} = \mathrm{i}\left(s \pm \sqrt{s^2+1}\right), \tag{4.51}$$

откуда непосредственно следует $\left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_1 \left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_2 = 1$,

или, что то же самое,

$$\left(\frac{E_{my}}{E_{mz}}\right)_1 = \left(\frac{E_{mz}}{E_{my}}\right)_2 = \mathrm{i}\beta, \tag{4.52}$$

где $\beta = s + \sqrt{s^2+1}$.

Поскольку сдвиг по фазе между составляющими E_y и E_z достигает 90°, можно утверждать, что оси эллипсов поляризации совпадают с координатными осями Y и Z. С другой стороны, ф-ла (4.52) ясно указывает на то, что большие оси эллипсов поляризации взаимно перпендикулярны. Наконец, то обстоятельство, что для необыкновенного луча (верхний знак) правая часть ф-лы (4.51) положительна, а для обыкновенного луча (нижний знак) — отрицательна, указывает, что направления вращения результирующих векторов в обоих случаях противоположны. Все это говорит о том, что в общем случае линейно поляризованный луч расщепляется на два эллиптически поляризованных луча.

В силу соотношения (4.45) каждый из двух эллиптически поляризованных лучей обладает продольной составляющей напряженности электрического поля. Величины этих составляющих можно вычислить при помощи ф-л (4.45) и (4.52). Вводя обозначение

$$q = \frac{\omega_0^2}{\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)\left(\omega_{\text{пр}}^2 - \omega^2\right) + \omega^2 \omega_{\text{поп}}^2}, \ \textit{сек}^2 \tag{4.53}$$

получим для необыкновенного луча:

$$E_{mx1} = q\,\omega_{\text{поп}}\left(\omega s + \omega_{\text{пр}}\right) E_{mz1}; \tag{4.54}$$

для обыкновенного луча:

$$E_{mx2} = q\,\omega_{\text{поп}}\,\frac{\omega - s\,\omega_{\text{пр}}}{s}\,E_{mz2}. \tag{4.54а}$$

Формулы (4.53) и (4.54) показывают, что продольные составляющие напряженности электрического поля как необыкновенного, так и обыкновенного лучей находятся в фазе с поперечной составляющей, ориентированной по направлению магнитного поля.

Таким образом, приходим к выводу, что при произвольной ориентировке направления распространения относительно направления постоянного магнитного поля линейно поляризованная волна расщепляется на два эллиптически поляризованных луча с продольными составляющими напряженности электрического поля, характеризуемые соответственно тройками величин (E_{1y}, E_{1z}, E_{1x}) и (E_{2y}, E_{2z}, E_{2x}). Лучи эти распространяются с различными скоростями ($v_1 = c/n_1$ и $v_2 = c/n_2$), большие оси их эллипсов поляризации повернуты друг относительно друга на угол в 90° и направления вращения результирующих векторов противоположны.

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ И ИОНАМИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Для упрощения выкладок влияние столкновений электронов с нейтральными молекулами и ионами на процесс распространения радиоволн во внимание не принималось. Учет столкновений значительно усложняет и без того громоздкие формулы для показателя преломления. Кроме того, как и следовало ожидать, учет столкновений неизбежно приводит к появлению поглощения радиоволн. Испытываемое радиоволнами поглощение так же, как и в случае распространения в полупроводящей среде, характеризуется коэффициентами поглощения δ_1 и δ_2, причем первая из этих величин относится к необыкновенному лучу, а вторая — к обыкновенному.

4.10. ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Условия отражения от ионизированного слоя. До сих пор рассматривались различные случаи распространения радиволн в однородном ионизированном газе. Реальная ионосфера представляет собой неоднородный ионизированный газ. Влияние неоднородности ионосферы проявляется, прежде всего, в том, что радиоволны в таких условиях распространяются не по прямолинейным траекториям (как это было во всех рассмотренных выше случаях), а по криволинейным. В известных условиях радиоволны, испытывая полное внутреннее отражение от ионосферы, возвращаются на Землю.

Рассмотрим сначала случай распространения радиоволн в «плоской ионосфере», т. е. в таком ионизированном газе, у которого поверхности одинаковых значений электронной концентрации представляют собой параллельные друг другу плоскости. Кроме того, на первых порах будем считать ионосферу состоящей из ряда плоских слоев весьма малой толщины, в пределах каждого из которых электронная концентрация имеет постоянное значение. Обозначим через N_1 электронную концентрацию внутри первого слоя, через N_2 — внутри второго и т. д., причем будем считать, что

выполняется неравенство $0<N_1<N_2<\ldots<N_n<N_{n+1}$. Предположим далее, что на самый нижний слой из области неионизированного воздуха падает луч частоты f под углом φ_0 (рис. 4.18).

Основываясь на выражении для коэффициента преломления $n=\sqrt{1-80{,}8\,N/f^2}$, можно написать

$$1>n_1>n_2>\ldots>n_n>n_{n+1}.$$

Применяя к каждой границе раздела закон синусов, получим

$$1\cdot\sin\varphi_0=n_1\sin\varphi_1=\ldots=n_n\sin\varphi_n. \qquad (4.55)$$

После достаточного числа преломлений угол падения у n-го слоя может сколь угодно близко подойти к 90°. Полагая в равенстве (4.55) $\varphi_n=90°$ и сохраняя крайние члены, получим

$$\sin\varphi_0=n_n. \qquad (4.56)$$

Формула (4.56) выражает условие, при котором у n-го слоя луч сделается совершенно пологим.

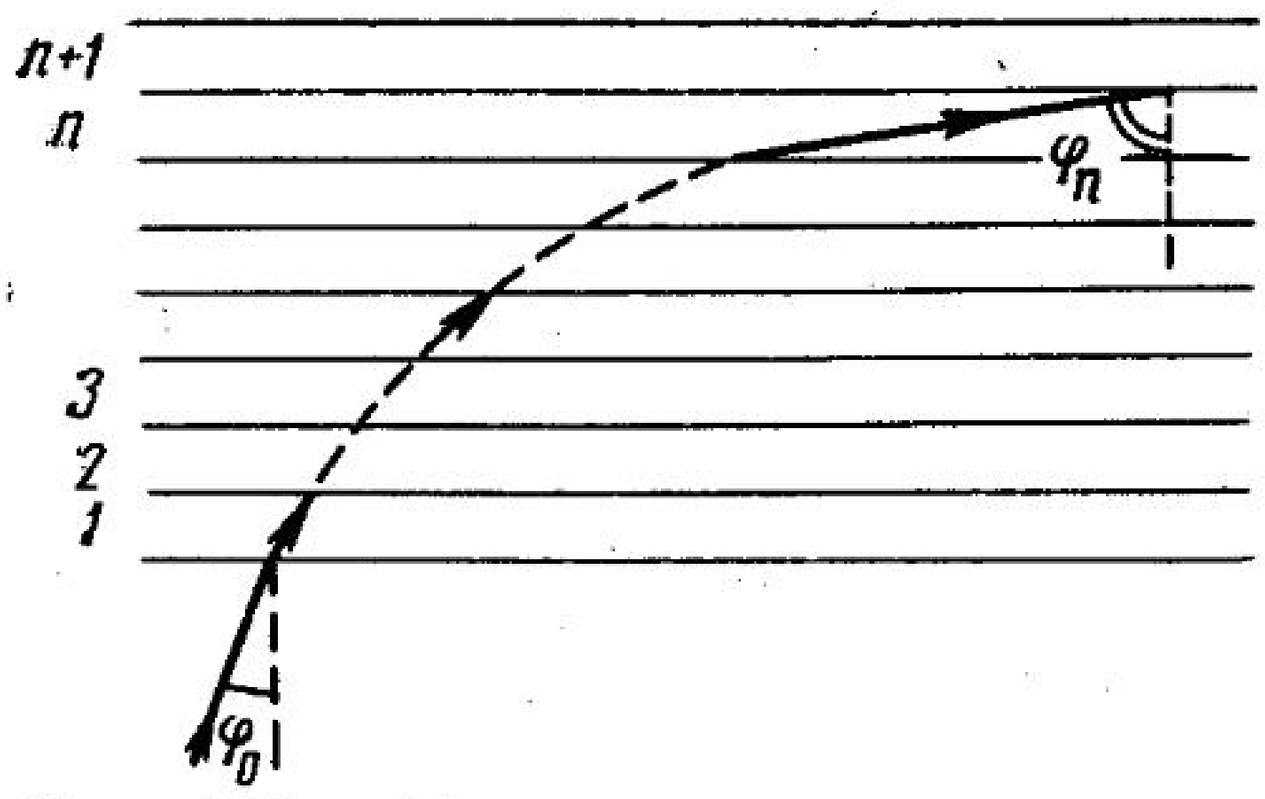


Рис. 4.18. Преломление радиоволн в плоской слоистой ионосфере

Остается объяснить причину отражения радиоволны, иными словами, поворот волны в вершине траектории. Физической причиной этого явления следует считать полное внутреннее отражение. Напомним, что полное внутреннее отражение происходит в том случае, когда при переходе из оптически более плотной в оптически менее плотную среду (т. е. среду с меньшим значением показателя преломления) угол падения превышает некоторое критическое значение, определяемое (в наших условиях) формулой

$$\varphi_{кр}=\arcsin\frac{n_{n+1}}{n_n}.$$

Полагая, что показатели преломления n-го и $n+1$-го слоев связаны соотношением $n_{n+1}=n_n-\Delta n$, условие поворота можем записать в виде

$$\varphi_n>\arcsin(1-\Delta n/n_n). \qquad (4.57)$$

В действительности показатель преломления ионосферы меняется плавно и условие (4.57), справедливое только для ионосферы, состоящей из дискретных слоев, должно быть заменено другим. При выводе нового условия поворота следует исходить из очевидного предположения, что радиоволна может вернуться на Землю только в том случае, если в вершине траектории ее радиус кривизны меньше величины $(a+h)$, где a — радиус Земли, а h — высота точки поворота над Землей. Если это условие не выполня-

ется, радиоволна, как это ясно видно из рис. 4.19, даже отразившись от ионосферы (траектория *MN*), не попадет на поверхность Земли.

Как было показано в параграфе 3.3, радиус кривизны траектории волны, распространяющейся в слоистой атмосфере, определяется ф-лой (3.6):

$$R = n/\sin\varphi\left(-\frac{dn}{dh}\right).$$

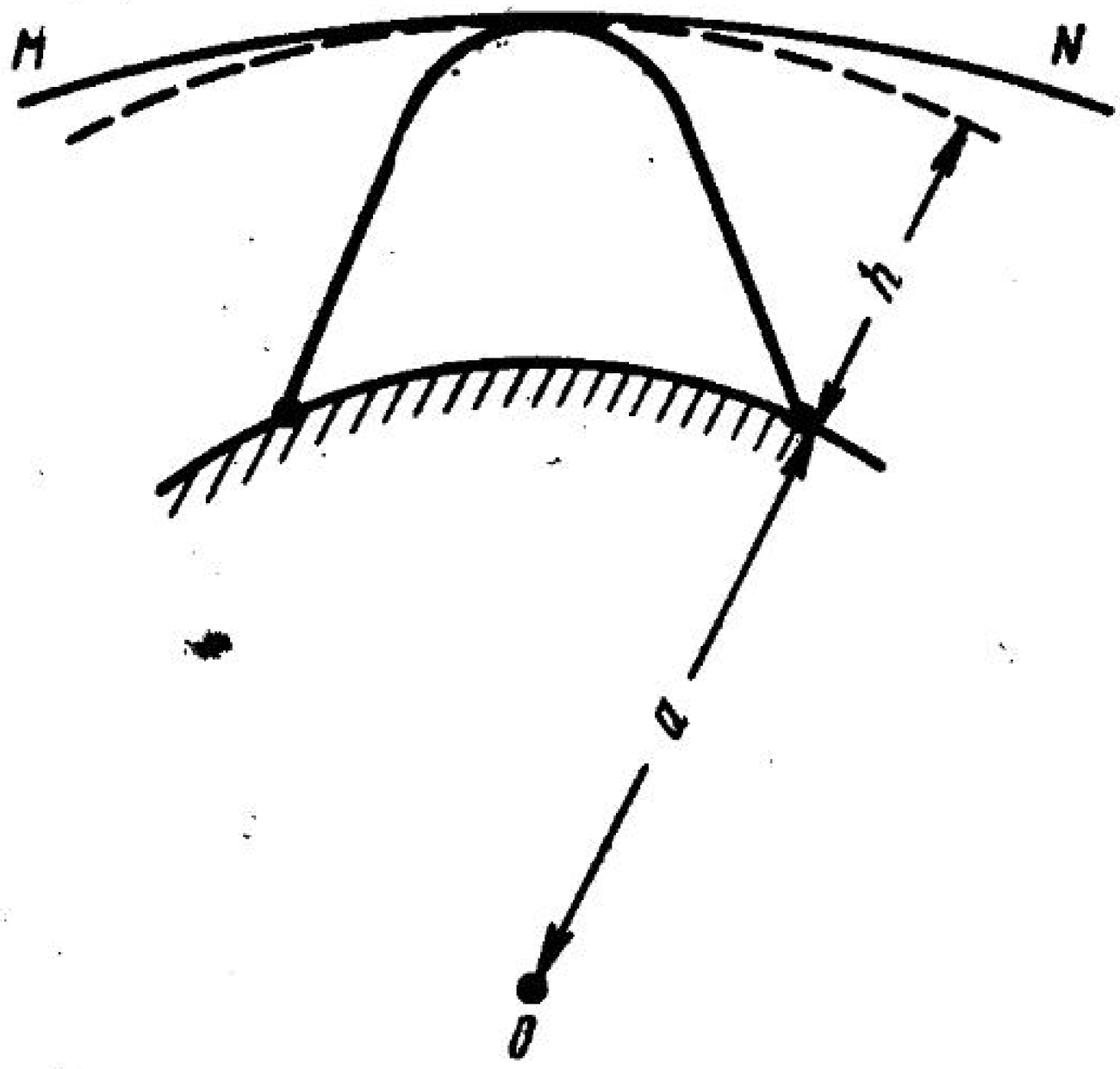


Рис. 4.19. К установлению условия поворота радиоволны

Здесь n — коэффициент преломления, а φ — угол элемента траектории с вертикалью. Выражение (3.6), конечно, в одинаковой степени относится и к тропосфере, и к ионосфере.

В вершине траектории $\varphi = 90°$ и ф-ла (3.6) упрощается:

$$R = n\Big/\left(-\frac{dn}{dh}\right). \qquad (4.58)$$

Для ионосферы коэффициент преломления определяется выражением $n = \sqrt{\varepsilon_и}$, где $\varepsilon_и$ представляется ф-лой (4.33).

Подставляя в дополнительное условие поворота радиоволны

$$R < a + h \qquad (4.59)$$

значение R из ф-лы (4.58) и дифференцируя, дополнительное условие представим в виде

$$\frac{dN}{dh} > \frac{2n^{2}f^{2}}{80{,}8\,(a+h)}, \quad 1/м^{4}. \qquad (4.60)$$

Полученная формула показывает, что в точке поворота волны электронная концентрация должна возрастать с высотой, причем вертикальный градиент электронной концентрации не должен быть меньше некоторого критического значения. Абсолютное значение этого градиента определяется в приводимом ниже примере.

Пример 4.2. Определить дополнительное условие поворота радиоволны для частоты $f = 30$ *Мгц* в предположении, что вершина траектории находится на высоте $h = 200$ *км* над поверхностью Земли. Условия задачи характеризуют наиболее неблагоприятный случай, так как частота входит в числитель правой части неравенства (4.60).

Подставляя в ф-лу (4.60) значение радиуса Земли $a = 6{,}37 \cdot 10^{6}$ *м*, находим $dN/dh > 27 \cdot 10^{5}$ $1/м^{4}$.

Более удобно, однако, электронную концентрацию относить к 1 $см^{3}$. Тогда неравенство примет вид: $dN/dh > 2{,}7$ $1/см^{3} \cdot м$, т. е. для поворота луча достаточно, чтобы в вершине траектории при подъеме на 1 *м* электронная концентрация возросла всего на 3 $эл/см^{3}$.

Таким образом, дополнительное условие почти всегда выполняется автоматически и решающим является условие (4.56), которое, в силу этого, можно считать фактически единственным условием поворота волны. Практическое значение дополнительного условия заключается в следующем: в точке отражения электронная концентрация обязательно должна возрастать, и отражение не может происходить в области максимума электронной концентрации и, тем более, в области уменьшения электронной концентрации с высотой.

Иногда условие поворота луча бывает удобно представить в несколько иной форме. Подставляя в ф-лу (4.56) значение n для ионизированного газа, можем переписать ее в следующем виде:

$$\sin\varphi_0 = \sqrt{1 - 80{,}8N/f^2}. \qquad (4.61)$$

Положив в ф-ле (4.61) $\varphi_0 = 0$, получаем условие отражения вертикально направленного луча частоты $f_{\text{верт}}$ от того же слоя с электронной концентрацией N, а именно:

$$0 = \sqrt{1 - 80{,}8N/f_{\text{верт}}^2}. \qquad (4.61а)$$

Из формул (4.61) и (4.61а) получаем

$$f = f_{\text{верт}} \sec\varphi_0 \qquad (4.62)$$

— соотношение между частотой f наклонного и частотой $f_{\text{верт}}$ вертикально направленного лучей, которые отражаются от одной и той же области ионосферы. Соотношение (4.62) часто называют законом секанса.

Заметим, что частота $f_{\text{верт}} = \sqrt{80{,}8\,N}$ совпадает с ранее введенным понятием «плазменной» частоты (см. параграф 4.9) $f_0 = \omega_0/2\pi = f_{\text{верт}}$ для ионизированного газа с электронной концентрацией N. Используя это обозначение, ф-лу (4.61) (условие поворота) можно переписать в виде

$$\sin\varphi_0 = \sqrt{1 - f_0^2/f^2} = \sqrt{1 - \omega_0^2/\omega^2},$$

откуда непосредственно следует закон секанса $f = f_0 \sec\varphi_0$.

Максимальные и критические частоты радиоволн. Из условия отражения (4.56) следует, что при данном значении электронной концентрации в области максимума всегда можно подобрать такое значение угла падения на нижнюю границу ионосферы, при котором условие поворота будет выполнено (говоря об отражении от области максимума, следует помнить, что фактически точка поворота во всех случаях будет расположена несколько ниже максимума).

Благодаря сферической форме Земли верхние значения угла падения ограничены некоторым максимальным значением, ибо, как следует из рис. 4.20, даже для наиболее пологого луча, касающегося в точке A поверхности Земли, угол падения определяется формулой $\sin\varphi_{0\,\text{макс}} = a/(a+h)$.

Ограничение значений угла падения на нижнюю границу ионосферы приводит к тому, что радиоволны не всегда отражаются от ионосферы, а при некоторых условиях пронизывают ее насквозь.

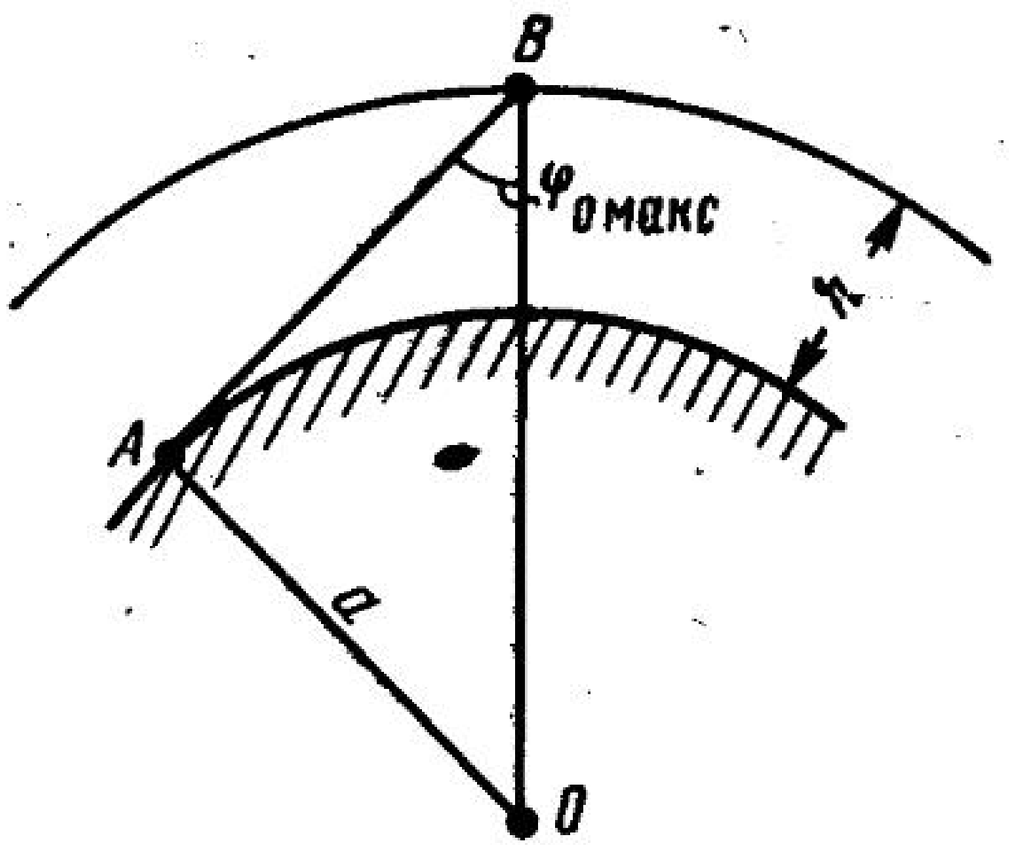


Рис. 4.20. Определение максимального угла падения на нижнюю границу ионосферы

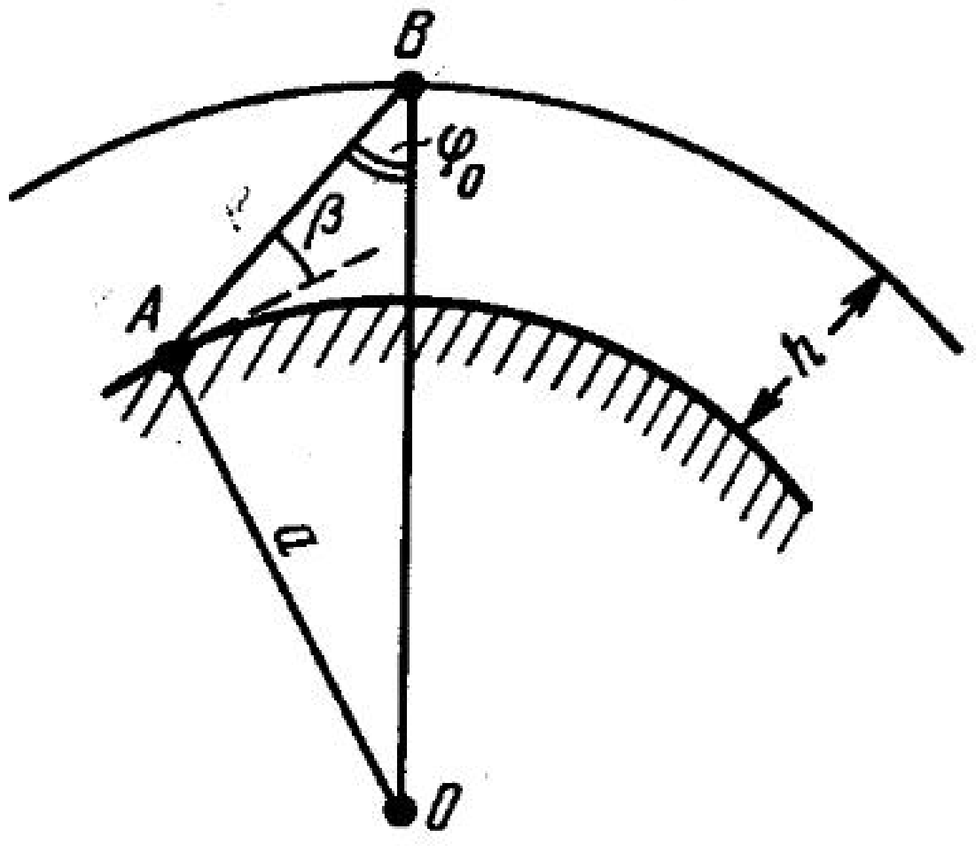


Рис. 4.21. К установлению соотношения между углами возвышения и падения

Для того чтобы учесть влияние кривизны Земли, обратимся к рис. 4.21 и установим соотношение между углом возвышения β и углом падения φ_0 на нижнюю границу ионосферы, находящуюся на высоте h. Из треугольника OAB имеем $\sin\varphi_0 = \dfrac{\cos\beta}{1+h/a}$.

Подставляя это значение в условие поворота (4.56), возводя обе части в квадрат и пренебрегая величинами второго порядка малости, находим

$$\frac{\cos^2\beta}{1+2h/a} \approx 1 - \frac{80{,}8N_n}{f^2}.$$

После простых преобразований последней формуле можно придать вид

$$f = \sqrt{\frac{80{,}8N_n(1+2h/a)}{\sin^2\beta + 2h/a}}, \ гц.$$

Полученная формула связывает частоту радиоволны со значением N_n электронной концентрации в точке поворота при заданном значении угла возвышения. Формула показывает, что чем больше частота волны, тем бóльшая электронная концентрация требуется для поворота волны. Подставляя вместо N_n максимальное значение $N_{макс}$ в данном слое, находим максимальное значение частоты:

$$f_{макс} = \sqrt{\frac{80{,}8N_{макс}(1+2h/a)}{\sin^2\beta + 2h/a}}, \ гц. \qquad (4.63)$$

Изменяя угол возвышения β, нетрудно усмотреть, что наибольшего значения $f_{макс}$ достигает при $\beta=0$, т. е. при наиболее пологих лучах:

$$f_{\text{макс0}} = \sqrt{\frac{80{,}8N_{\text{макс}}(a+2h)}{2h}},\ \text{гц}. \qquad (4.64)$$

При $\beta = \pi/2$, что соответствует вертикально направленному лучу, ф-ла (4.63) принимает вид:

$$f_{\text{кр}} = \sqrt{80{,}8N_{\text{макс}}},\ \text{гц}. \qquad (4.65)$$

Наибольшая частота, при которой радиоволны отражаются от данного слоя при вертикально направленном луче, получила название критической частоты.

Из сопоставления ф-л (4.64) и (4.65) непосредственно следует, что максимально применимая частота в $\left(\frac{a+2h}{2h}\right)^{1/2}$ раз превышает критическую частоту. При $h = 200$ *км* отношение $f_{\text{макс 0}}/f_{\text{кр}}$ достигает 4,1.

Из рассмотрения ф-лы (4.63) следует, что условие поворота радиоволны выполняется в том и только в том случае, если частота волны не превосходит $f_{\text{макс 0}}$. Волны, не удовлетворяющие этому условию, от ионосферы не отражаются, а пронизывают ее насквозь.

Отражение от ионосферы вертикально направленных лучей. При нормальном падении радиоволны на ионосферу от нее отражаются только те радиоволны, частота которых не превосходит критического значения, определяемого ф-лой (4.65). Эту формулу можно непосредственно получить из условия поворота луча (4.56). Действительно, положив в ф-ле (4.56) $\varphi_0 = 0$, находим $n = 0$ или, что то же самое, $\varepsilon_{\text{и}} = 0$. Таким образом, вертикально направленный луч отражается от той области ионосферы, в которой диэлектрическая проницаемость обращается в нуль. Предположив, что на бóльших высотах электронная концентрация продолжает возрастать, приходим к выводу, что на этих высотах электрическая проницаемость делается отрицательной, а показатель преломления — мнимым.

При распространении радиоволн в полупроводящей среде скорость распространения характеризуется величиной $v = c/n$, а поглощение — величиной $\delta = \frac{\omega}{c} p$, где n и p являются вещественными корнями системы уравнений

$$\left.\begin{aligned} n^2 - p^2 &= \varepsilon_{\text{и}} \\ np &= 30\lambda\sigma \end{aligned}\right\}. \qquad (4.66)$$

В рассматриваемом случае столкновения между электронами и молекулами во внимание не принимаются, т. е. проводимость $\sigma = 0$. Кроме того, по условию $\varepsilon_{\text{и}} < 0$. При таких обстоятельствах единственными вещественными решениями системы (4.66) являются выражения $n = 0$; $p = \sqrt{-\varepsilon_{\text{и}}}$.

Подставляя эти значения в ф-лу для напряженности электрического поля волны, находим

$$E_z = E_m e^{i\omega\left(t-\frac{xn}{c}\right)} e^{-\frac{\omega}{c}px} = E_m e^{-\frac{\omega}{c}\sqrt{-\varepsilon_и}\,x} e^{i\omega t}.$$

Полученное выражение характеризует быстро убывающее по высоте электрическое поле, которое не имеет волнового характера, и показывает, что выше уровня $n=0$ радиоволны не проникают.

До сих пор влияние столкновений электронов с нейтральными молекулами и ионами не учитывалось. Учет столкновений приводит к необходимости приписывать ионизированному газу свойства полупроводящей среды с электрической проницаемостью (4.31) и удельной проводимостью (4.32). Подставляя эти значения в выражения для n и p, получаемые при решении ур-ний (4.66), получим следующие выражения для коэффициентов преломления и поглощения:

$$n = \pm\sqrt{\frac{1}{2}\left[\varepsilon_и + \sqrt{\varepsilon_и^2 + (60\lambda\sigma_и)^2}\right]};$$

$$\delta = \pm\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{1}{2}\left[-\varepsilon_и + \sqrt{\varepsilon_и^2 + (60\lambda\sigma_и)^2}\right]}, \text{ } сим/м.$$

Существенно, что при учете столкновений коэффициент преломления не обращается в нуль, даже при отрицательных значениях электрической проницаемости.

Влияния магнитного поля Земли на условия отражения радиоволн. Рассмотрим, прежде всего, влияние магнитного поля Земли на условия отражения вертикально направленного луча. Поскольку соударения с молекулами во внимание не принимаются, естественно предположить, что условия поворота сохраняют прежнюю форму, а именно: $n_1=0$ — для необыкновенного луча, $n_2=0$ — для обыкновенного луча.

Обращаясь к общему выражению (4.43) для коэффициента преломления, устанавливаем, что для обыкновенного луча n_2 обращается в нуль при условии $\omega=\omega_0$. Принимая во внимание значение ω_0 (плазменная частота, см. параграф 4.9), находим, что это условие соответствует отражению от ионосферы в отсутствие магнитного поля.

Условия отражения необыкновенного луча можно найти, приравняв знаменатель дроби ф-лы (4.43) к величине ω_0^2, что приводит к уравнению

$$\omega^2 - \frac{\omega^2\omega_{поп}^2}{2(\omega^2-\omega_0^2)} - \sqrt{\left[\frac{\omega^2\omega_{поп}^2}{2(\omega^2-\omega_0^2)}\right]^2 + \omega^2\omega_{пр}^2} = \omega_0^2$$

или, после упрощения, к уравнению

$$\omega^2 - \omega_0^2 = \mp\,\omega\omega_м,$$

где использовано обозначение

$$\omega_м^2 = \omega_{пр}^2 + \omega_{поп}^2 = \left(\frac{\mu_0 e H_0}{m}\right)^2, \ 1/сек^2.$$

Решая полученное уравнение относительно ω, находим условие отражения необыкновенного луча:

$$\omega', \ \omega'' = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_м}{2\omega_0}\right)^2} \pm \frac{\omega_м}{2}.$$

Отсюда следует, что $\omega' < \omega_0$, а $\omega'' > \omega_0$.

Существенно, что условие отражения необыкновенного луча не зависит от относительной величины составляющих напряженности магнитного поля Земли и всецело определяется полной напряженностью этого поля: $H_0 = \sqrt{H_{пр}^2 + H_{поп}^2}$, *а/м*.

Для того чтобы установить, какая из частот ω′ или ω″ соответствует реально наблюдаемым отражениям необыкновенного луча, обратимся к рис. 4.22, на котором по ф-ле (4.43) построена зависимость квадрата показателя преломления от отношения $(\omega_0/\omega)^2$.

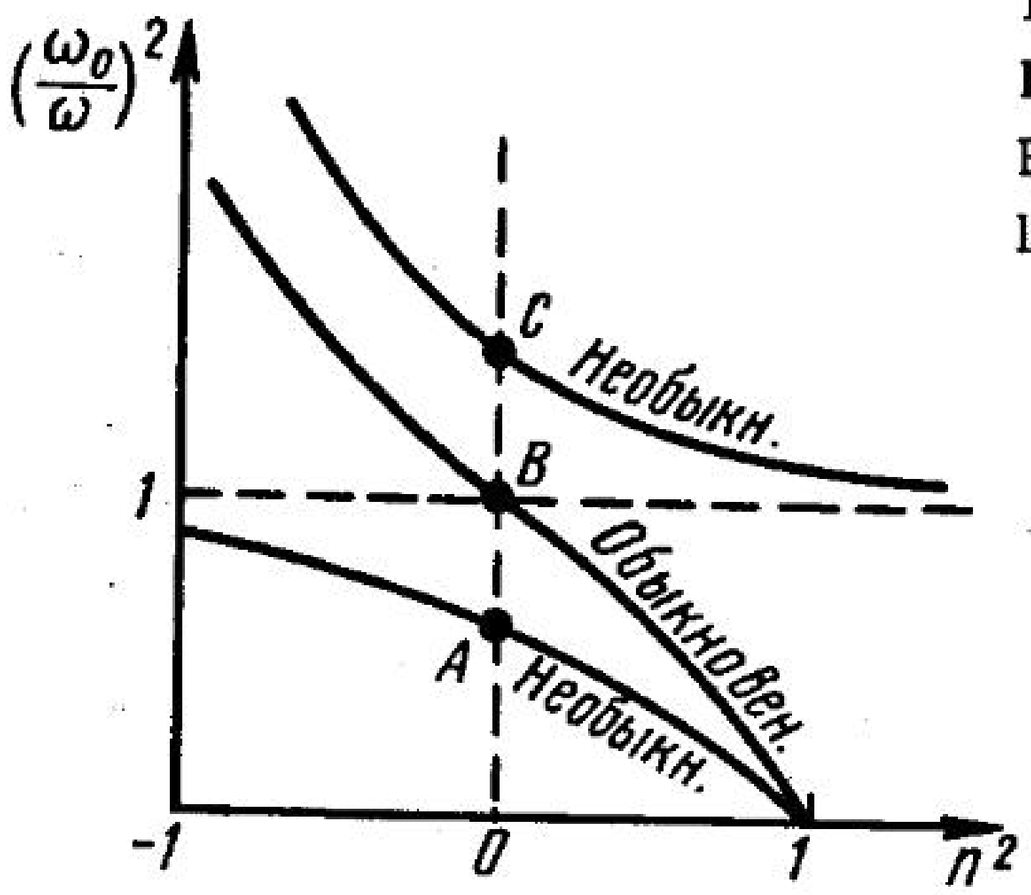


Рис. 4.22. Зависимость квадрата коэффициента преломления n^2 от отношения $(\omega_0/\omega)^2$

Последняя величина при заданном значении частоты пропорциональна электронной концентрации. При построении графика

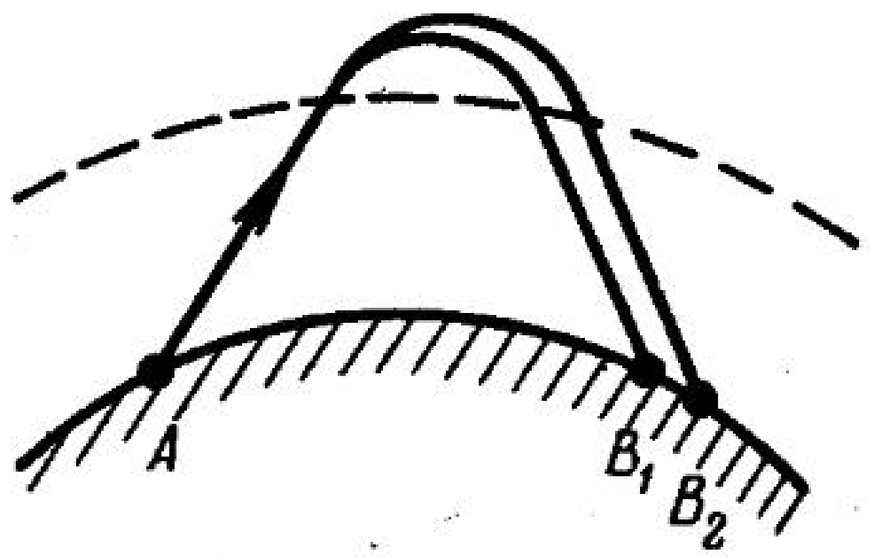


Рис. 4.23. Расщепление радиоволн под действием магнитного поля Земли

предположено, что $\omega = 2\omega_м$ (что соответствует волне порядка 100 *м*) и $\alpha = 45°$. На графике отчетливо проявляется более сложный характер зависимости для необыкновенного луча; при $\omega_0/\omega = 1$ функция $n^2 = F(\omega_0/\omega)$ претерпевает разрыв. По мере продвижения вверх, т. е. по мере увеличения электронной концентрации, показатель преломления для обеих составляющих уменьшается, достигая нулевого значения в точке *A* для необыкновенного луча (при $\omega_0/\omega < 1$) и в точке *B* для обыкновенного луча (при $\omega_0/\omega = 1$). Это указывает, что в реальных условиях будет отражаться радиоволна частоты ω″. Таким образом, в диапазоне коротких волн, когда $\omega > \omega_м$, частота необыкновенного луча, отражающегося при данном значении электронной концентрации, превышает частоту обыкновенного луча. При заданном значении частоты обыкновен-

ный луч отражается от более высокого уровня, чем необыкновенный луч.

При пологом падении луча формулы, выражающие условия поворота, имеют вид $\sin^2\varphi_0 = n_2^2$ для обыкновенного луча и $\sin^2\varphi_0 = n_1^2$ для необыкновенного луча, где n_1 и n_2 — значения коэффициентов преломления соответственно для необыкновенного и обыкновенного лучей, определяемые по ф-ле (4.43). Решая полученные уравнения относительно частоты, можно получить выражения для максимальных частот необыкновенного и обыкновенного лучей, аналогичные ф-ле (4.63).

В то время как при вертикально направленном луче обыкновенная и необыкновенная составляющие распространяются по общему пути, за исключением отрезка между точками отражения обеих составляющих, при пологих лучах из-за различия в показателях преломления наблюдается явление двойного лучепреломления и обыкновенная и необыкновенная составляющие распространяются по различным траекториям, как это схематически показано на рис. 4.23.

4.11. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ ПРИ ПОМОЩИ ИОНОСФЕРНЫХ СТАНЦИЙ, ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТ И КОСМИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ

До недавнего времени основным методом изучения структуры ионизированных слоев атмосферы являлось использование ионосферных станций. Только в последние годы в связи с развитием ракетной техники появилась возможность осуществлять прямые измерения основных характеристик ионосферы при помощи аппаратуры, устанавливаемой на геофизических ракетах, ИСЗ и космических кораблях. Однако эти прямые измерения, конечно, не могут заменить наблюдений, осуществляемых круглосуточно во многих пунктах земного шара при помощи ионосферных станций.

Современные ионосферные станции выполняют, по существу, по отношению к ионосфере такие же функции, которые по отношению к более низким слоям атмосферы осуществляют разбросанные по всему земному шару метеорологические станции. Если последние дают информацию «службе погоды», то ионосферные станции обеспечивают необходимыми данными «службу ионосферы». Данные, получаемые при космических полетах, являются ценной информацией, которая дополняет сведения, повседневно доставляемые ионосферными станциями.

В настоящее время применяются три вида ионосферных станций: станции вертикального зондирования, станции наклонного зондирования и станции возвратно-наклонного зондирования (сокращенно — ВНЗ).

Станции вертикального зондирования представляют собой расположенные рядом передатчик и приемник, часто использующие общую антенну. Передатчик работает в импульсном режиме и за

время одного сеанса (длительность сеанса обычно порядка 1 *мин*) его настройка пробегает диапазон от 0,5 до 20 *Мгц*. При этом автоматически обеспечивается непрерывная настройка приемника на плавно изменяемую частоту передатчика. На выходе приемника помещается регистрирующее устройство (обычно электронно-лучевая трубка), позволяющая измерять и фиксировать (на фото- или кинопленке) зависимость от постепенно изменяемой частоты передатчика времени запаздывания отраженного от ионосферы импульса по отношению к зондирующему. Предполагая, что весь путь до точки отражения и обратно радиоволны проходят со скоростью света в пустоте, при помощи формулы

$$h_д = 3 \cdot 10^8 \tau/2, \ м \qquad (4.67)$$

по времени запаздывания τ можно вычислить действующую высоту расположения ионизированных слоев. Эти высоты называются действующими, так как ф-ла (4.67) не учитывает того обстоятельства, что в ионизированной атмосфере радиоимпульсы распространяются с групповой скоростью $v_{гр} < c$. Выраженная графически зависимость $h_д = F(f)$ носит название ионограммы или высотно-частотной характеристики (ВЧХ). Образцы таких ионограмм показаны на рис. 4.24 и 4.25 (последняя в схематизированном виде). Ионограммы позволяют не только определять высоты расположения отражающих слоев, но, что особенно важно, дают возможность измерить значения критических частот для волн, отражаемых от отдельных ионизированных областей. Соответствующие значения критических частот на рис. 4.25 обозначены символами $f_{кр}(E)$, $f_{кр}(F_1)$ и т. д.

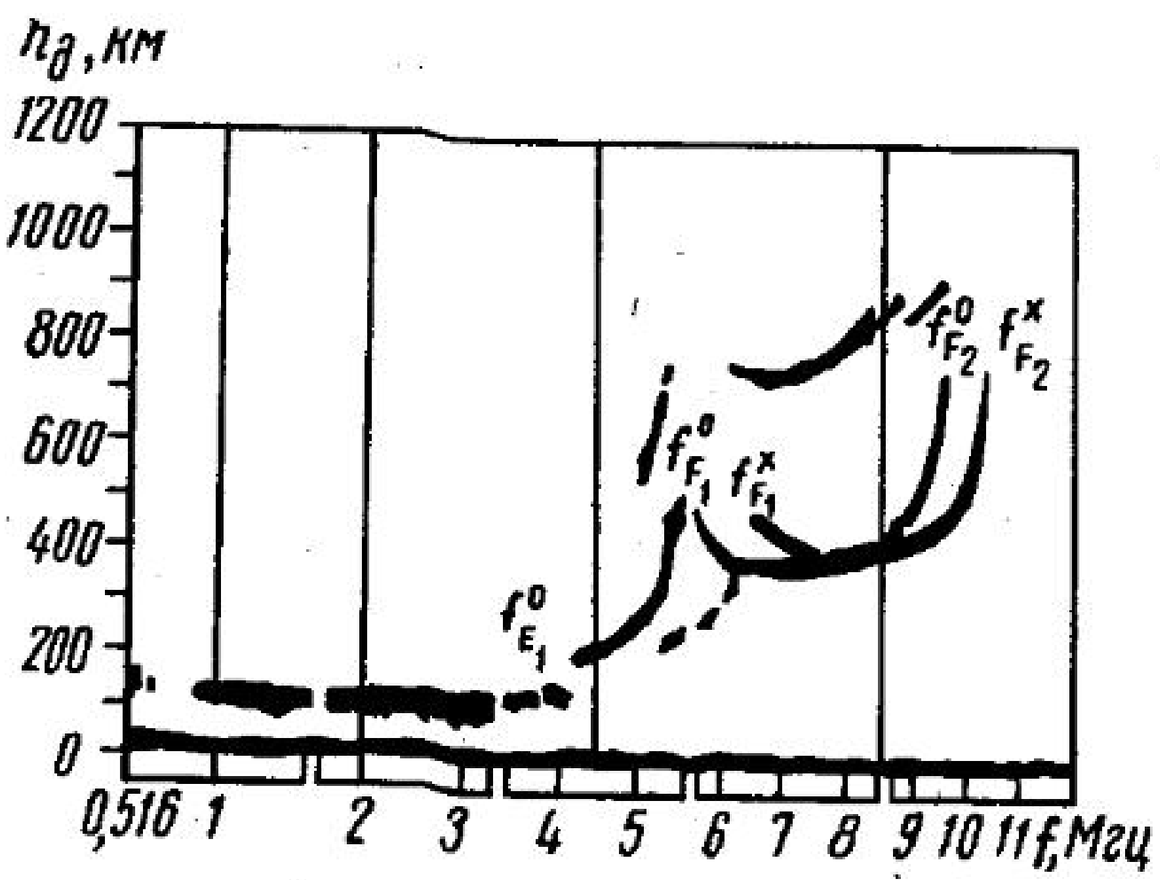


Рис. 4.24. Образец ионограммы, полученной на автоматической ионосферной станции

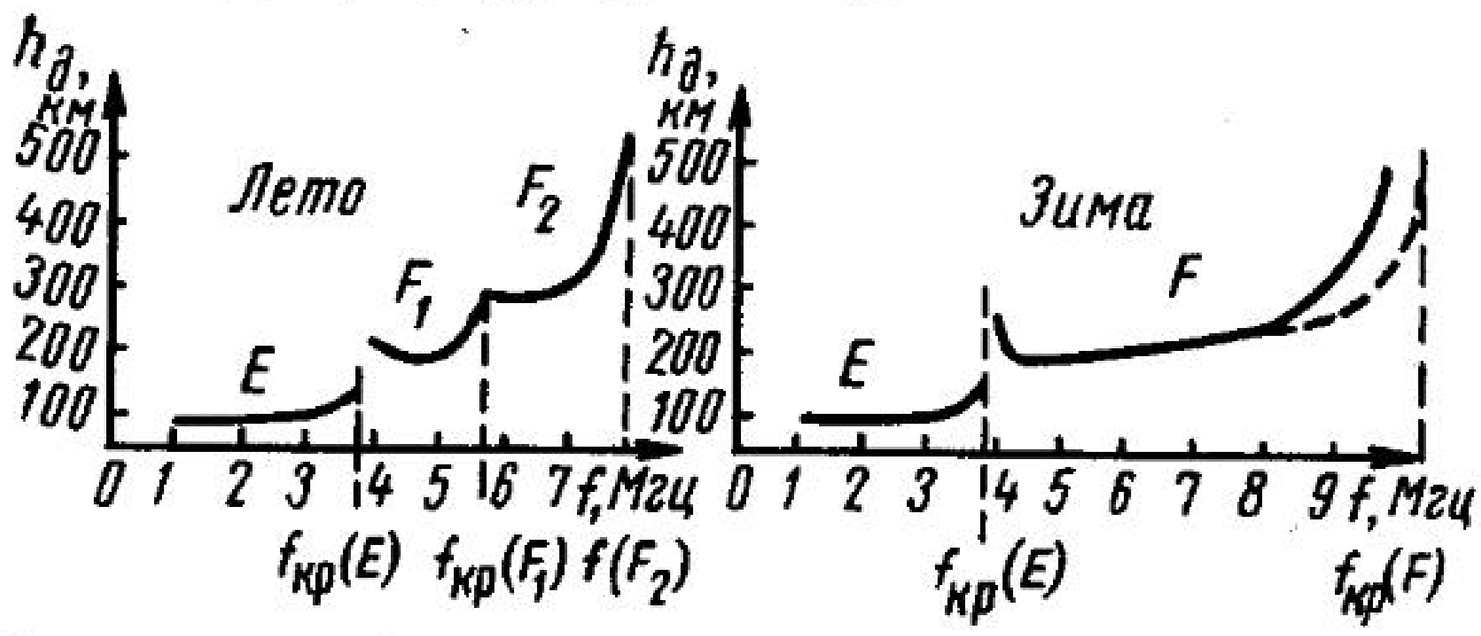


Рис. 4.25. Типичные высотно-частотные характеристики ионосферы для лета и зимы

При рассмотрении структуры ионограммы обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, по мере приближения

к критическим частотам резко возрастают действующие высоты. Как будет показано ниже, это — кажущееся увеличение, обусловленное эффектом группового запаздывания. Во-вторых, при отражении от областей F_1 и F_2, которые безусловно имеют электрон-

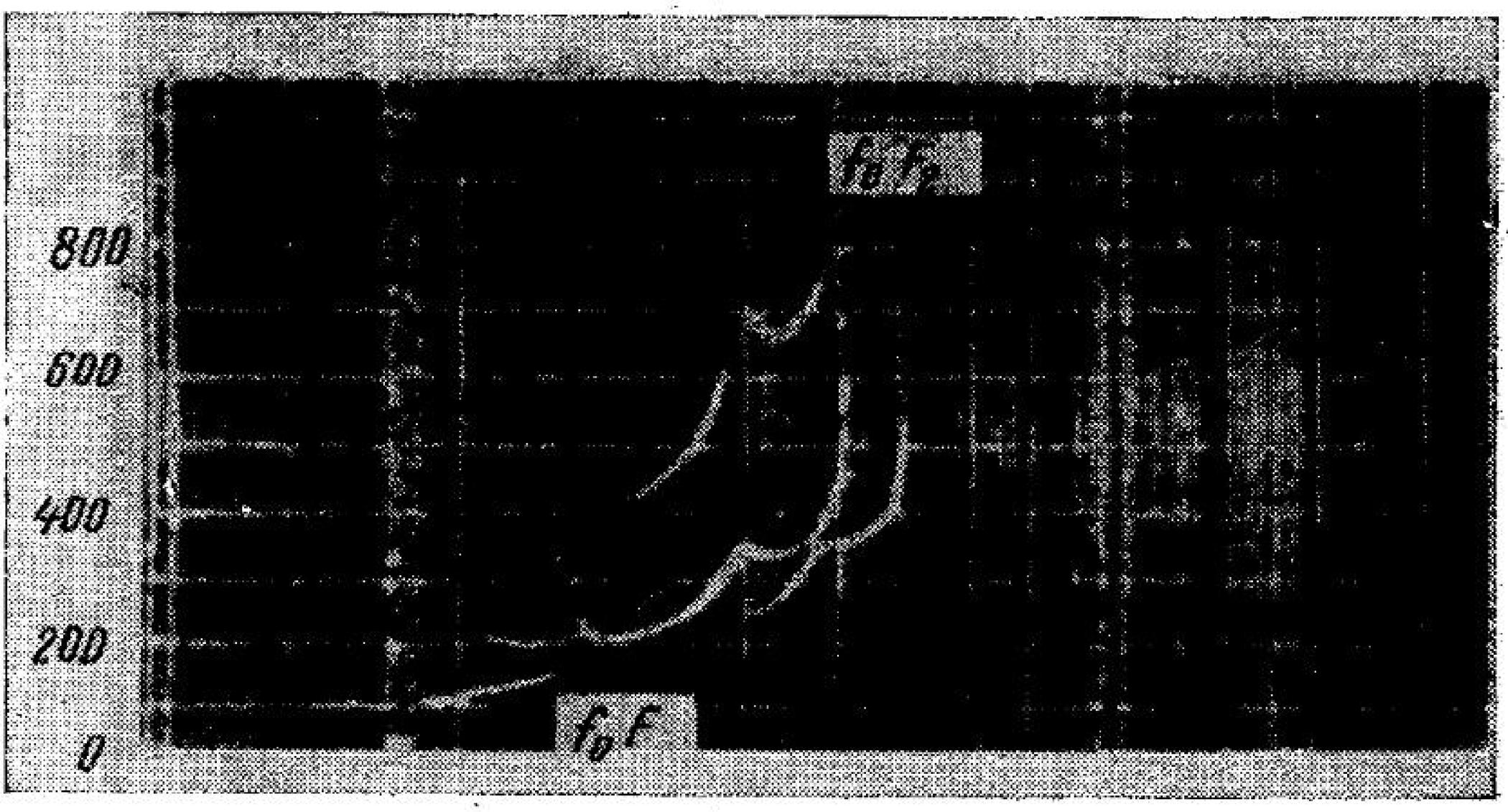


Рис. 4.26. Ионограмма, полученная на панорамной ионосферной станции

ную структуру, наблюдается явление двойного лучепреломления. Обыкновенный и необыкновенный лучи обладают различными значениями критических частот, которые обозначаются символами $f^0_{\text{кр}\,F_1}$ — для обыкновенного луча и $f^x_{\text{кр}\,F_1}$ — для необыкновенного.

Современные ионосферные станции в высокой степени автоматизированы. В наиболее совершенных из них, так называемых панорамных станциях, впервые разработанных Н. Д. Булатовым, на экране кинескопа возникает готовое изображение ионограммы, которое автоматически через заданные интервалы времени снимается на кинопленку. Образец такого кинокадра показан на рис. 4.26.

Установим соотношение между действующими и действительными высотами точек отражения. На рис. 4.27 через h обозначена высота до нижней границы ионосферы. Эту часть пути радиоволны проходят со скоростью света в пустоте. Через z_0 обозначена высота точки отражения над нижней границей ионосферы, $h_д$ — действующая высота отражений.

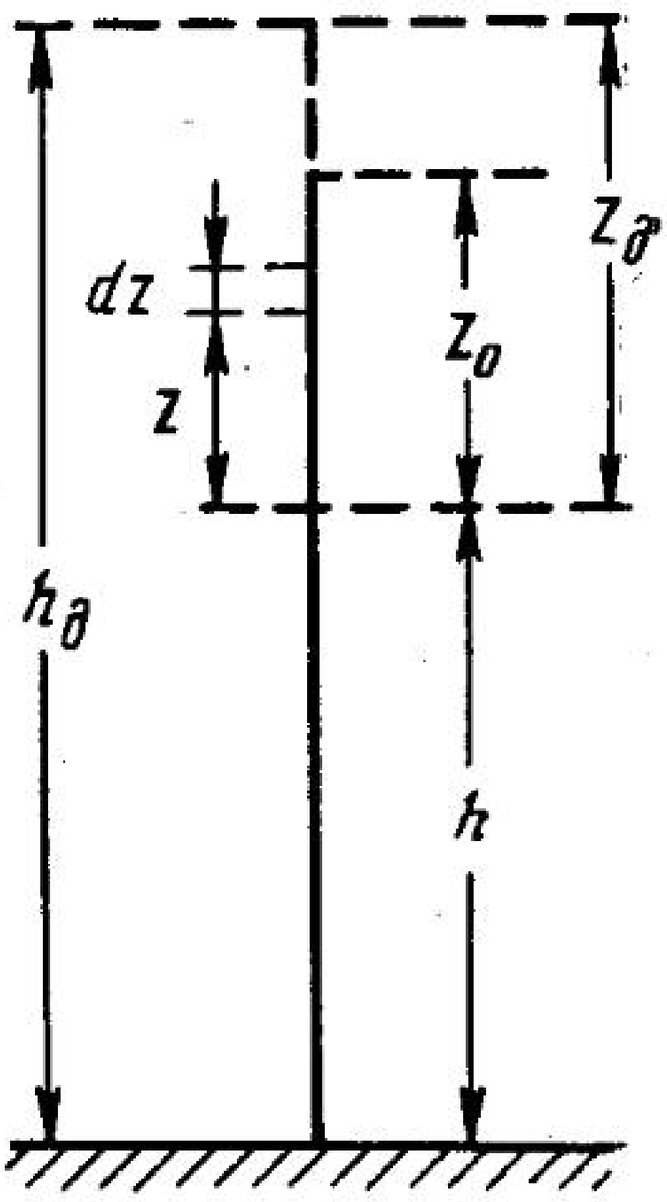


Рис. 4.27. К установлению соотношения между действующими и действительными высотами

Обозначая через $N(z)$ зависимость электронной концентрации от высоты, время запаздывания отраженного импульса относи-

тельно зондирующего можно выразить следующей формулой:

$$\tau = \frac{2h_д}{c} = \frac{2h}{c} + 2\int_0^{z_0} \frac{dz}{v_{гр}}, \text{ сек.} \qquad (4.68)$$

Интеграл в выражении (4.68) характеризует так называемое время группового запаздывания или групповой задержки. Подставляя вместо групповой скорости ее значение $v_{гр}=cn$, где $n=\sqrt{1-80{,}8\,N(z)/f^2}$, после сокращений находим

$$h_д = h + \int_0^{z_0} \frac{dz}{\sqrt{1-80{,}8\dfrac{N(z)}{f^2}}}, \text{ м.}$$

Прежде всего, бросается в глаза, что знаменатель подынтегрального выражения меньше единицы, т. е. интеграл всегда больше z_0. Иными словами, $h_д$ всегда больше, чем $(h+z_0)$. Это не представляется неожиданным, ибо при определении действующих высот предполагалось, что весь путь проходится с бо́льшей скоростью, чем в действительности.

Условием отражения вертикально направленного луча, как было показано в параграфе 4.10 [ф-ла (4.61а)], является $\varepsilon_и = 1-80{,}8\,N(z)/f^2=0$. Стало быть, при $z=z_0$ знаменатель подынтегрального выражения обращается в нуль. Такие определенные интегралы, как известно, называются несобственными. Согласно признаку Коши, несобственные интегралы рассматриваемого вида сходятся (т. е. имеют конечное значение) при том условии, если для z, близких к z_0, выполняется неравенство

$$|f(z)| < \frac{C}{(z_0-z)^p},$$

где $f(z)$ — подынтегральное выражение, а C и p — положительные постоянные, причем $p<1$.

В рассматриваемом случае надлежит определить условие, при котором произведение $|f(z)|(z_0-z)^p$ при $z\to z_0$ остается ограниченным. Положив $p=0{,}5$, находим

$$\lim_{z\to z_0}\left[|f(z)|(z_0-z)^{0,5}\right] = \lim_{z\to z_0}\sqrt{\frac{z_0-z}{1-80{,}8\dfrac{N(z)}{f^2}}} \approx$$

$$\approx \frac{f}{\sqrt[9]{\left(\dfrac{dN}{dz}\right)_{z=z_0}}}, \text{ м}^{1/2}.$$

Полученное выражение показывает, что условие сходимости несобственного интеграла нарушается только в той области ионосферы, где градиент изменения с высотой электронной концентрации обращается в нуль, т. е. в местах расположения максимумов концентрации. Этим и объясняется, что на ионограммах по мере

приближения к критическим частотам действующие высоты резко возрастают.

В ионосферных станциях наклонного зондирования передатчик и приемник разнесены, т. е. находятся в конечных пунктах линии радиосвязи. Применяя меры по синхронизации работы индикатора приемника с ритмом излучения передатчиком зондирующих импульсов, можно снять зависимость времени запаздывания (которое можно пересчитать на дистанцию, проходимую радиоволной) от постепенно изменяемой частоты передатчика. Зависимость дистанции от частоты носит название дистанционно-частотной характеристики (ДЧХ). На линии, которую эти станции обслуживают, их можно использовать для непосредственного определения оптимальных для связи частот (в диапазоне коротких волн).

В станциях ВНЗ передатчик и приемник так же, как в станциях вертикального зондирования, расположены в одном пункте. Однако здесь используются антенны (подобно применяемым в коротковолновых передатчиках), которые излучают энергию под небольшими углами к горизонту. Приемник регистрирует сигналы, не отраженные от ионосферы, а рассеянные от поверхности Земли в месте попадания на нее наиболее крутого отражаемого ионосферой луча, как это показано на рис. 4.28. Рассеяние радиоволн от поверхности Земли и обратное возвращение некоторой доли рассеянной энергии к месту расположения станции после вторичного отражения от ионосферы носит название эффекта Кабанова, который в 1947—1958 гг. подробно изучил это явление [64]. Как показали исследования Н. И. Кабанова, практически все виды поверхности Земли до некоторой степени шероховаты (в одном случае больше, в другом — меньше), и поэтому во всех случаях можно обнаружить рассеянный сигнал.

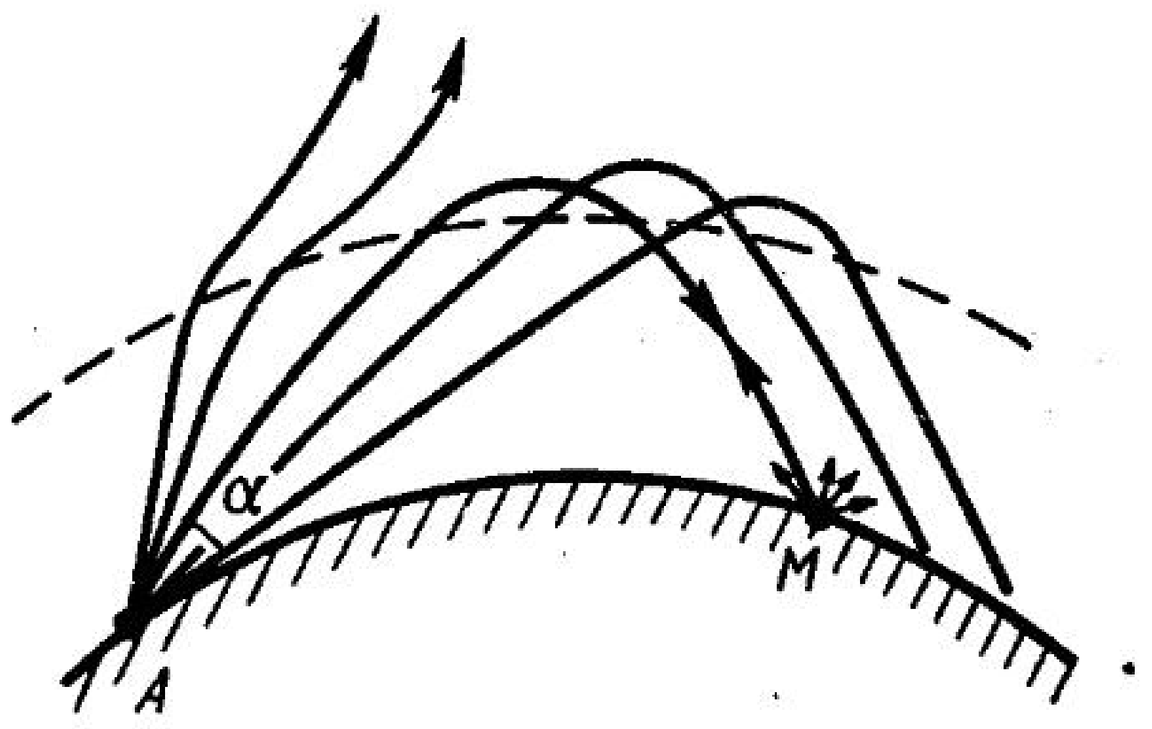


Рис. 4.28. Траектории лучей при возвратно-наклонном зондировании

Станции ВНЗ работают по принципу станций наклонного зондирования с тем отличием, что здесь передатчик и приемник находятся рядом и отпадает проблема синхронизации индикатора, а применяя вращаемые антенны, можно получить ДЧХ для любых направлений распространения в горизонтальной плоскости. Наконец, если станции наклонного зондирования исследуют условия распространения на конкретной трассе, то станции ВНЗ в этом отношении более гибки, ибо они позволяют изучить условия распространения для заданного направления при фиксированной антенне и для любого направления при вращаемой антенне.

Обращаясь к рис. 4.28, можно заметить, что самые крутые лучи проходят сквозь ионосферу, не отражаясь от нее. Наиболее

крутой из отражаемых от ионосферы луч попадает в точку M на поверхности Земли, и часть рассеянной энергии по той же траектории возвращается обратно. Более пологие лучи попадают в более удаленные точки на поверхности Земли и от них тоже рассеиваются. На получаемой при этом ионограмме отчетливо видны рассеяния от ближайшей точки.

Наиболее совершенные станции ВНЗ снабжаются поворотными антеннами и индикатором кругового обзора.

Дистанционно-частотные характеристики, получаемые на станциях наклонного зондирования, имеют вид, схематически показанный на рис. 4.29. В интервале от f_1 до максимальной применимой частоты (МПЧ) отражения происходят от двух высот ионосферы, что проявляется в возникновении своеобразной петли на ДЧХ.

Успехи радиолокационной техники позволили применять мощные радиолокационные станции с вертикально направленным излучением для некогерентного зондирования ионосферы во всей ее толще, а не только до максимума области F_2, как это позволяют делать ионосферные станции обычного типа. Работают эти станции в диапазоне метровых волн, т. е. на частотах, превосходящих критическую частоту области F_2, вследствие чего зондирующий сигнал проходит сквозь всю ионосферу. Основной поток излучаемой энергии в этих условиях уходит в космическое пространство и лишь небольшая доля его, рассеиваясь от отдельных электронов, достигает поверхности Земли [65].

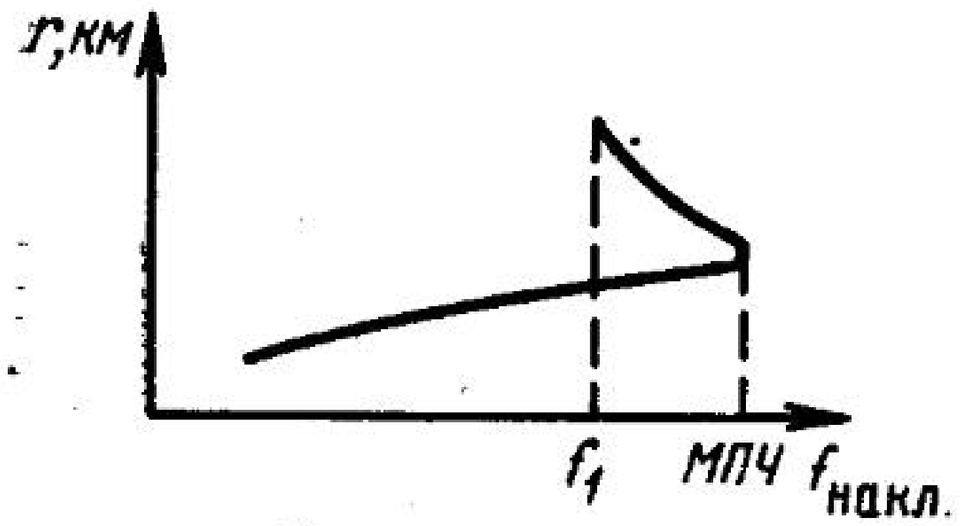


Рис. 4.29. Дистанционно-частотная характеристика

Эффективную площадь рассеяния отдельного электрона можно определить на основании следующих простых рассуждений. Если на электрон действует электрическое поле радиоволны $E = E_m e^{i\omega t}$, то, как следует из ур-ния (4.28), в отсутствие столкновений ($\nu = 0$) амплитуда вынужденных колебаний электрона определяется формулой

$$z_m = eE_m / m\omega^2.$$

Колеблющийся электрон можно рассматривать как линейный осциллятор с электрическим моментом

$$p = ez_m e^{i\omega t}, \; м \cdot к.$$

Для дальнейшего удобно считать, что расстояние между двумя разноименными зарядами фиксировано и зависимость от времени определяется изменением заряда по закону $Q = e e^{i\omega t}$. Изменения заряда вызывают вариации тока, протекающего по воображаемому проводу, соединяющему эти заряды. Мгновенные значения тока определяются формулой

$$I = \frac{dQ}{dt} = i\,\omega\, e\, e^{i\omega t},\ a,$$

откуда получаем выражение для амплитуды тока: $I_m = \omega e,\ a.$

Соответственно с этим для момента тока линейного осциллятора получаем

$$I_m z_m = \omega\, e\, \frac{eE_m}{m\,\omega^2} = \frac{e^2 E_m}{m\,\omega},\ a \cdot м. \qquad (4.68)$$

В учебниках по антенно-фидерным устройствам [66] показывается, что мощность излучения элементарного диполя определяется формулой

$$P_{изл} = 80\pi^2 \frac{(I_д z_m)^2}{\lambda^2},\ вт. \qquad (4.69)$$

Подставляя выражение (4.68) в (4.69), получаем

$$P_{изл} = 10 E_m^2 \left(\frac{e^2}{mc}\right)^2,\ вт. \qquad (4.69а)$$

С другой стороны, по определению эффективной площади рассеяния (стр. 147), мощность вторичного излучения выражается формулой

$$P = \frac{E_m^2}{240\pi}\,\sigma,\ вт. \qquad (4.70)$$

Приравнивая выражения (4.69а) и (4.70), получаем следующую простую формулу для эффективной площади рассеяния отдельного электрона:

$$\sigma = \frac{8}{3}\,\pi\, 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m}\right)^2,\ м^2. \qquad (4.71)$$

Для определения уровня поля в направлении максимума излучения необходимо учесть, что элементарный излучатель обладает коэффициентом усиления $D = 1{,}5$ по отношению к изотропному излучателю. Учитывая это, окончательно получаем

$$\sigma' = 4\pi\, 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m}\right)^2,\ м^2. \qquad (4.71а)$$

Обращает на себя внимание, что эффективная площадь рассеяния электрона не зависит от частоты. Подставляя в ф-лу (4.71а) заряд электрона в *к* и его массу в *кг*, находим $\sigma' = 10^{-28},\ м^2$.

Современная радиолокационная станция включает в свой состав селекторное устройство, которое позволяет выделить и измерить мощность принимаемого сигнала, рассеиваемого в пределах вполне определенного интервала расстояний Δh (например, нескольких *км*). Последовательно изменяя регулировку селектора, можно измерить интенсивность сигнала, рассеиваемого в интервале от h до $h + \Delta h$, при постепенном изменении высоты скажем, от 100 до 600 *км*. Поскольку площадь поперечнего сечения S луча радиолокационной станции на таких удалениях от передатчика до-

статочно велика, объем $S\Delta h$ содержит очень большое число электронов, которые, несмотря на малое значение σ' для отдельного электрона, в своей совокупности создают заметное вторичное излучение. Для данного значения h интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна общему количеству электронов в пределах объема $S\Delta h$, что позволяет снять зависимость электронной концентрации от высоты до тех значений высот, где общее количество электронов еще достаточно для обнаружения отраженного сигнала. При помощи дополнительных устройств можно измерить ширину спектра отраженного сигнала и определить отношение электронной температуры к ионной.

Ракетная техника открыла новые возможности в изучении электронной концентрации верхних слоев атмосферы. Прежде всего, появилась возможность поместить ионосферную станцию обычного типа на ИСЗ, обращающемся по круговой или почти круговой орбите над ионосферой, и просвечивать ионизированные слои атмосферы извне. Тем самым можно получить информацию о строении внешней части ионосферы (над максимумом области F_2), которую не дают наземные ионосферные станции.

К настоящему времени разработаны методы непосредственного измерения электронной концентрации на различных высотах над поверхностью Земли с помощью аппаратуры, устанавливаемой на борту геофизических ракет и ИСЗ. Один из таких методов основан на принципе когерентного излучения двух частот [67]. Сущность его заключается в следующем. На борту ракеты или ИСЗ помещаются два передатчика, работающие в режиме когерентного излучения, т. е. излучающие частоты, которые получаются путем умножения частоты основного генератора в n и m раз, где n, в частности, может быть равно двум, а m — трем. Траектории волн, излучаемых этими передатчиками, определяются уравнением $n \cdot \sin\varphi = \text{const}$ [ур-ние (4.55)], где n — коэффициент преломления ионизированного газа. Заметим, что в окрестностях излучателя величина n определяется существующим значением электронной концентрации. Благодаря движению ракеты или ИСЗ возникает допплеровское изменение частоты. Теоретическое рассмотрение вопроса показывает, что измеряемая в пункте приема на поверхности Земли разность допплеровских частот двух сигналов зависит не только от среднего значения электронной концентрации по всей траектории, но и от электронной концетрации в месте расположения источника радиоволн. Во вполне определенной точке орбиты ИСЗ составляющая указанной разности, зависящая от среднего значения электронной концентрации по всему пути распространения, обращается в нуль, а разность допплеровских частот определяется только значением n в окрестности спутника. Если траектория спутника и скорость его движения известны, то можно по величине допплеровского смещения определить электронные концентрации на тех высотах, по которым проходит траектория спутника.

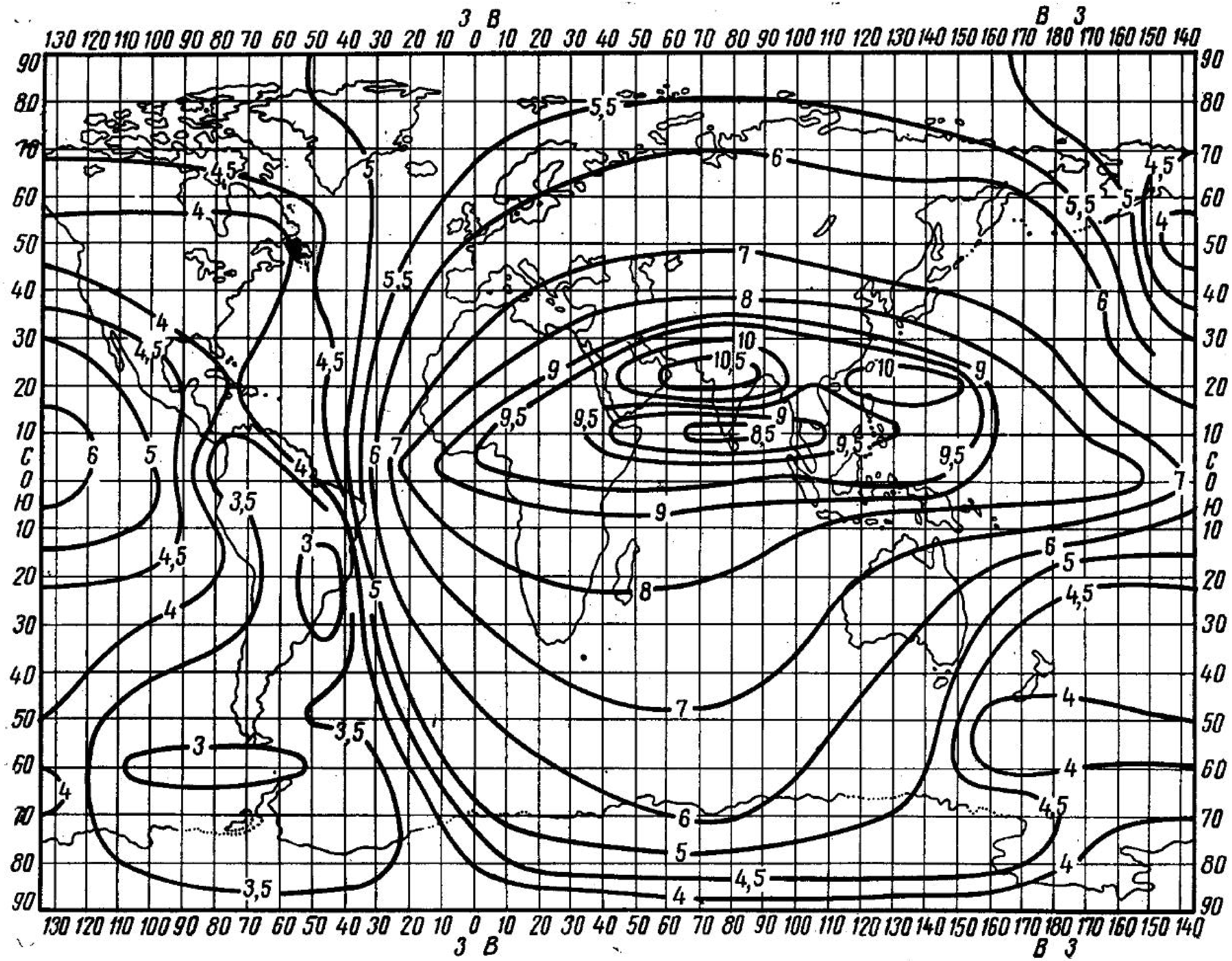
4.12. ХАРАКТЕРИСТИКА СОСТОЯНИЯ ИОНИЗАЦИИ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ ПРИ ПОМОЩИ ИОНОСФЕРНЫХ КАРТ

Распространение ионосферных волн — а этому вопросу посвящена следующая глава — в значительной мере определяется состоянием ионизированной области атмосферы. Разбросанная по всему земному шару сеть ионосферных станций, включая районы Арктики и Антарктики, позволяет отобразить состояние ионизации атмосферы с помощью так называемых ионосферных карт. Такие карты можно составить почти для всех основных областей ионосферы, а именно для слоев E, F_1 и F_2.

Однако из изложенного в параграфе 4.6 известно, что слои D и E являются устойчивыми образованиями и состояние их ионизации почти однозначно определяется зенитным расстоянием Солнца и до некоторой степени — солнечной активностью. По этой причине карты слоев E и F_1 можно составить на основе аналитических расчетов с учетом изменяющейся из месяца в месяц солнечной активности.

Наоборот, слой F_2, который в сильной степени испытывает (как внешний слой ионосферы) влияние лучистой и корпускулярной радиации Солнца, является наиболее неустойчивым образованием ионосферы. Параметры этого слоя резко изменяются ото дня ко дню и очень зависят от солнечной активности и геомагнитных возмущений. Поэтому возникает настоятельная необходимость составления ионосферных карт слоя F_2, притом не в виде результатов прошедшего месяца, а в виде прогноза, т. е. ожидаемого состояния слоя F_2 на несколько месяцев вперед, подобно тому, как это делается при составлении метеорологических прогнозов. Такие прогнозы обычно отличаются гораздо большей точностью, чем прогнозы погоды.

Для слоя F_2 принято составлять два типа ионосферных карт, показанных на рис. 4.30 и 4.31 [68]. Такие карты для простоты составляют в прямоугольной равномерной проекции. По оси абсцисс отложены географические долготы, а по оси ординат — широты. Карта характеризует состояние ионизации на заданное время суток по московскому декретному времени. Обычно карты составляют через двухчасовые интервалы, и суточный комплект состоит из 12 карт. Конечно, на картах в такой проекции контуры материков изображаются с очень большими искажениями, однако для выполнения расчетов это значения не имеет. На первой карте нанесены изоплеты (как их называют) одинаковых значений критических частот, т. е. максимальных частот волн, отражающихся при вертикальном падении на ионосферу. Надписи у изолиний обозначают эти частоты в *Мгц*. Таким образом, ионосферная карта позволяет определить ожидаемое значение критической частоты в любой точке земного шара в заданный момент по московскому декретному времени.


З В
130 120 110 100 90 80 70 60 50 40 30 20 10 0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170 180 170 160 150 140
В З
90 80 70 60 50 40 30 20 10 С 0 Ю 10 20 30 40 50 60 70 80 90
5,5
6
4,5
5
4
7
8
10
10,5
9,5
9
8,5
3,5
3
4,5
5,5
6
7
8
9
10
9,5
4,5
5
4
3,5
3
4

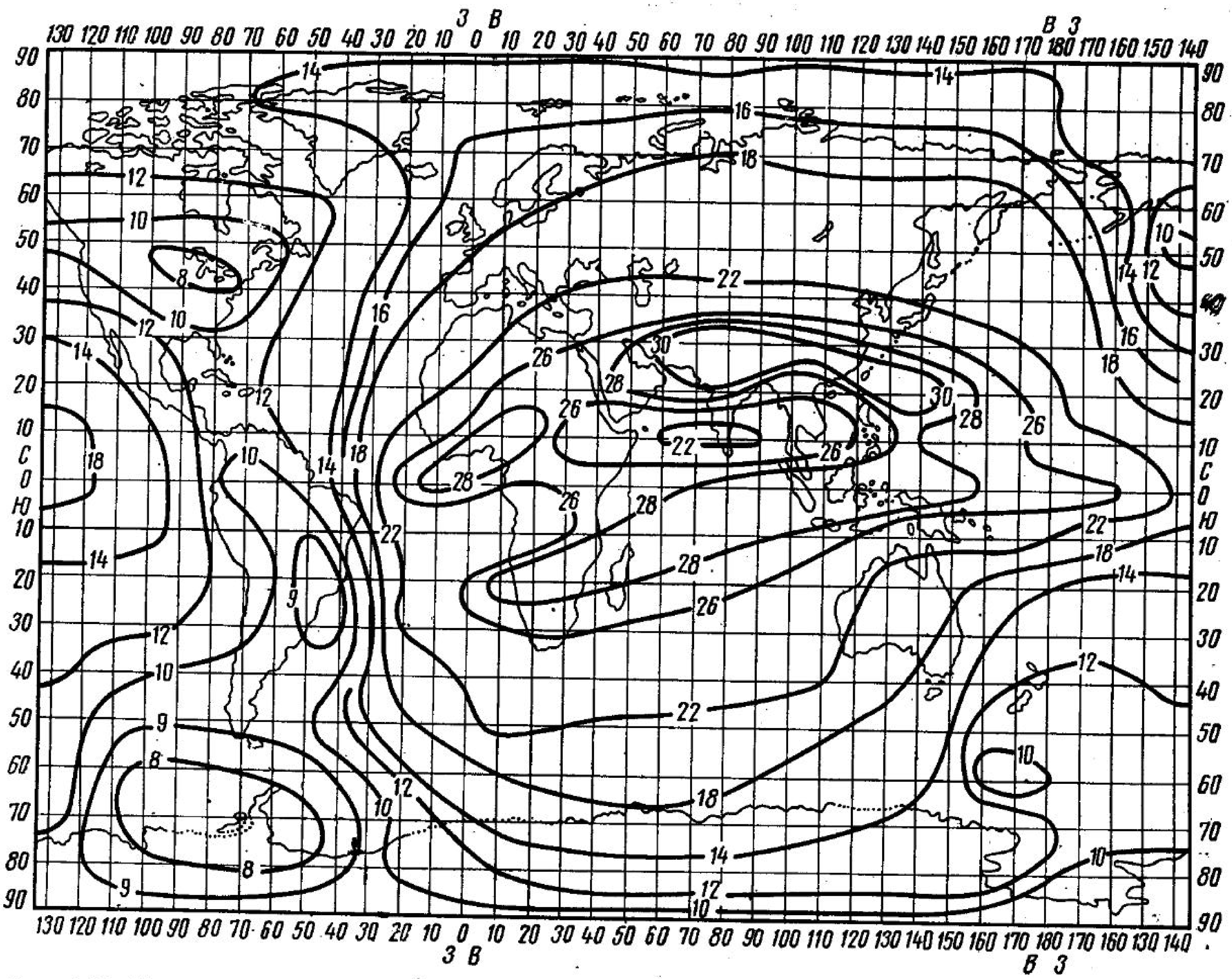


Рис. 4.31. Ионосферная карта для F_2-4000-МПЧ на август 1962 г. (прогноз)

К сожалению, карта с одинаковыми значениями критических частот не может дать и не дает никакого представления о действующих высотах отражающей области, что, как мы видели, очень важно для определения максимальных частот, ибо в ф-лу (4.63) для $f_{макс}$ непосредственно входит высота отражающего слоя. С этой целью составляется вторая карта (см. рис. 4.31), на которой нанесены линии одинаковых значений максимально применимых частот для линии радиосвязи протяженностью 4000 *км*. Цифры у линий обозначают максимальные частоты радиоволн в *Мгц*, которые можно применять на линиях такой протяженности, если известны географические координаты средней точки трассы. При составлении ионосферных карт приняты обозначения МПЧ-0, что означает критическую частоту, т. е. максимально применимую частоту при нулевом расстоянии между передатчиком и приемником, и МПЧ-4000, т. е. максимально применимую частоту при расстоянии между передатчиком и приемником в 4000 *км*.

Ионосферные карты характеризуют среднее (если это прогноз, то среднее ожидаемое) состояние слоя F_2 и, конечно, не в состоянии отобразить изменений, которые могут произойти во время ионосферных возмущений, и других нерегулярных явлений. Ионосферные карты отображают все регулярные процессы в ионосфере, а именно, влияние географического положения, времени суток, времени года и, наконец, фазы 11-летнего периода солнечной активности, поскольку при составлении ионосферных карт на несколько месяцев вперед учитывается ожидаемое на данный месяц относительное число солнечных пятен.

Среди нерегулярных процессов в ионосфере с помощью ионосферных карт отображается состояние спорадического слоя E_s. В таком случае изолинии характеризуют не критическую частоту этого слоя, а вероятность появления E_s, критическая частота которого превышает заданное значение (обычно 3 *Мгц*). По известной вероятности возникновения такого слоя оценивают с помощью специального графика вероятность возникновения E_s с другим значением критической частоты.

Глава пятая

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ

РАДИОВОЛНЫ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ

5.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ

Радиоволнами звуковых частот, в соответствии с принятой классификацией, называют волны в диапазоне от 10 *гц* до 3 *кгц*. Волны этого диапазона в качестве средства связи пока не применяются. Их источником являются разряды молний. Такие разряды, когда сила тока в молнии достигает 100 000 *а* при длительности разряда около 100 *мксек*, создают радиоволны с очень широким спектром, который охватывает и частоты звукового диапазона. Интерес к особенностям распространения радиоволн звуковых частот обусловлен, в частности, тем, что именно разряды молний являются источником радиопомех, затрудняющих прием сигналов, распространяющихся за счет отражения от ионосферы.

До сих пор считалось, что радиоволны, частоты которых не превышают критического значения [параграф 4.10, ф-ла (4.63)], всегда отражаются от ионосферы, иными словами, неспособны проникнуть в ее толщу и распространяться вне ее. Однако это правило имеет исключение. Если учесть влияние магнитного поля Земли и предположить, что радиоволны распространяются вдоль магнитных силовых линий, то получим, что при достаточно низких частотах для необыкновенной составляющей волны коэффициент преломления в нуль не обращается, что указывает на возможность проникновения и углубления луча в ионосферу. Обращение в нуль коэффициента преломления является условием отражения вертикально направленного луча. Из материала параграфа 4.10 следует, что еще более легкими являются условия отражения наклонного луча.

На рис. 5.1 изображен земной шар и некоторые из силовых линий окружающего его магнитного поля. В северных и южных широтах силовые линии составляют

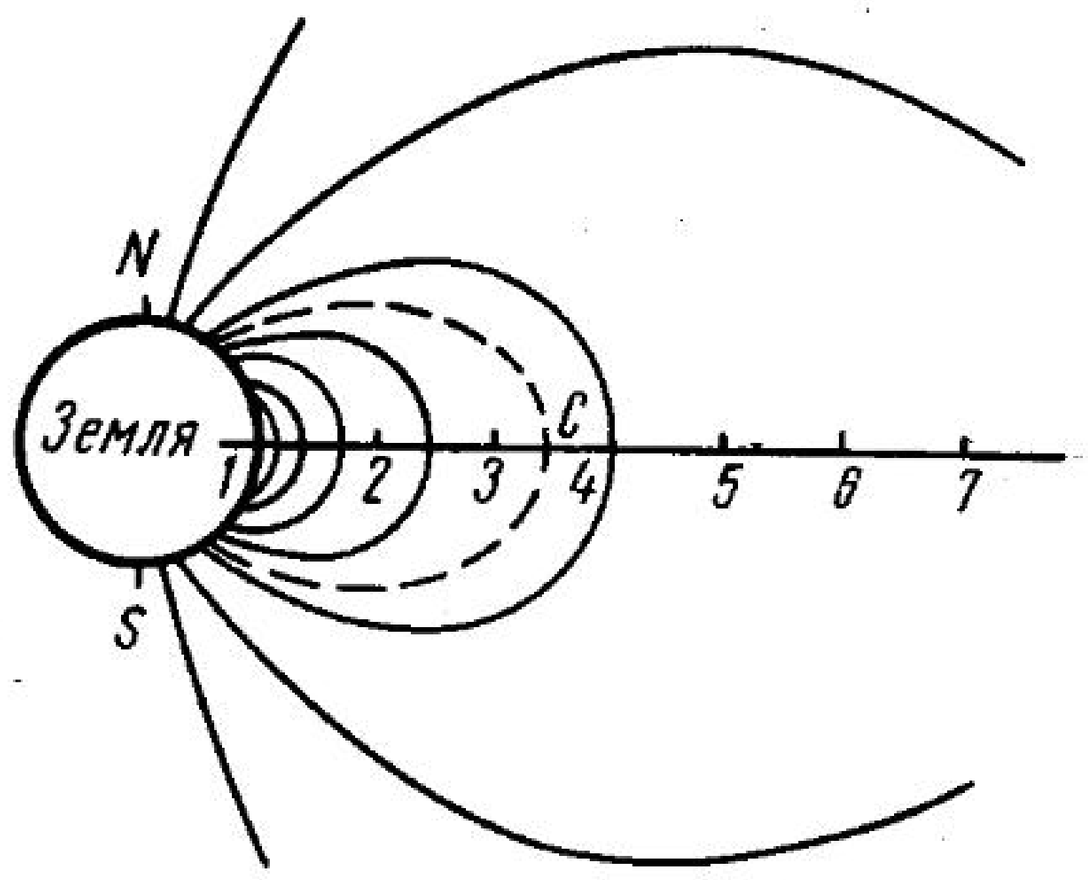


Рис. 5.1. Силовые линии магнитного поля Земли, вдоль которых распространяются радиоволны звуковых частот

с поверхностью Земли углы, близкие к 90°. Это создает благоприятные условия для проникновения в ионосферу радиоволн звуковых частот, возникающих при разряде молний в северных и южных широтах.

При распространении в продольном магнитном поле коэффициент преломления ионизированного газа для необыкновенной составляющей представляется ф-лой (4.46):

$$n_1^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_{пр})}.$$

Групповая скорость распространения радиоволн, как было показано в параграфе 4.8, выражается ф-лой (4.38):

$$v_{гр} = \frac{c}{n + \omega \dfrac{dn_1}{d\omega}}, \ м/сек.$$

К сожалению, для анизотропной среды соотношение (4.41) $v_ф v_{гр} = c^2$ не выполняется, и для определения групповой скорости необходимо произвести все математические операции, указанные в (4.62). Выполняя дифференцирование, находим

$$v_{гр} = 2c \frac{(\omega_{пр} - \omega)^{3/2}\left[\omega^2 (\omega_{пр} - \omega) + \omega\omega_0^2\right]^{1/2}}{2\omega^3 - 4\omega^2\omega_{пр} + 2\omega\omega_{пр}^2 + \omega_{пр}\omega_0^2}. \qquad (5.1)$$

Во всех представляющих интерес случаях соблюдается неравенство $\omega_0^2 \gg \omega\omega_{пр}$. Имея в виду, кроме того, что $\omega_{пр} \gg \omega$, можно пренебречь первым слагаемым в квадратных скобках и первыми тремя членами в знаменателе. После упрощения получаем

$$v_{гр} = 2c \frac{\omega^{1/2}(\omega_{пр} - \omega_0)^{3/2}}{\omega_{пр}\omega_0}.$$

Групповая скорость достигает максимума при частоте $\omega = \omega_{пр}/4$. Она обращается в нуль при $\omega = 0$ и при $\omega = \omega_{пр}$ [69]. При $\omega_0 \ll \omega_{пр}$ ф-ла (5.1) принимает еще более простой вид:

$$v_{гр} \approx 2c \frac{\sqrt{\omega\omega_{пр}}}{\omega_0}, \ м/сек. \qquad (5.1а)$$

Мы здесь не останавливаемся на доказательстве того, что магнитные силовые оказывают сильное направляющее действие на распространяющиеся радиоволны звуковых частот. Этим действием и объясняется, что, следуя вдоль подчас весьма вытянутых силовых линий, радиоволны из северного полушария попадают в южное, удалясь на расстояние нескольких (до 10) земных радиусов. Вопрос о направляющем действии магнитных силовых линий рассмотрен в работе [70].

На рис. 5.1 штриховой линией показана траектория распространения волны, возникающей от разряда молний в северном полушарии и достигшей, следуя вдоль силовой линии, точки поворота

на расстоянии 3,5 радиусов Земли от ее поверхности. Как следует из ф-лы (5.1а), групповая скорость распространения пропорциональна квадратному корню из частоты. По этой причине, учитывая большой путь, проходимый волной по штриховой линии, пункта приема, достигают в первую очередь наиболее высокие гармонические составляющие апериодического по форме разряда молнии. И только некоторое время спустя, в пункт приема начинают попадать более низкие составляющие. Если вблизи места грозового разряда в телефонах приемного устройства слышен только характерный щелчок, то в другом полушарии наблюдатель услышит свист, высота тона которого будет постепенно снижаться. Явление это получило название «свистящих атмосфериков».

Точки на поверхности Земли, на которые замыкается одна и та же силовая линия, получили название «магнитосопряженных». Помещая в эти пункты передатчик и приемник, можно проводить интересные наблюдения за распространением волн в магнитосфере. Заметим, что даже простые наблюдения за «свистящими атмосфериками» являются одним из эффективных методов изучения строения самых внешних частей ионосферы.

СВЕРХДЛИННЫЕ И ДЛИННЫЕ РАДИОВОЛНЫ

5.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕРХДЛИННЫХ И ДЛИННЫХ ВОЛН

Верхняя граница диапазона сверхдлинных волн четко не установлена, поэтому будем считать, следуя десятичной системе классификации, что этот диапазон охватывает длины волн от 10^4 до 10^5 *м*. Длинные волны занимают диапазон от 10^3 до 10^4 *м*. Вполне понятно, что четкой границы между сверхдлинными волнами и радиоволнами звуковых частот провести нельзя. Поэтому рассмотренные в предыдущем параграфе особенности распространения радиоволн звуковых частот в какой-то мере свойственны и наиболее длинным из сверхдлинных волн.

Радиоволны указанного диапазона распространяются как ионосферные волны в результате последовательных отражений между Землей и нижней границей области D в дневные часы и области E — в ночные часы. Можно сказать, что сверхдлинные и длинные волны распространяются как бы в своеобразном «сферическом волноводе», внутренняя стенка которого образуется полупроводящей поверхностью Земли, а внешняя — нижней границей ионосферы. Подобно тому, как в металлических волноводах отдельные элементарные лучи, отражаемые от стенок волновода, интерферируя между собой, создают поток энергии, как бы «направляемый» стенками волновода, в случае длинных волн лучи, отражаемые от ионосферы и Земли, взаимодействуя между собой, образуют электромагнитное поле волн, направляемых ионосферой и огибающих в силу этого сферическую поверхность Земли.

Как показывают ионосферные измерения, нижняя граница области E в ночные часы (и, по всей видимости, нижняя граница области D в дневные часы) довольно резко очерчены. На расстоянии порядка длины волны (в направлении высоты) электронная концентрация указанных областей быстро возрастает. Это позволяет предполагать, что сверхдлинные и длинные волны отражаются от нижней границы ионосферы, не проникая сколько-нибудь глубоко в их толщу. Как область E, так и область D по отношению к волнам рассматриваемого диапазона обладают свойствами полупроводящей среды.

Процессы распространения сверхдлинных и длинных волн можно изучить путем рассмотрения задачи о распространении волн, возбуждаемых антенной A (рис. 5.2), в сферическом волноводе. Особенность задачи, помимо несколько необычной формы

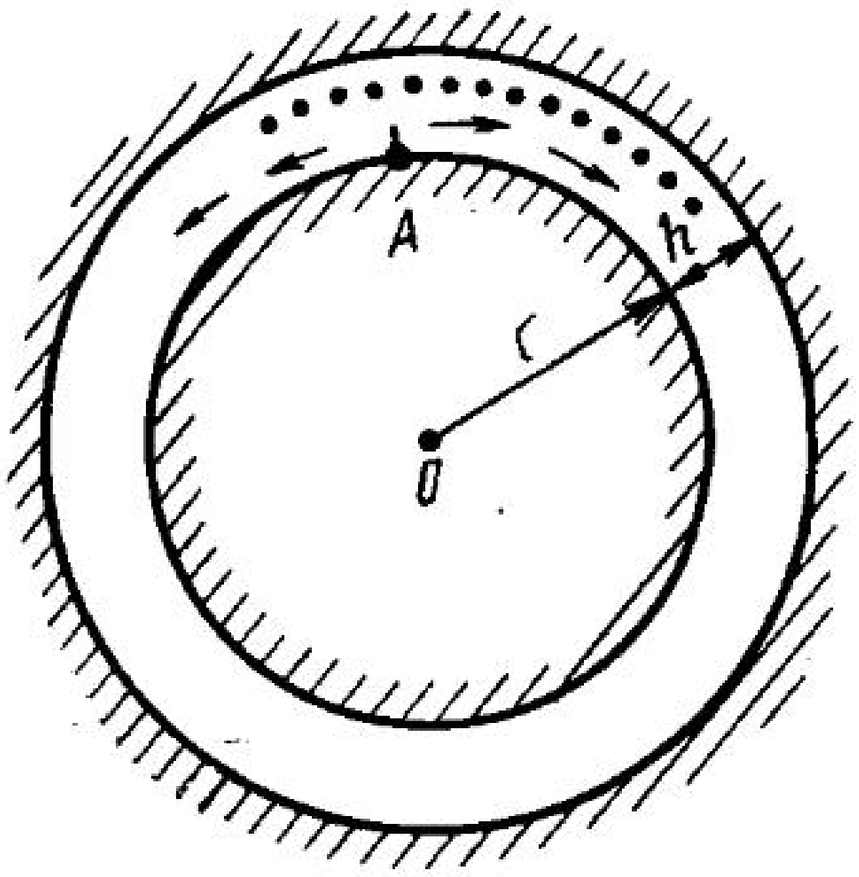


Рис. 5.2. Сферический волновод «Земля—ионосфера», в котором распространяются сверхдлинные и длинные радиоволны

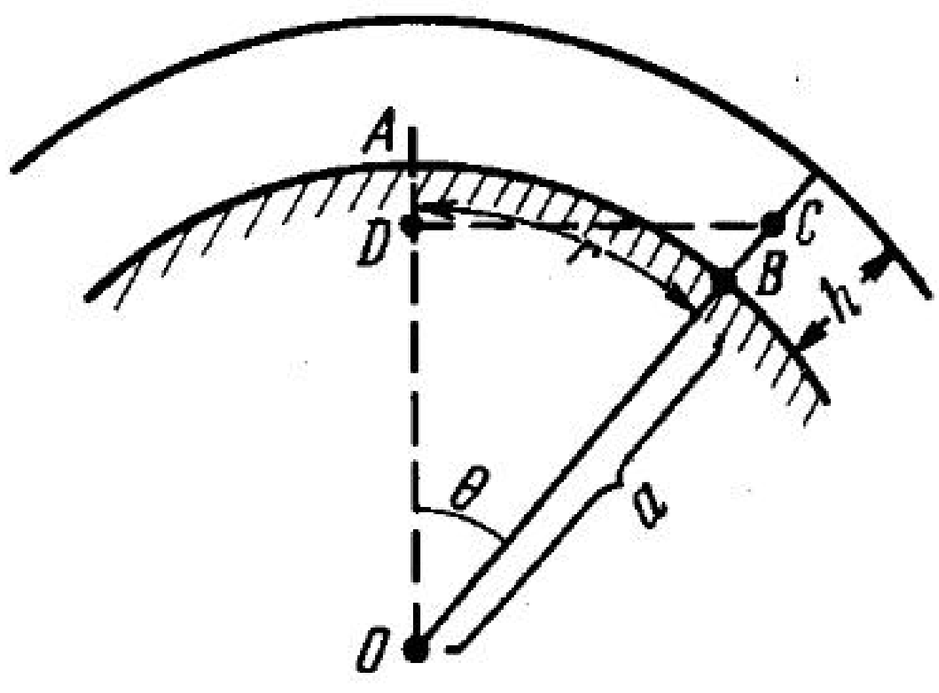


Рис. 5.3. К определению потока энергии при распространении длинных и сверхдлинных волн

волновода, заключается в том, что внутренняя и наружная поверхности волновода обладают свойствами полупроводников.

В качестве первого, самого грубого приближения рассмотрим случай, когда поверхности Земли и нижней границе ионосферы можно приписать свойства идеальных отражателей. Предположим затем, что на достаточно большом удалении от излучателя, в результате взаимодействия лучей, претерпевших разное число отражений от «стенок волновода», плотность потока энергии радиоволны делается постоянной по всей высоте волновода.

Обозначая через P_1 излучаемую антенной передатчика A мощность, через D_1 — ее коэффициент направленности и принимая во внимание, что в диапазоне сверхдлинных и длинных волн, как правило, применяются антенны, не обладающие направленностью в горизонтальной плоскости, для абсолютного значения вектора Пойнтинга в точке B (рис. 5.3) получаем выражение

$$\Pi = \frac{P_1 D_1}{S}, \ вт/м^2, \qquad (5.2)$$

где S — площадь, на которую распределяется энергия волны. Площадь эта представляет собой боковую поверхность конуса вращения с осью OA и образующей OC, ограниченную сверху и снизу сферами радиусов a и $a+h$. Поскольку $h \ll a$, площадь S можно найти умножением длины окружности среднего радиуса CD на высоту h, измеренную вдоль образующей:

$$S = 2\pi (CD)\, h = 2\pi \left(a + \frac{h}{2}\right) h \sin\theta, \ м^2.$$

Множитель ослабления F по отношению к свободному пространству можно определить, приравнивая значение вектора Пойнтинга, определяемого по ф-ле (5.2), значению $\frac{P_1 D_1}{4\pi r^2} F^2$. Выполняя эту операцию, находим

$$\frac{P_1 D_1}{2\pi \left(a + \frac{h}{2}\right) h \sin\theta} = \frac{P_1 D_1}{4\pi r^2} F^2, \ вт/м^2,$$

откуда следует

$$F = \frac{2r}{\sqrt{2\left(a + \frac{h}{2}\right) h \sin\theta}}.$$

В диапазоне сверхдлинных и длинных радиоволн условия приема удобно характеризовать напряженностью электрического поля. Используя известное выражение для напряженности поля в свободном пространстве, дополненное множителем ослабления, находим

$$E_д = \frac{173 \sqrt{P_{1\,[квт]} D_1}}{r_{[км]}} F = \frac{245 \sqrt{P_{1\,[квт]} D_1}}{\sqrt{\left(a_{[км]} + \frac{h_{[км]}}{2}\right) h_{[км]} \sin\theta}}, \ мв/м. \qquad (5.3)$$

Полученная формула показывает совершенно необычную зависимость поля от расстояния. Эта зависимость представлена на рис. 5.4 пунктирной линией.

Видно, что при увеличении расстояния от $r=0$ до $r=10^4$ *км* (что соответствует изменению центрального угла от 0 до $\pi/2$), напряженность поля уменьшается. При $r=10^4$ *км* поле достигает минимума и при дальнейшем увеличении расстояния начинает совершенно симметричным образом возрастать, обращаясь при $r=2\cdot10^4$ *км* (у антипода) в

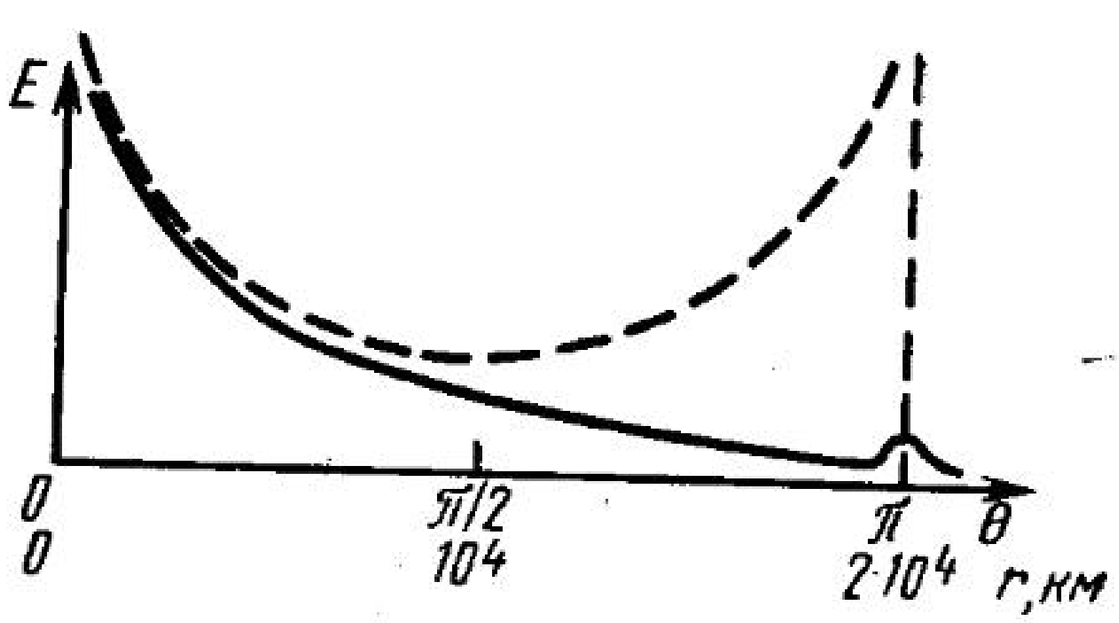


Рис. 5.4. Зависимость напряженности поля волны от расстояния в отсутствии поглощения (штриховая линия) и при учете поглощения (сплошная линия)

бесконечность. В свете сделанных предположений подобная зависимость представляется вполне естественной, так как при $\theta = \pi/2$ площадь S, на которую распределяется энергия волны, достигает максимума, уменьшаясь при дальнейшем увеличении расстояния. Лучи, огибающие Землю, по всевозможным направлениям, у антипода сходятся как бы в фокусе оптической системы, и поскольку потери энергии во внимание не принимались, плотность потока энергии волны получает такое же значение, как в непосредственной близости от антенны.

В действительности в процессе распространения радиоволны испытывают значительное ослабление как при отражении от ионосферы, так и при отражении от поверхности Земли. Кроме того, необходимо учесть асимметрию, обусловленную тем, что в освещенной половине земного шара радиоволны отражаются от более низкой области D, а в затемненной — от более высокой области E. С учетом поглощающего действия зависимость поля от расстояния получила бы вид, показанный на рис. 5.4, сплошной линией. Эта линия уже не имеет минимума на расстоянии 10^4 *км*, однако бросается в глаза некоторое увеличение поля в области антипода. Такое увеличение наблюдается в действительности и получило название «эффекта антипода». Оно обусловлено интерференционным взаимодействием волн, обогнувших земной шар в разных направлениях.

В реальных условиях процесс распространения длинных и сверхдлинных волн происходит в гораздо более сложных условиях, и строгая теория, разработанная П. Е. Краснушкиным [71], А. Л. Альпертом [72] и Г. И. Макаровым [73] в СССР и Уэйтом [74] и другими авторами за рубежом, основывается на применении так называемой теории мод. Сущность этой теории заключается в следующем. Заменим сферический волновод «Земля—ионосфера» плоским (что сущности происходящих явлений не меняет), полагая обе стенки идеально отражающими. Такой волновод схематически показан на рис. 5.5. Передающая антенна расположена у поверхности земли в точке A, а приемная — в пункте $Б$. Благодаря сделанному предположению об отражающих свойствах обеих стенок, поле в точке приема представляет собой результат интерференции множества лучей, претерпевших соответственно одно, три, пять и т. д. отражений от стенок волновода. Первый из этих лучей изображен сплошной линией, второй — штриховой, а третий — штрих-пунктирной. Обозначая общую длину пути, проходимого первым лучом, через l_1, вторым — через

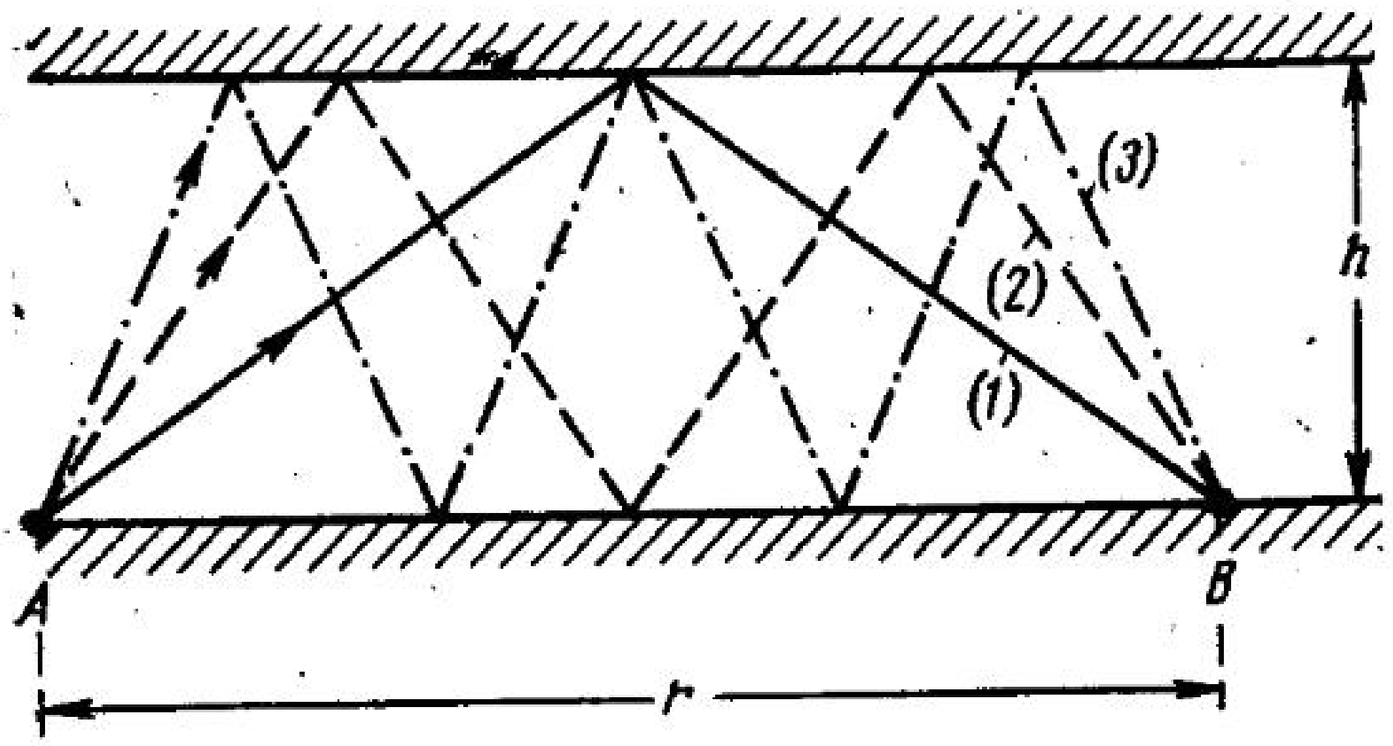


Рис. 5.5. К обоснованию теории мод

l_2 и т. д., напряженность результирующего поля можно представить в виде:

$$E = \sqrt{P_1 D_1}\, e^{i\omega t}\left[\frac{e^{-ikl_1}}{l_1} + \frac{e^{-ikl_2}}{l_2} + \ldots + \frac{e^{-ikl_n}}{l_n}\right]. \qquad (5.4)$$

Каждое из слагаемых в квадратных скобках выражает собой сферическую волну. Как показывается в курсах математической физики [75], каждую из сферических волн можно представить в виде набора плоских неоднородных волн, распространяющихся под всевозможными углами. После ряда преобразований [76] выражение (5.4) для больших расстояний r можно представить в виде суммы

$$E = \frac{2\sqrt{P_1 D_1}}{h} e^{i\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right)} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \left\{\frac{1}{2\sqrt{\kappa}} e^{-i\kappa r} + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty} \cos\frac{n\pi z}{h} \frac{1}{\sqrt{\xi_n}} e^{-i\xi_n r}\right\}. \qquad (5.5)$$

где h — высота волновода, z — высота точки над поверхностью Земли, в которой определяется поле, а

$$\xi_n = \pm\sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2}.$$

Слагаемые под знаком суммы, в отличие от слагаемых в ф-ле (5.4), представляют собой волны, распространяющиеся вдоль оси волновода, т. е. вдоль направления r (рис. 5.5). Именно эти волны и получили название «мод» или «нормальных волн». В этом смысле можно говорить о первой, второй и т. д. моде. В отличие от волн, входящих в выражение (5.4) и распространяющихся вдоль наклонных траекторий со скоростью света в пустоте, моды распространяются вдоль оси волновода с фазовыми скоростями

$$v_n = \frac{\omega}{\xi_n} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2h}\right)^2}},$$

которые превышают c.

Множитель $\cos\frac{n\pi z}{h}$ характеризует распределение поля волны по высоте волновода. При этом, естественно, должны быть соблюдены граничные условия у стенок волновода. В случае идеально отражающих стенок возможные распределения полей для мод пер-

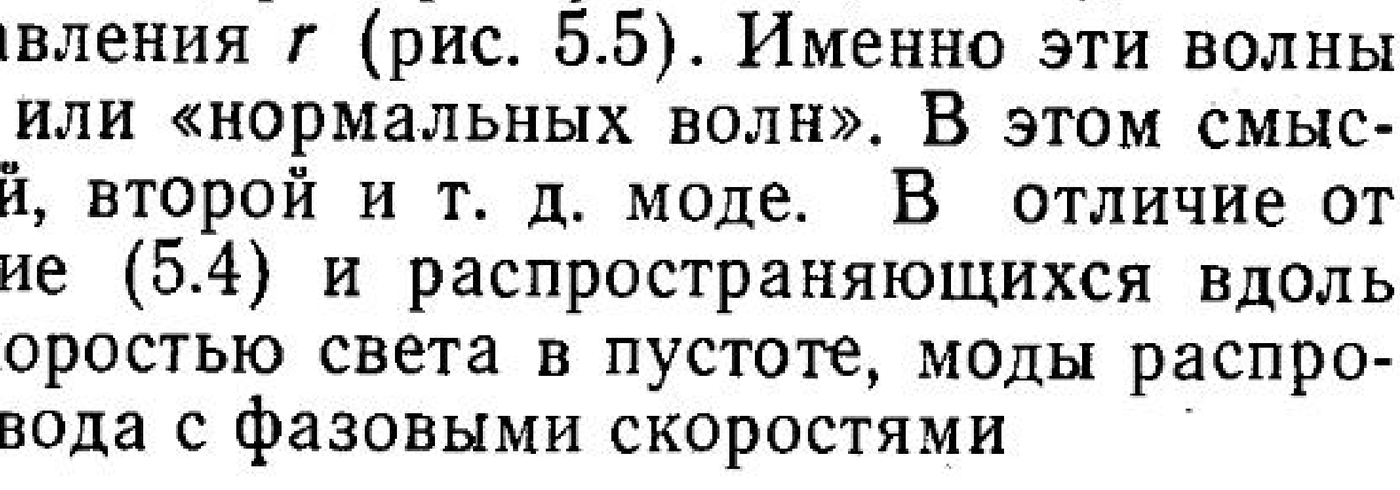


Рис. 5.6. Распределение поля по вертикали плоского волновода для мод различных порядков

вых трех номеров показаны на рис. 5.6. Нулевая мода $n=0$ соответствует равномерному распределению поля по высоте. Понятно, что в сферических волноводах волны такого типа распространяться не могут. Эта мода соответствует первому слагаемому выражения (5.5) до знака суммирования.

Очевидно, что приведенное описание метода мод чрезмерно идеализирует действительные условия распространения сверхдлинных и длинных волн в ионосферном волноводе. Прежде всего, в этом описании сферический волновод был заменен плоским. В действительности нижняя стенка волновода представляет собой полупроводящую поверхность Земли, а верхняя — полупроводящую ионизированную область (слои D или E), электрические параметры которых плавно меняются с высотой. Наконец, на свойства верхней границы влияет магнитное поле Земли. Все эти особенности принимаются во внимание в современных теоретических работах о распространении сдв. Эти теории учитывают и то обстоятель-

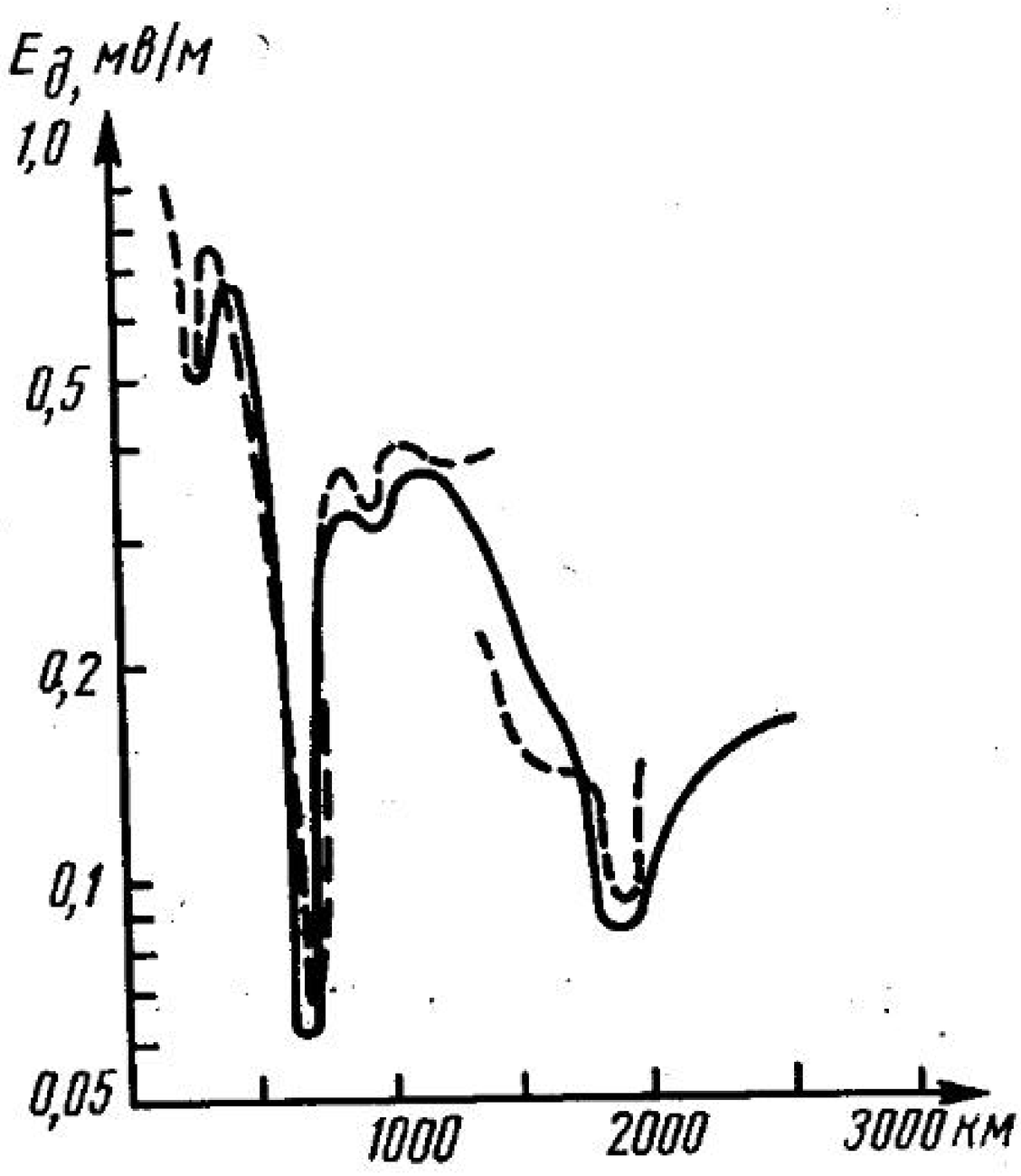


Рис. 5.7. Зависимость поля от расстояния по расчету (сплошная линия) и по экспериментальным данным штриховая линия) для частоты 18,6 *кгц*

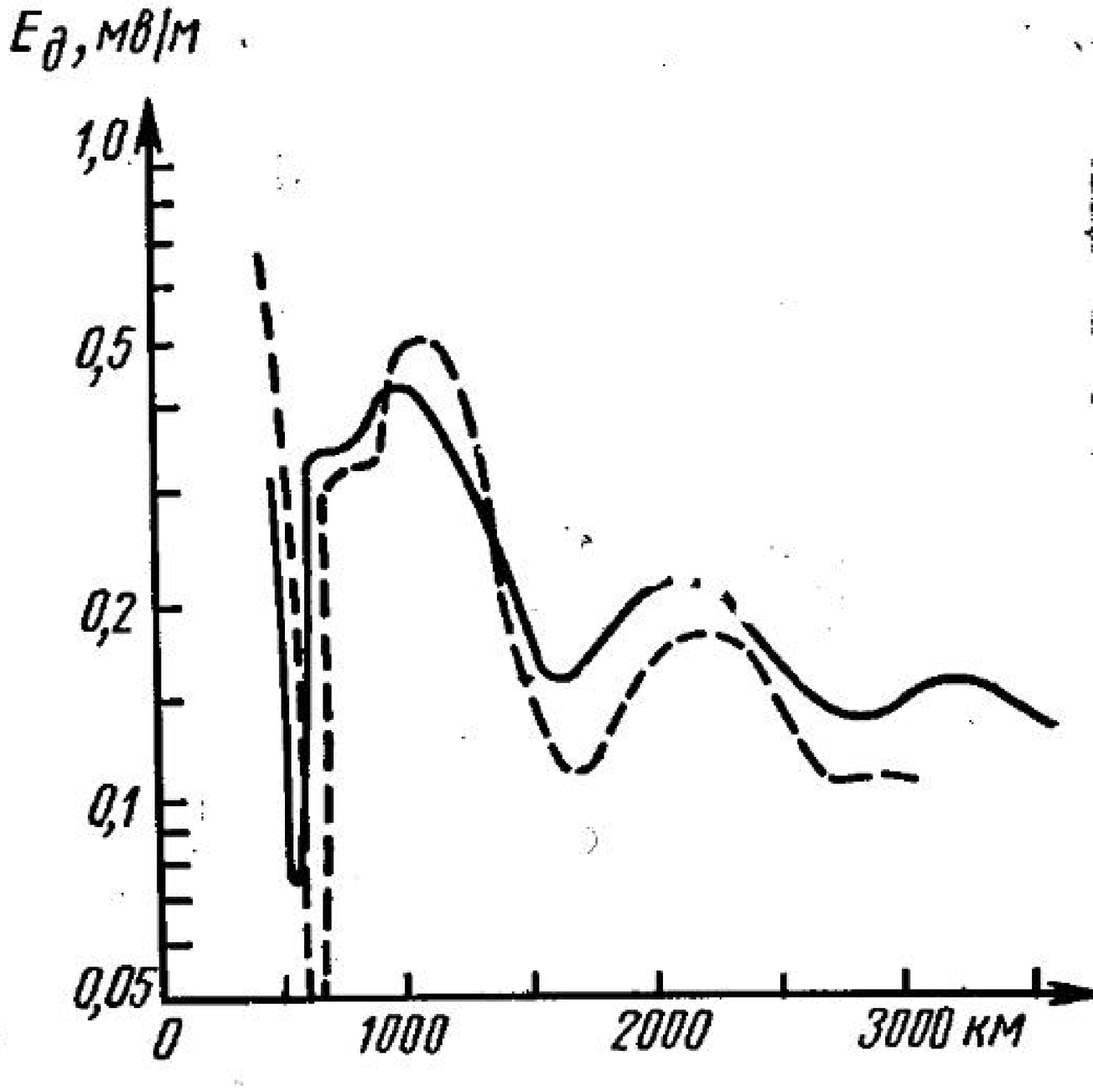


Рис. 5.8. Зависимость поля от расстояния по расчету (сплошная линия) и по экспериментальным данным (штриховая линия) для частоты 16,6 *кгц*

ство, что высота волновода меняется вдоль трассы при переходе ото дня к ночи. Существенно, что расчетные формулы позволяют определить не только амплитуду, но и фазу волны в месте приема. Это чрезвычайно важно для современных радионавигационных систем, принцип действия которых основан на знании фазовых соотношений в месте приема. Для расчета поля в месте приема обычно достаточно учесть сумму первых двух или трех мод. Для проведения по этим формулам численных расчетов широко при-

меняется машинная техника, причем получено хорошее совпадение с экспериментальными данными. При оценке отражающих свойств ионосферы влияние магнитного поля не учитывается.

В какой степени результаты расчета соответствуют действительной зависимости напряженности поля от расстояния, можно видеть из рис. 5.7 и 5.8 [74]. Расчеты и измерения сделаны для волн, распространяющихся над поверхностью моря. Параметр $\omega_r = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \nu}$ принят равным $2 \cdot 10^5$, а высота нижней границы ионосферы полагалась равной 70 *км*. Обращает на себя внимание близкое соответствие рассчитанных и экспериментально снятых кривых, как для малых (до 3000 *км*), так и для больших (до 6000 *км*) расстояний.

5.3. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХДЛИННЫХ И ДЛИННЫХ РАДИОВОЛН

О б щ и е з а м е ч а н и я. Длинные волны характеризуются постоянством условий распространения, так как отражаются от устойчивых образований в ионосфере, а именно от слоев *D* и *E*. Постоянство это выражается в том, что прохождение длинных волн не сопровождается резкими изменениями уровня сигнала, внезапными нарушениями связи и т. д. Ниже рассматриваются некоторые особенности распространения длинных радиоволн.

С л у ч а й н ы е к о л е б а н и я н а п р я ж е н н о с т и п о л я. Вследствие неоднородности ионизирующего потока и наличия восходящих и нисходящих течений воздуха в верхних слоях атмосферы в ионосфере происходят непрерывные флуктуационные изменения электронной концентрации. Под действием этих изменений меняется высота отражений радиоволн, а следовательно, и фазы интерферирующих лучей. Все это приводит к колебаниям напряженности поля в месте приема.

Для того чтобы фаза одного из интерферирующих лучей изменилась на 180°, необходимо, чтобы разность хода лучей изменилась на половину длины волны, т. е. на 1,5 *км* для $\lambda = 3000$ *м* и на 10 *км* — для $\lambda = 20000$ *м*. Ясно, что столь значительные изменения высоты отражающих слоев не могут произойти за короткий промежуток времени. Этим предопределяется характер колебаний напряженности поля. Колебания напряженности в диапазоне длинных волн незначительны по глубине и происходят настолько медленно, что не прослушиваются при слуховом приеме сигналов. Их можно обнаружить только при записи напряженности поля. Колебания напряженности усиливаются по мере укорочения волны.

В среднем по диапазону длинных волн под действием флуктуационных изменений в ионосфере поле меняется не более чем на 10—30%, причем время, в течение которого происходит указанное изменение, оценивается десятками минут и даже часами.

Суточные колебания напряженности поля. С наступлением темноты напряженность поля, как правило, возрастает. Это увеличение тем заметнее, чем короче длина волны. Причина влияния времени суток на абсолютное значение напряженности поля обусловлена большими потерями при отражении от полупроводящей области D по сравнению с потерями при отражении от диэлектрической области E.

Типичный суточный ход напряженности поля на волнах 17500, 11650 и 5240 *м* на линии связи протяженностью 5000 *км* показан на рис. 5.9. Обращает на себя внимание резкое (примерно десятикратное) увеличение напряженности поля при переходе ото дня к ночи на волне $\lambda = 5420$ *м* и лишь незначительно (примерно на 50%) увеличение напряженности поля при тех же условиях на волне $\lambda = 17500$ *м*. В основании графика показано распределение светотени на линии радиосвязи. Зачернены часы, когда вся линия связи находится в режиме ночи.

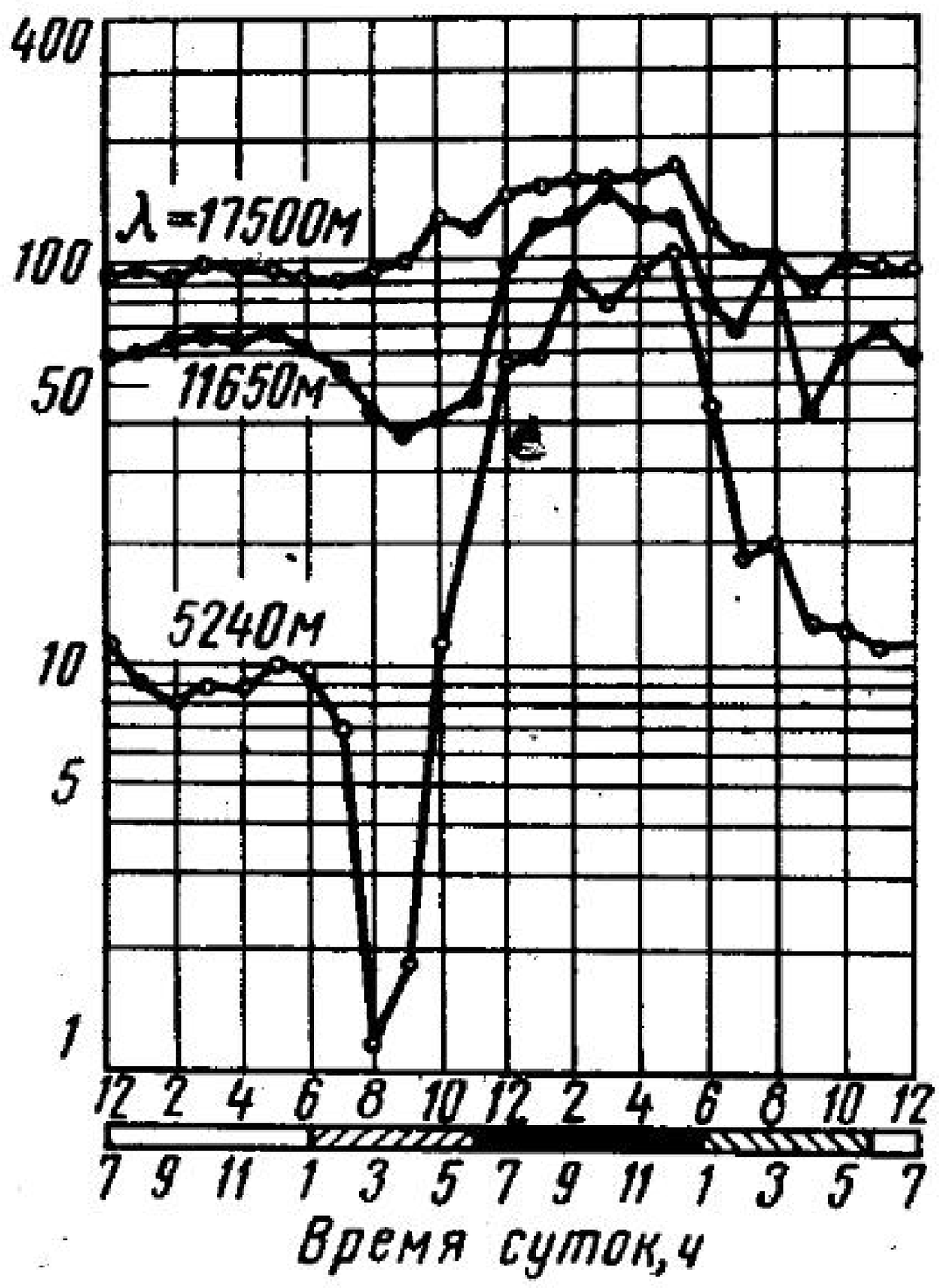


Рис. 5.9. Суточный ход напряженности поля

В ряде случаев наблюдаются резкие колебания напряженности поля в часы восхода и заката. Нижняя кривая на рис. 5.9 иллюстрирует это явление. Причина подобных колебаний точно не установлена. По-видимому, они обусловлены интерференцией лучей, отражающихся на разных высотах от слоя D — в освещенной области и от слоя E — в области темноты.

Влияние времени года. Годовой ход напряженности поля в диапазоне длинных волн выражен очень слабо и проявляется в том, что в часы освещенности напряженность поля в летние месяцы возрастает на 20—50% по сравнению с напряженностью поля в зимние месяцы. В то же время, в ночные часы летних месяцев поле оказывается слабее, чем в ночные часы зимних месяцев.

Влияние 11-летнего периода солнечной активности. Влияние 11-летнего периода солнечной активности на процессы распространения длинных волн незначительно и проявляется в некотором увеличении напряженности поля в дневные часы по мере увеличения солнечной активности. Отмечены случаи двукратного увеличения напряженности поля за время изменения солнечной активности от минимума до максимума.

Причину подобного влияния можно видеть в том, что увеличение электронной концентрации области D (в дневные часы) сопровождается увеличением его проводимости и улучшением его отражающих свойств.

Влияние ионосферных возмущений. Ионосферные возмущения охватывают, главным образом, верхние слои ионосферы, которые не принимают участия в распространении длинных волн. Этим объясняется то обстоятельство, что ионосферные возмущения лишь незначительно влияют на условия распространения длинных волн и, во всяком случае, не сопровождаются нарушениями радиосвязи.

Ионосферные возмущения вызывают некоторое ослабление напряженности поля во время первой фазы ионосферного возмущения и увеличение — в дни, следующие за ионосферным возму-

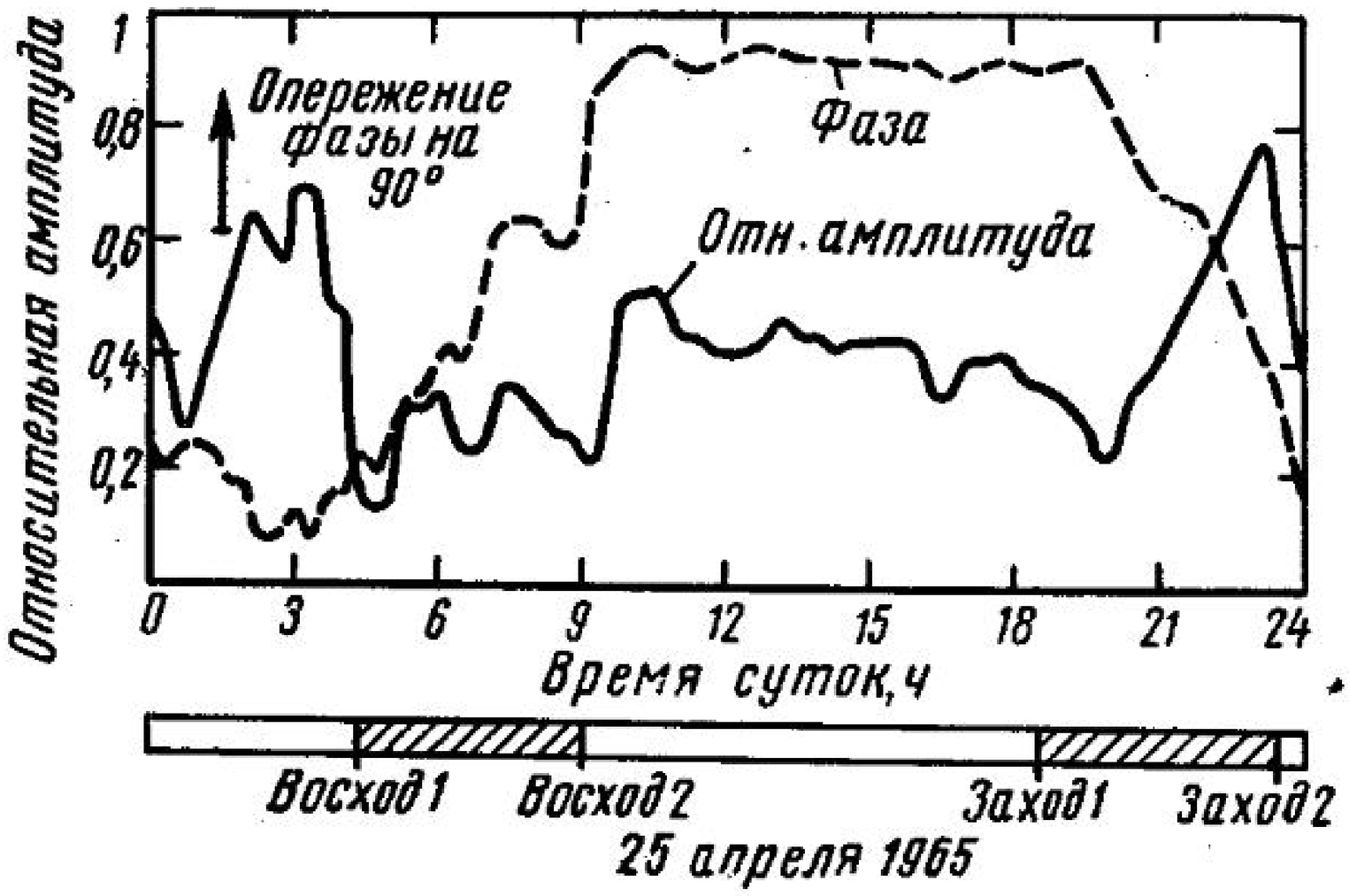


Рис. 5.10. Суточные вариации амплитуды и фазы волны на трассе протяженностью 6500 *км*. Частота 21,4 *кгц*

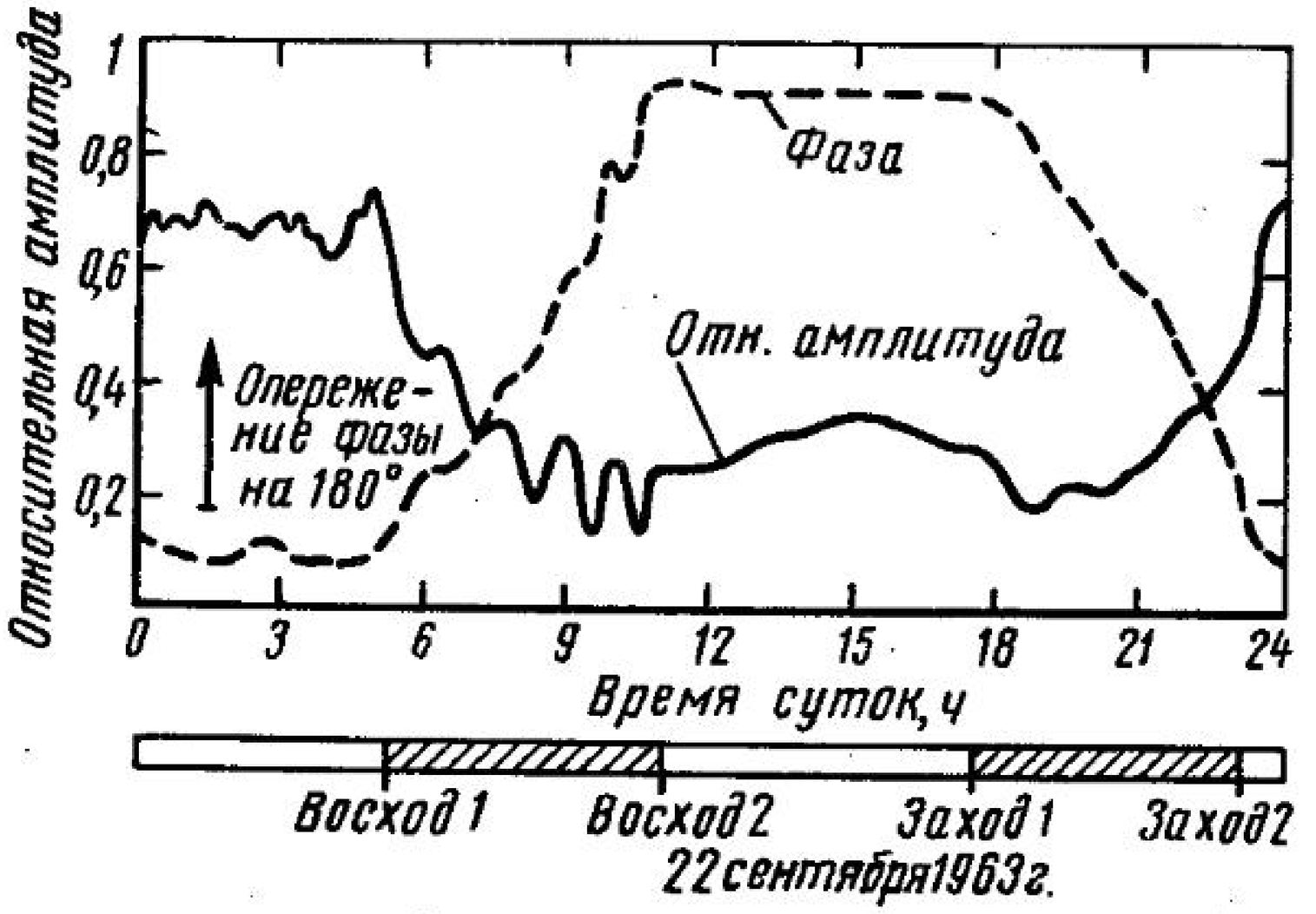


Рис. 5.11. Суточные вариации амплитуды и фазы волны на трассе протяженностью 9100 *км*. Частота 18 *кгц*

щением. Это дало возможность некоторым авторам прийти к выводу, что в периоды ионосферных возмущений наблюдается даже некоторое улучшение условий прохождения длинных радиоволн.

Ионосферные возмущения, вызванные хромосферными вспышками (возмущения этого типа рассматриваются в разделе «Короткие волны» данной главы), так называемые внезапные поглощения, улучшают условия распространения длинных волн, так как длинные волны в периоды внезапных поглощений отражаются от образованной на уровне *D* ионизированной области.

Скорость распространения. Повышенный интерес, который проявляется в последние годы к вопросам распространения сверхдлинных волн, объясняется высоким постоянством условий распространения, в частности, скорости распространения, что позволяет успешно применять их в фазовых навигационных системах.

Однако изменение высоты ионосферного волновода при переходе от режима освещенности к темноте также влияет на скорость распространения, а следовательно, и на фазу волны в месте приема. На рис. 5.10 и 5.11 показаны измеренные значения суточных вариаций амплитуд и фаз волны [77]. Обращают на себя внимание резкие колебания (в виде серии ступенек) амплитуды при переходе ото дня к ночи. При таком переходе, как видно из графика, фаза в месте приема меняется примерно на 400°.

5.4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

Расчет напряженности поля в диапазоне длинных и сверхдлинных радиоволн в инженерной практике обычно производится по эмпирическим формулам. Наибольшим распространением пользуется так называемая формула Остина, выведенная на основании обобщения результатов многочисленных измерений напряженности поля.

Формула Остина позволяет определять напряженность поля при распространении над морской поверхностью в дневные часы. Поскольку поглощение при распространении длинных волн в основном определяется потерями при отражении от ионосферы и почти не зависит от свойств земной поверхности, над которой распространяются волны, формула Остина позволяет определить поле и при распространении над сушей, однако начиная с расстояний 2000—3000 *км*. Во всех случаях формулой Остина можно пользоваться вплоть до расстояний, не превышающих 16 000—18 000 *км*.

В тех случаях, когда известна излучаемая мощность, расчетная формула имеет вид:

$$E_{д} = \frac{300\sqrt{P_{1\,[квт]}\,D_1}}{r_{[км]}}\sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}}\,e^{-\frac{0{,}0014}{\lambda^{0{,}6}_{[км]}}r_{[км]}}, \; мв/м. \qquad (5.6)$$

Когда известна действующая высота антенны $h_д$ и ток в ее основании $I_д$, расчет следует производить по формуле

$$E_д = \frac{120\pi I_{д\,[а]} h_{д\,[м]}}{\lambda_{[м]} r_{[км]}} \sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}} e^{-\frac{0{,}0014}{\lambda^{0{,}6}_{[км]}} r_{[км]}}, \text{ мв/м.} \quad (5.6а)$$

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в знаменатель ф-л (5.6) и (5.6а) так же, как и в выведенную выше теоретическую ф-лу (5.3), входит величина $\sqrt{\sin\theta}$.

Формула Остина указывает на существование для заданного расстояния оптимальной длины волны, при которой напряженность поля достигает максимума. Действительно, полагая, что действующая высота не зависит от длины волны, а ток в антенне поддерживается постоянным, путем дифференцирования ф-лы (5.6а) и решения уравнения $\frac{\partial E_д}{\partial \lambda} = 0$ находят оптимальную длину волны. Физическая причина существования оптимума обусловлена тем, что с увеличением длины волны уменьшается излучательная способность антенны (что приводит к уменьшению напряженности поля) и, в то же время, уменьшаются потери (что вызывает увеличение напряженности поля). С увеличением расстояния значение оптимальной длины волны возрастает.

В действительных условиях вследствие того, что сопротивление излучения антенны зависит от частоты, ток не остается постоянным, а меняется по диапазону. Кроме того, так как условия приема определяются не абсолютным значением напряженности поля в месте приема, а отношением напряженности поля сигнала к уровню помех, и последний также меняется по диапазону, оптимальной волной следует считать такую волну, при которой отношение напряженности поля сигнала к уровню помех достигает максимума.

Для определения оптимальной длины волны, полагая, что подводимая к антенне мощность не меняется по диапазону, вычисляют излученную мощность или ток в антенне и, пользуясь ф-лами (5.6) или (5.6а), определяют поле для ряда значений длин волн в диапазоне от 3000 до 20 000 *м*. Зная, с другой стороны, зависимость напряженности поля помех от длины волны, вычисляют отношение $E_{сигн}/E_{помех}$, считая оптимальной ту длину волны, при которой это отношение достигает максимума.

Определение оптимальной длины волны при расчете напряженности поля в диапазоне длинных волн иллюстрируется следующим примером

Пример 5.2. Определить оптимальную длину волны и напряженность поля, создаваемую на этой волне передатчиком, при следующих данных линии радиосвязи: подводимая к антенне мощность 400 *квт*, длина линии радиосвязи 8000 *км*.

Предполагается, что в результате предварительного расчета антенной системы известна зависимость кпд антенны (т. е. отношение излученной мощности к подводимой) от частоты. Кроме того, должна быть известна зависимость напряженности поля помех в месте приема от частоты для заданного времени су-

ток и для требуемой полосы пропускания приемного устройства. Указанные зависимости приведены в табл. 5.1. Там же даны значения излучаемой мощности.

Подставляя найденные значения излученной мощности в ф-лу (5.6), определяем напряженность поля сигнала. Результаты расчёта приведены в первой строке табл. 5.2. Во второй строке приведены отношения напряженности поля сигиала к уровню помех.

Рассмотрение табл. 5.2 показывает, что оптимальной является частота 20 *кгц* ($\lambda = 15\,000$ *м*). Однако, судя по цифрам таблицы, максимум выражен нерезко и для радиосвязи можно с одинаковым успехом применять частоты в диапазоне от 20 до 40 *кгц*.

При оптимальной длине волны передатчик создает в месте приема напряженность поля 36 *мкв/м*.

Таблица 5.1

К ПРИМЕРУ 5.2

Частота, *кгц*	15	20	30	40	60	80
Коэффициент полезного действия антенны, %	7,9	14	26	43	47	50
Напряженность поля помех для дня, *мкв/м*	40	30	25	18	10	5
Излучаемая мощность, *квт*	31,6	56	104	172	188	200

Таблица 5.2

К ПРИМЕРУ 5.2

Частота, *кгц*	15	20	30	40	60	80
Напряженность поля сигнала, *мкв/м*	38	36	26	20	8,4	3,6
Отношение *сигнал/помеха*	0,95	1,20	1,15	1,13	0,84	0,72

Что касается роли земных и тропосферных волн в процессе распространения сверхдлинных и длинных волн, то состояние тропосферы на условия распространения сверхдлинных и длинных волн сколько-нибудь заметно не влияет. Никак не проявляются и тропосферные волны, потому что в рассматриваемом диапазоне дальнее распространение осуществляется под влиянием ионосферы. Сверхдлинные и длинные волны распространяются как земные только на самых близких расстояниях от передатчика. На расстояниях, превышающих примерно 500 *км*, уже явно доминируют ионосферные волны.

СРЕДНИЕ ВОЛНЫ

5.5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СРЕДНИХ ВОЛН

Под средними волнами условно понимают радиоволны в диапазоне 300 *кгц* ÷ 3 *Мгц* (что соответствует длинам волн в интервале от 1000 до 100 *м*).

В то время как рассмотренные в предыдущих параграфах длинные волны отражаются от нижней границы ионизированной области, не проникая сколько-нибудь заметно в толщу ионизированного слоя, для отражения средних волн требуется большее значение электронной концентрации. Применяя условия поворота вертикально направленного [ф-ла (4.65)] и пологого [ф-ла (4.64)] лучей, нетрудно определить значения электронных концентраций, необходимые для отражения лучей[1] (табл. 5.3). Под пологим здесь понимается луч, касательный к поверхности Земли, для отражения которого требуется наименьшее значение электронной концентрации.

Таблица 5.3

ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ ОТРАЖЕНИЯ СРЕДНИХ ВОЛН ОТ СЛОЯ *E*

Частота	Электронная концентрация, $1/см^3$	
	Вертикальный луч	Пологий луч
300 *кгц*	10^3	40
3 *Мгц*	$1{,}2 \cdot 10^5$	$3{,}6 \cdot 10^3$

Таблица 5.3 показывает, что для отражения волн, приближающихся к коротковолновой границе диапазона, луч должен углубляться до уровня, на котором электронная концентрация составляет несколько тысяч электронов в 1 $см^3$. На этом основании приходим к выводу, что средние волны описывают в ионосфере криволинейную траекторию (рис. 5.12). Иными словами, средние волны в нижних участках траектории в ионосфере испытывают постепенное преломление, а в вершине ее претерпевают полное отражение.

Проникая в толщу ионосферы, средние волны заметно поглощаются. Расчеты показывают, что поглощение средних волн в областях *D* и *E* ионосферы в часы освещенности значительно больше, чем поглощение в области *E* в ночные часы. Поглощение в дневные часы при этом возрастает по мере укорочения волны в пределах рассматриваемого диапазона.

Наблюдения за распространением ионосферных волн рассматриваемого диапазона полностью подтверждают результаты расчетов. В дневные часы волны в интервале от 200 до 2000 *м* испытывают столь сильное поглощение при отражении от ионосферы, что при обычно применяемых мощностях передатчиков с ионосферными волнами в этом диапазоне можно вовсе не считаться. Наоборот, с наступлением темноты поглощение средних волн при отражении от ионосферы резко уменьшается и ионосферные волны приобретают доминирующее значение. Волны в интервале от 2000 до 3000 *м*, непосредственно примыкающие к диапазону длинных

---

[1] Как показывают расчеты, электронная концентрация в области *D* вследствие большого числа столкновений (порядка $5 \cdot 10^7$) оказывается недостаточной для отражения средних волн. Поэтому можно предполагать, что средние волны отражаются только от области *E*. Число столкновений в области *E*, как и раньше, предполагается $\nu = 10^5 \cdot 1/сек$.

волн, при отражении от ионосферы в дневные часы испытывают не столь сильное поглощение, как более короткие волны диапазона средних волн, и в этом смысле занимают промежуточное положение между волнами 200—2000 *м* и длинными волнами.

Важнейшая особенность распространения средних волн заключается в том, что в дневные часы они распространяются как земные, а с наступлением темноты — как земные и как ионосферные волны. Как исключение, в дневные часы зимних месяцев в высоких широтах ионосферные волны также могут создать заметную напряженность поля в месте приема.

5.6. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СРЕДНИХ ВОЛН

Случайные колебания напряженности поля (замирания). Если пункт приема, обозначенный на рис. 5.12 буквой *B*, находится в зоне действия земной волны *1*, то с наступлением темноты в эту точку начинает попадать также и ионосферная волна *2*. В этих условиях электрическое поле в точке *B* представляет собой результат интерференции земной и ионосферной волн. В зависимости от разности фаз между интерферирующими лучами результирующее поле может оказаться как больше, так и меньше поля интерферирующих лучей.

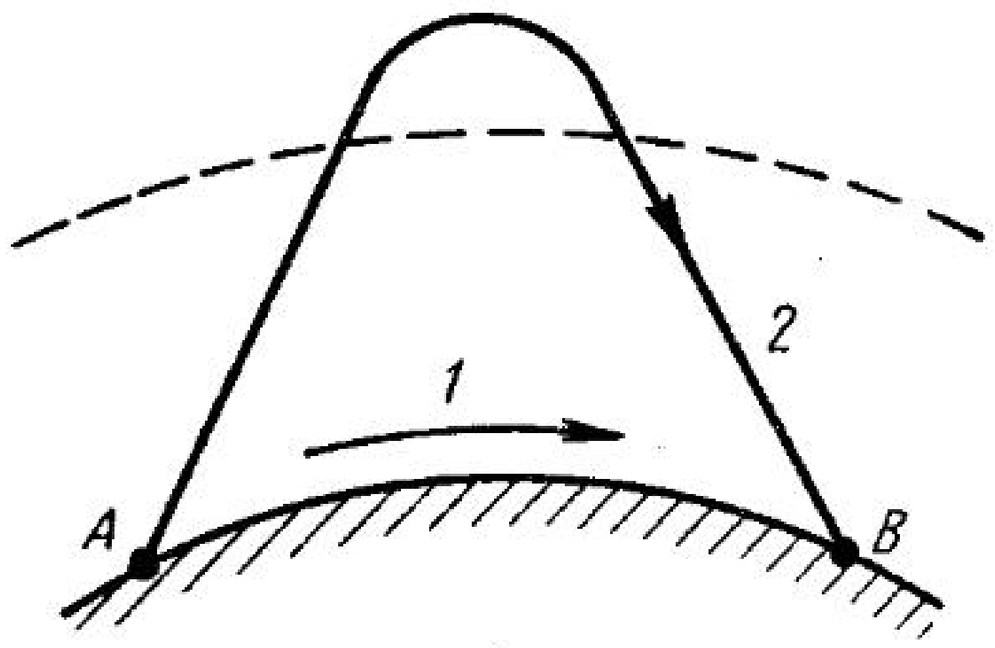


Рис. 5.12. К происхождению замираний в диапазоне средних волн

Если бы ионосфера представляла собой постоянное во времени образование, не меняющее своих свойств, то разность фаз между интерферирующими лучами была бы также постоянной и результирующее поле имело бы неизменную во времени амплитуду. В действительности же вследствие непостоянства и неоднородности ионизирующего излучения, а также под действием воздушных течений ионосфера испытывает флуктуационные изменения, выражающиеся в непрерывных колебаниях электронной концентрации. Подобные изменения сопровождаются колебаниями высоты отражающего слоя, а следовательно, и длины траектории. Изменение длины траектории пространственной волны на величину Δr сопровождается изменением фазы на величину $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r$. Стало быть, чем короче длина волны, тем значительнее изменение фазы при изменении длины траектории волны на заданную величину.

Непрерывное изменение разности фаз между земной и ионосферной волнами влечет за собой изменения амплитуды результирующего поля волны, которые носят беспорядочный и неправильный характер и называются замираниями. Типичный обра-

зец замираний в диапазоне средних волн представлен на рис. 5.13. Вследствие рассмотренной выше зависимости разности фаз от длины с укорочением длины волны глубина замираний возрастает, а длительность их уменьшается. Поэтому замирания наиболее резко выражены на волнах, приближающихся к нижней границе диапазона средних волн, т. е. к 100 *м*.

Под действием замираний напряженность поля сигнала может меняться в десятки раз. Средняя длительность замираний в диапазоне средних волн изменяется в пределах от секунды до нескольких десятков секунд.

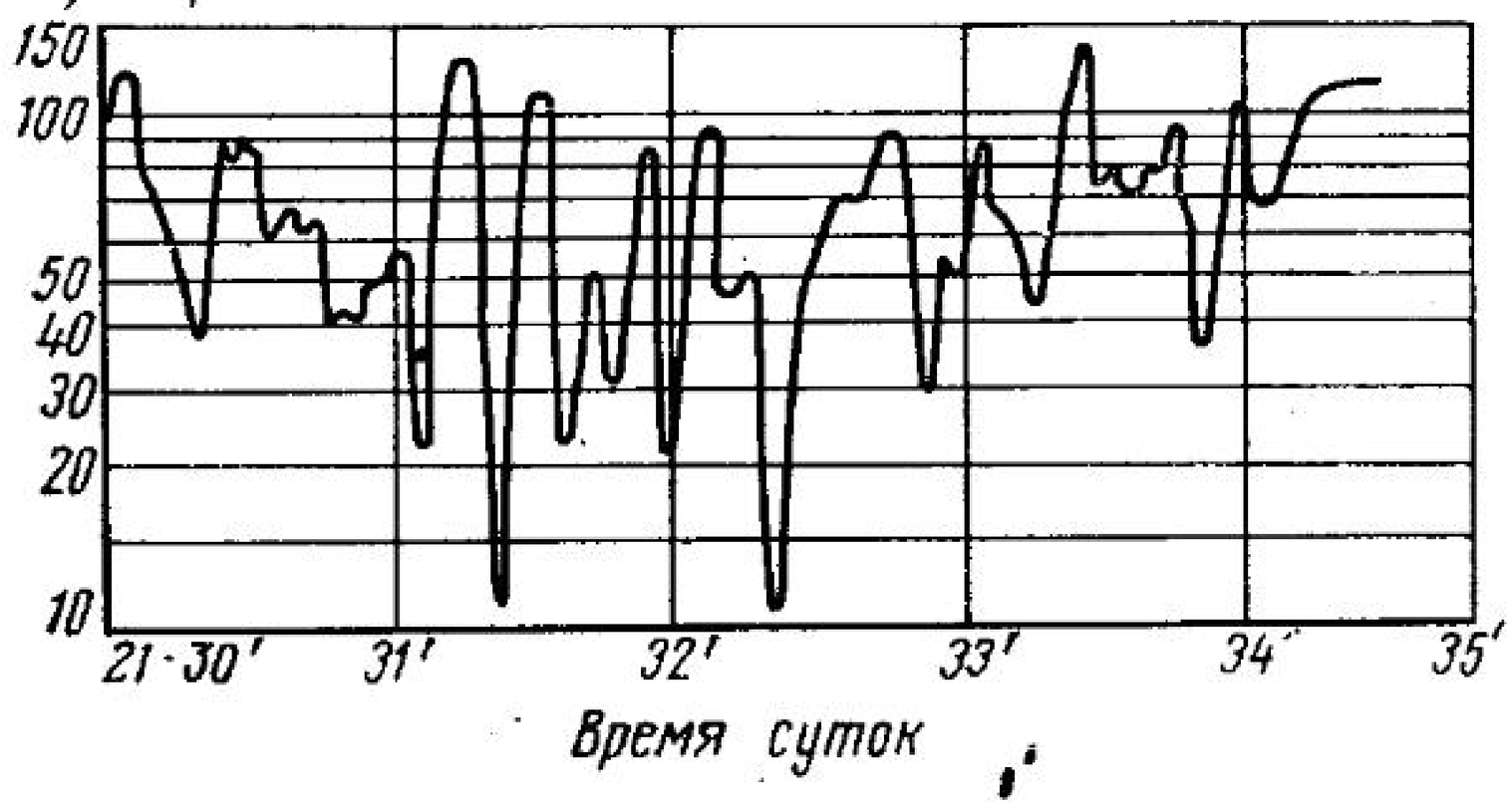


Рис. 5.13. Запись напряженности поля на волне $\lambda = 350$ *м*, иллюстрирующая замирания

В тех случаях, когда приемная станция расположена вне области действия земных волн, замирания обязаны своим происхождением интерференции ионосферных волн, претерпевших разное число отражений от ионосферы. На рис. 5.14 представлен случай, когда интерференция обусловлена взаимодействием двух лучей, один из которых отразился от ионосферы один раз, а другой — два. В остальном механизм возникновения замираний не отличается от рассмотренного выше.

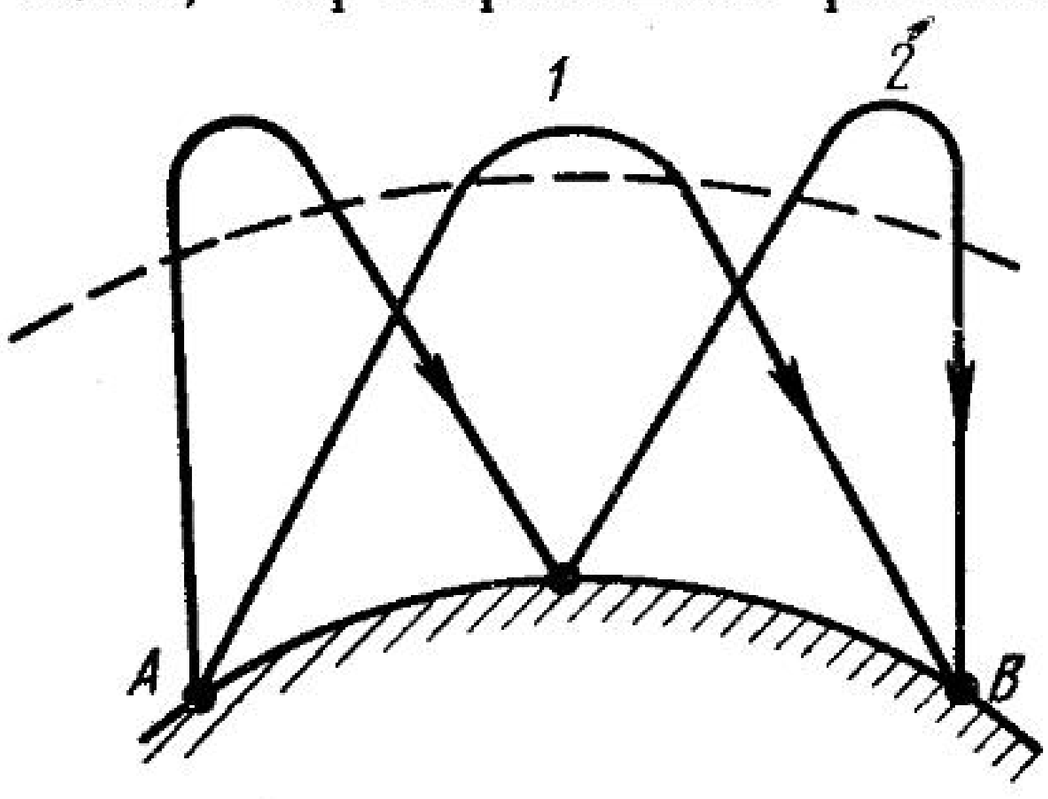


Рис. 5.14. Возникновение замираний вследствие интерференции ионосферных волн

Замирания представляют собой вредное явление, нарушающее нормальные условия приема радиотелефонных передач. Для улучшения качества приема, безусловно, необходимы мероприятия, парализующие вредное действие замираний. Применяют пассивные и активные меры борьбы с замираниями. В качестве пассивной меры используют автоматическую регулировку усиления в приемниках, предназначенных для приема радиотелефонных передач. Эти устройства, как известно, позволяют поддерживать напряжение на выходе приемника на постоянном уров-

не независимо от колебаний напряжения на входе приемника, сглаживая тем самым колебания напряженности поля, обусловленные замираниями.

В качестве активных мер борьбы с замираниями при приеме радиовещательных передач широкое применение находят передающие антенны специальной конструкции, так называемые антифединговые антенны, устанавливаемые на радиовещательных станциях. Принцип действия подобных антенн сводится к следующему. Обычно в качестве передающих антенн радиовещательных станций в диапазоне средних волн применяют заземленные антенны, излучающим элементом которых является вертикальная часть.

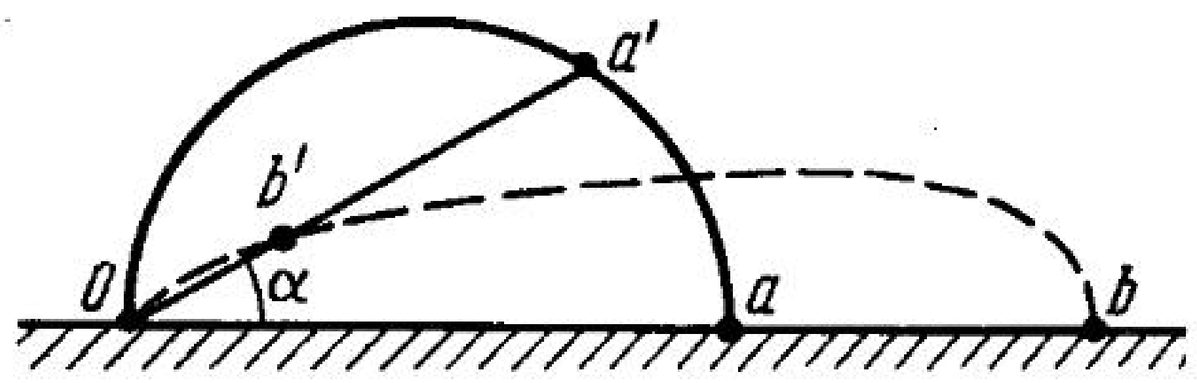


Рис. 5.15. Характеристики направленности в вертикальной плоскости обычных антени радиовещательных стаиций (сплошная линия) и аитенн специальной коиструкции (штриховая линия)

Характеристика направленности таких антенн в вертикальной плоскости в первом приближении имеет форму полуокружности; она показана на рис. 5.15 сплошной линией, причем характеристика построена в предположении, что земля обладает достаточно высокой проводимостью. Подобные антенны наряду с излучением радиоволн вдоль поверхности Земли излучают энергию и под достаточно большими углами к горизонту, т. е. являются источником интенсивных ионосферных волн.

Изменяя надлежащим образом конструкцию передающей антенны, можно добиться того, что характеристика направленности окажется прижатой к земле и получит форму, показанную на рис. 5.15 пунктирной линией. Такая антенна будет излучать радиоволны, главным образом, вдоль поверхности Земли, т. е. создавать земные радиоволны. Из рис. 5.15 следует, что напряженность поля земных волн, излучаемых антенной специальной конструкции, относится к напряженности поля земных волн, излучаемых обычными антеннами, как Ob к Oa. В то же время напряженность поля ионосферных волн, излучаемых антенной специальной конструкции под углом α к горизонту, относится к напряженности поля волн, излучаемых под тем же углом обычной антенной, как Ob' к Oa'. Антенны с прижатыми к земле характеристиками направленности создают более интенсивные земные волны за счет снижения интенсивности излучения под большими углами к горизонту.

Допустим, что прием радиовещательных передач можно считать практически свободным от замираний в тех случаях, когда поле земной волны, по крайней мере, в три раза превышает поле ионосферной волны. Предположим далее, что для антенны обычного типа такое соотношение напряженностей поля наступает на расстоянии r_1 от передающей станции. Круговая зона радиуса r_1 будет характеризовать область, свободную от замираний для ан-

тенн обычного типа. При использовании антенны с прижатой к земле характеристикой направленности радиус круговой зоны, свободный от замираний, возрастает до значения r_2. Для антенн, применяемых в действительных условиях, отношение r_2/r_1 достигает двух или трех.

Суточные колебания напряженности поля. Суточные колебания напряженности поля в месте приема выражены в диапазоне средних волн очень резко и проявляются в том, что в дневные часы (как уже указывалось в параграфе 5.5) ионосферные волны полностью или почти полностью поглощаются и поле в месте приема определяется либо напряженностью поля земных волн, либо напряженностью поля весьма ослабленных ионосферных волн. С наступлением темноты ионосферные волны приобретают способность распространяться, и поле в месте приема определяется результатом интерференции земных и ионосферных волн.

В зависимости от расстояния между передатчиком и пунктом приема могут представиться три следующих случая:

1. На очень близких расстояниях от передатчика, когда даже в ночные часы поле земных волн превышает поле ионосферных волн, напряженность поля практически не зависит от времени суток.

2. На больших расстояниях в часы освещенности напряженность поля в пункте приема определяется напряженностью поля земных волн, а в ночные часы—ионосферных волн. В этих условиях поле ионосферных волн обычно заметно превышает поле земных волн, поэтому с наступлением темноты уровень сигналов возрастает, сопровождаясь замираниями.

3. На значительных расстояниях от передатчика в дневные часы напряженность земных волн столь незначительна, что прием сигналов отсутствует. С наступлением темноты начинают проходить ионосферные волны, причем напряженность поля может достигать высокого значения. Суточный ход напряженности поля в этих условиях можно охарактеризовать как отсутствие приема в дневные часы и высокий уровень сигнала в ночные часы.

Следует отметить, что в северных широтах в зимние месяцы ионосферные волны не испытывают столь сильного поглощения в дневные часы, как в более южных широтах или в летние месяцы. Поэтому в рассматриваемых условиях ионосферные волны могут распространяться и в дневные часы. В условиях третьего случая будет наблюдаться резкое увеличение напряженности поля при переходе ото дня к ночи.

Сезонные колебания напряженности поля. Как отмечалось в параграфе 4.6, электронная концентрация в области E, которая является отражающим слоем для средних волн, в ночные часы почти не зависит от времени года. Наоборот, в дневные часы она имеет резко выраженный сезонный ход, прояв-

ляющийся в увеличении электронной концентрации в летние месяцы.

Такая зависимость электронной концентрации от времени года показывает (в полном соответствии с экспериментальными данными), что в ночные часы летних месяцев можно ожидать лишь незначительного увеличения поглощения по сравнению с ночными часами зимних месяцев. Наоборот, в тех случаях (на линиях радиосвязи, проходящих в области северных широт), когда в дневные часы ионосферные волны создают заметную напряженность поля, следует ожидать резко выраженной зависимости уровня сигналов в дневные часы от времени года, выражающейся в значительном уменьшении напряженности поля ионосферных волн в летние месяцы по сравнению с зимними.

Говоря о сезонных колебаниях напряженности поля, нельзя не считаться с тем, что условия приема определяются не абсолютным значением напряженности поля в месте приема, а отношением напряженности поля сигнала к уровню помех. Резкое изменение условий приема средних волн в летние и зимние месяцы определяется не столько изменением напряженности поля сигнала, сколько сезонным ходом уровня помех. Действительно, в умеренных и северных широтах северного полушария местная грозовая деятельность, как известно, наблюдается только в летние месяцы. Отсутствие местных гроз в зимний период и интенсивная грозовая деятельность в летний период приводят к резкому увеличению уровня помех именно летом. Как следствие этого, отношение напряженности поля сигнала к уровню помех в зимние месяцы значительно больше, чем в летние.

Влияние 11-летнего периода солнечной активности. Влияние 11-летнего периода солнечной активности на условия распространения средних волн незначительно и проявляется в некотором увеличении поглощения по мере увеличения солнечной активности.

Влияние ионосферных возмущений. Как и в диапазоне длинных волн, ионосферные возмущения практически не влияют на условия распространения средних волн.

Влияние земных и тропосферных волн на процессы распространения средних волн. Как мы видели, земные волны играют очень большую роль в общем процессе распространения средних волн. В дневные часы именно эти волны, подробно рассмотренные во второй главе, определяют результирующее значение напряженности поля. С наступлением темноты, взаимодействуя с ионосферными волнами, они порождают замирания. В современных радиовещательных передатчиках устанавливают антифединговые антенны, которые усиливают поле земных волн, ослабляя (в ночные часы) ионосферные волны. Иными словами, высококачественное вещание обеспечивается применением земных волн — ионосферные волны здесь являются вредными.

Рефракция в тропосфере несколько увеличивает дальность распространения земных волн и почти не влияет на распространение ионосферных волн. Тропосферные волны в диапазоне средних волн себя никак не проявляют.

5.7. МЕТОДЫ РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛН

В настоящем параграфе рассматривается метод расчета напряженности поля средних волн, отражаемых от ионосферы, иначе говоря, поля, создаваемого в ночные часы в зоне, обслуживаемой ионосферными волнами. Методы расчета напряженности поля земных волн подробно рассматривались во второй главе.

В результате обработки большого числа измерений напряженности поля радиовещательных станций за восемь лет, проведенных наблюдательными пунктами Союза европейского радиовещания, была получена следующая эмпирическая формула [78]:

$$E_{д} = \frac{10233}{\sqrt{r_{[км]}}} \sqrt{P_{1\,[квт]} D_1}\, e^{-8{,}94 \cdot 10^{-4} \lambda_{[км]}^{-0{,}26} r_{[км]}}, \ мв/м. \qquad (5.7)$$

Формула определяет среднее за год медианное значение поля, когда середине трассы соответствует местная полночь, и магнитное склонение в этой точке равно 61°. Предполагается, что относительное число солнечных пятен равно нулю. Используется вертикальная антенна, высота которой много меньше длины волны.

В отличие от ранее господствовавшего мнения о том, что в диапазоне средних волн напряженность поля не зависит от частоты, ф-ла (5.7) указывает на существование такой зависимости, правда, слабо выраженной на небольших расстояниях от передатчика. Представив эту формулу в виде $E_{д} = A/e^{\frac{a}{\lambda}}$, нетрудно заметить, что укорочение длины волны (в пределах диапазона средних волн) приводит к уменьшению поля.

В работе [78] приводятся многочисленные графики, которые позволяют внести поправку на фактическое число солнечных пятен, на местное время в середине трассы, на магнитное склонение в середине трассы, на диаграмму направленности передающей антенны. Приводятся также данные о степени разброса измеренных значений напряженности поля.

Применение ф-лы (5.7) иллюстрируется следующим примером.

Пример 5.3. Рассчитать медианное значение напряженности поля радиоволны, создаваемое в ночные часы на расстоянии $r = 1500$ *км* от передатчика на волне $\lambda = 900$ *м* при излучаемой мощности в 12 *квт*. В качестве антенны используется излучатель, диаграмма направленности которого в вертикальной плоскости близка к полуокружности. Применяя ф-лу (5.7), определяем:

$$0{,}9^{-0{,}26} = 0{,}97;$$
$$8{,}94 \cdot 10^{-4}\, 0{,}97 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{3} = 1{,}3;$$
$$e^{1{,}3} = 3{,}65;$$

после этого по ф-ле (5.7) для 1 *квт* излучаемой мощности находим $E_д = \frac{1{,}023 \cdot 10^4}{\sqrt{1500 \cdot 3{,}65}} = 72$ *мкв/м*.

Для 12 *квт* излучаемой мощности $E_д = 72\sqrt{12} = 250$ *мкв/м*.

КОРОТКИЕ ВОЛНЫ

5.8. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

К диапазону коротких волн условно относятся волны в интервале от 100 до 10 *м* (что соответствует частотам от 3 до 30 *Мгц*). Подобно длинным и средним волнам короткие волны могут распространяться как земные и как ионосферные волны.

Вследствие значительного поглощения коротких волн в полупроводящей поверхности Земли[1]) земные волны распространяются при обычно применяемых мощностях передатчиков на расстояния, не превышающие нескольких десятков километров (для более коротких волн диапазона). При распространении в качестве ионосферных волн, т. е. путем однократного или многократного отражения от ионосферы, короткие волны можно использовать для связи на сколь угодно больших расстояниях, поскольку при отражении от ионосферы волны этого диапазона испытывают небольшое поглощение, уменьшающееся, в отличие от поглощения в земле, по мере роста частоты.

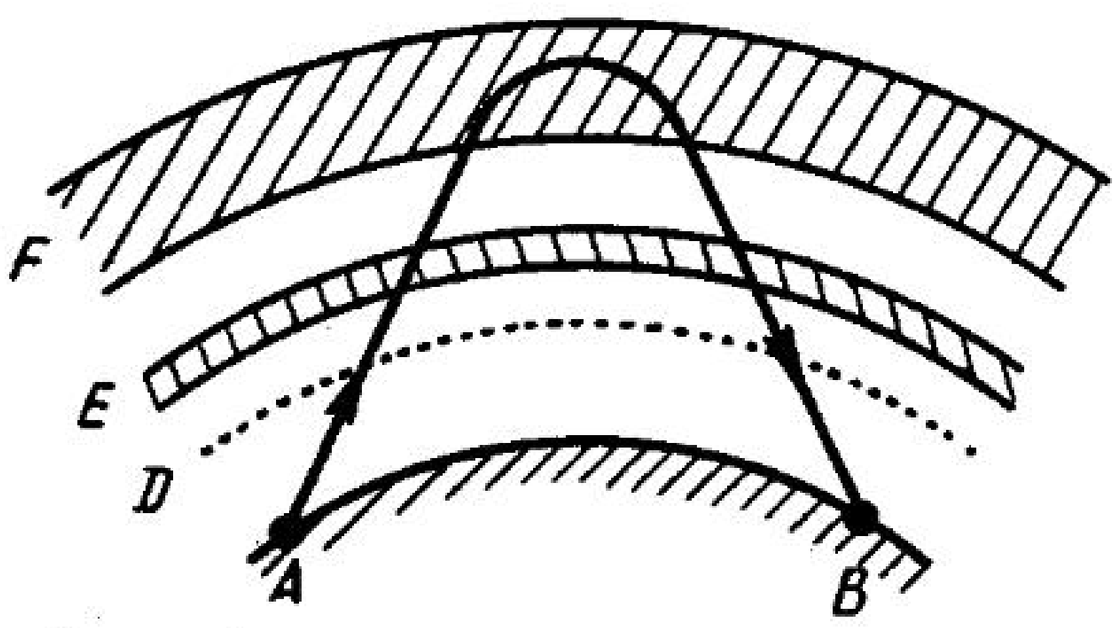


Рис. 5.16. Траектория волны при нормальных условиях распространения радиоволн

При нормальных условиях распространения ионосферных коротких волн каждая из областей ионосферы выполняет вполне определенную функцию: области D и E являются поглощающими, а слой F_2 — отражающим.

Схема распространения радиоволн для этого случая показана на рис. 5.16. При рассмотрении рисунка можно прийти к заключению, что в нормальных условиях электронная концентрация области E оказывается недостаточной для отражения коротких волн, поглощение коротких волн при отражении от слоя F_2 значительно меньше поглощения, испытываемого короткими волнами при прохождении сквозь области D и E (на пути туда и обратно). В то время как первое из этих утверждений вполне очевидно и основывается на хорошо известном экспериментальном факте, согласно которому электронная концентрация в слое F_2 в дневные часы примерно в 10 раз больше электронной концентрации в слое E,

[1]) Напомним, что поглощение в земле возрастает с увеличением частоты, т. е. в диапазоне коротких воли поглощение земных волн больше, чем в диапазоне средних и длинных воли.

вопрос о поглощении коротких волн требует специальных пояснений.

При распространении коротких волн в полупроводящей среде (в данном случае — в ионизированном слое воздуха) они испытывают поглощение. Степень поглощения характеризуется экспоненциальным множителем: $e^{-\delta l}$, входящим в выражение для напряженности поля волны, где δ — коэффициент поглощения, а l — путь, пройденный волной. Поскольку ионосфера является неоднородной средой, необходимо считаться с тем, что значение коэффициента δ в различных точках траектории различно. Общее поглощение волн на всей траектории можно определить из интегрального выражения $\exp\left(-\int_l \delta dl\right)$, в котором интеграл должен быть распространен на весь путь, проходимый радиоволнами в ионосфере.

Коэффициент поглощения, в свою очередь, определяется формулой

$$\delta = \frac{\omega}{c} p, \ 1/м,$$

где

$$p = \sqrt{\frac{1}{2}\left[-\varepsilon_и + \sqrt{\varepsilon_и^2 + (60\lambda\sigma_и)^2}\right]}. \qquad (5.8)$$

В формуле (5.8) $\varepsilon_и$ и $\sigma_и$ представляют собой соответственно диэлектрическую проницаемость и удельную проводимость ионизированного газа [1]), определяемые ф-лами (4.31) и (4.32):

$$\varepsilon_и = 1 - 3190 \frac{N}{\omega^2 + \nu^2},$$

$$\sigma_и = 2{,}82 \cdot 10^{-8} \frac{N\nu}{\omega^2 + \nu^2}, \ сим/м.$$

При тех значениях N и ν, которые характеризуют состояние ионизированных слоев E и F_2 ионосферы, и в интересующем нас диапазоне коротких волн плотность токов смещения значительно больше токов проводимости. Это условие можно записать в виде неравенства $60\lambda\sigma \ll \varepsilon_и$, пользуясь которым можно упростить выражение (5.8).

После несложных преобразований получаем

$$\delta = 60\pi \frac{\sigma_и}{\sqrt{\varepsilon_и}}, \ 1/м, \qquad (5.9)$$

где $\varepsilon_и = 1 - 80{,}8\ N/f^2$ — табличное или относительное значение диэлектрической проницаемости.

В диапазоне коротких волн круговая частота, как известно, значительно больше частоты столкновений, что позволяет в ф-лах (3.31) и (3.32) пренебречь величиной ν^2 по сравнению с ω^2.

---

[1]) Влияние магнитного поля Земли во внимание не принимается.

Кроме того, как будет показано в последующем изложении, для пологих лучей значение $\varepsilon_и$ лишь очень незначительно отличается от единицы и становится несколько меньше единицы только в точке поворота волны, т. е. в вершине траектории. Это обстоятельство позволяет в первом приближении положить в ф-ле (5.9) $\varepsilon_и \approx 1$. Подставляя в ф-лу (5.9) выражение (5.32) и принимая во внимание, что $\omega^2 \gg \nu^2$, находим:

$$\delta \approx 1{,}35 \cdot 10^{-7} \frac{N\nu}{f^2}, \ 1/м. \qquad (5.10)$$

Полученное выражение представляет исключительный интерес с двух точек зрения. Во-первых, из ф-лы (5.10) следует, что, в отличие от хорошо известной для полупроводящих сред зависимости коэффициента поглощения от частоты, коэффициент поглощения в ионосфере не увеличивается, а уменьшается с частотой, будучи обратно пропорционален квадрату частоты. Во-вторых, для заданной частоты степень поглощения определяется произведением электронной концентрации на число столкновений.

Ионосферные измерения показывают, что в полуденные часы максимальное значение электронной концентрации в области F_2 составляет $10^{12} \cdot 1/м^3$, а в области E — $10^{11} \cdot 1/м^3$. Число столкновений в этих же слоях достигает значений $\nu \approx 10^3 \cdot 1/сек$ для области F_2 и $\nu \approx 10^6 \cdot 1/сек$ — для области E. Произведение $(N\nu)$ для области E, таким образом, составляет 10^{17} против значения 10^{15} для области F_2. Следовательно, коэффициент поглощения коротких волн в области E примерно в 100 раз больше, чем в области F_2. Это позволяет пренебречь поглощением радиоволн в области F_2 по сравнению с поглощением в области E. Тем самым обосновывается сделанное выше предположение о роли области E при распространении коротких волн.

В реальных условиях распространения короткие волны испытывают поглощение не только в области максимума электронной концентрации слоя E, но и в более низких частях ионосферы, а именно, в основании области E и в области D. На этих высотах число столкновений соизмеримо с круговой частотой, поэтому в ф-лах (4.32) и (5.10) уже нельзя пренебречь величиной ν по сравнению с ω. В этих условиях коэффициент поглощения уже не будет меняться обратно пропорционально квадрату частоты. Зависимость коэффициента поглощения от частоты в значительной степени сгладится, хотя по-прежнему с увеличением частоты коэффициент поглощения будет уменьшаться.

Для осуществления радиосвязи на коротких волнах должны одновременно выполняться следующие условия:

1. Применяемая для радиосвязи частота должна быть меньше максимального значения, определенного для заданной длины линии радиосвязи и для заданной ионизации отражающего слоя.

2. Поглощение радиоволн в областях D и E не должно быть чрезмерно большим. Иными словами, при обычно используемых

мощностях передатчиков и применяемых типах передающих антенн напряженность поля в месте приема должна быть достаточной для уверенного приема сигналов.

Первое из этих условий говорит о том, что на данной линии радиосвязи в заданное время года и суток могут применяться радиоволны, частота которых не превышает некоторого максимального (критического) значения и, таким образом, ограничивает диапазон используемых частот сверху. Второе из этих условий ограничивает диапазон применяемых частот снизу, потому что, как было показано выше, чем меньше используемая частота, тем больше поглощение в пути. Отметим в качестве интересной особенности, что если первое из этих условий является, безусловно, критическим, так как при невыполнении его радиоволны вообще не будут отражаться от слоя F_2 и независимо от применяемой мощности радиопередающего устройства не попадут в место приема, то второе условие не является столь критическим, и переход к более низким частотам может до некоторой степени компенсироваться увеличением мощности передатчика. Применяя сверхмощные передающие устройства, можно установить радиосвязь на сравнительно низких частотах в диапазоне коротких волн.

Значение двух приведенных условий осуществления радиосвязи на коротких волнах хорошо иллюстрируется следующим обстоятельством. Применяемые для радиосвязи на больших расстояниях короткие волны удобно, в свою очередь, разбить на три поддиапазона:

а) дневные волны (от 10 до 25 *м*), используемые для радиосвязи в дневные часы;

б) ночные волны (от 35 до 100 *м*), применяемые для радиосвязи в ночное время, и

в) промежуточные волны (от 25 до 35 *м*), используемые для радиосвязи в часы полуосвещенности [1]).

Рисунок 5.16 характеризует условия распространения дневных волн в дневные часы и ночных волн в ночные часы.

Действительно, применение дневных волн в дневные часы возможно вследствие того, что в часы освещенности электронная концентрация в слое F_2 достигает больших значений, и от этого слоя могут отражаться радиоволны высоких частот. В то же время волны такой высокой частоты испытывают незначительное поглощение в сильно ионизированных в дневные часы областях D и E. В свою очередь, применение ночных волн в ночные часы возможно благодаря тому, что с наступлением темноты электронная концентрация в слое F_2 уменьшается и для соблюдения первого условия частота используемых волн должна быть понижена. С наступ-

---

[1]) Несомненно, что подобного рода деление волн на дневные, ночные и промежуточные является в значительной мере условным, и границы между поддиапазонами сильно зависят от времени года, фазы 11-летнего периода солнечной активностя и географического положения линии радиосвязи.

лением темноты уменьшается и электронная концентрация области E, а область D вообще исчезает, поэтому поглощение радиоволн даже относительно низких частот не будет чрезмерно большим.

Рисунки 5.17 и 5.18 характеризуют условия распространения коротких волн при несоблюдении одного из условий. Рисунок 5.17 относится к случаю применения дневных волн в ночные часы, когда нарушается первое условие. Если с наступлением темноты

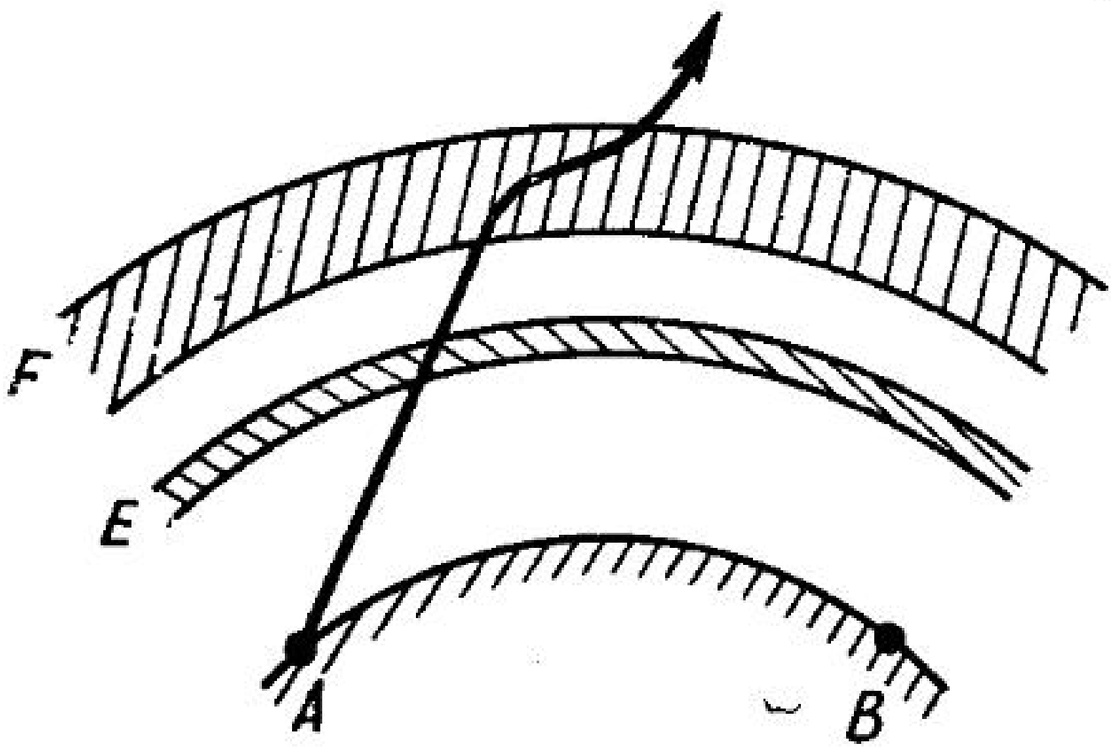


Рис. 5.17. Траектория радиоволны в тех случаях, когда рабочая частота превышает максимальную применимую

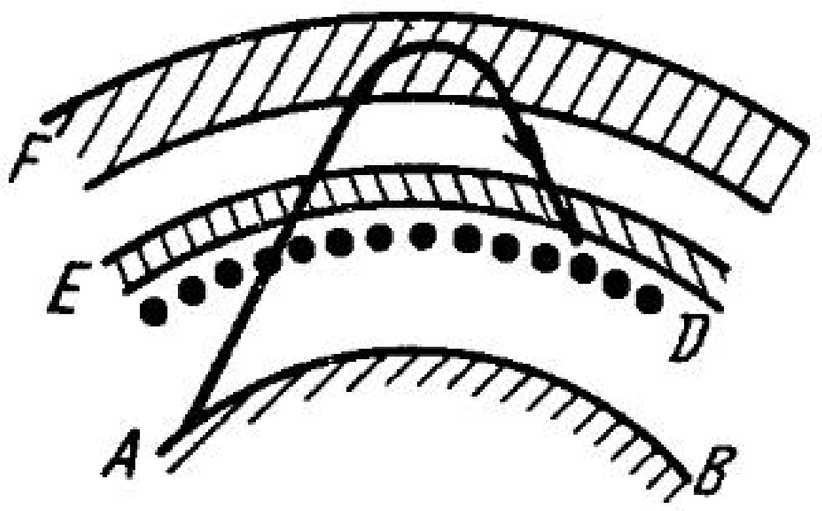


Рис. 5.18. Траектория волны при повышенном поглощении в слоях D и E

продолжать работу на дневной волне, то вследствие постепенного уменьшения электронной концентрации области F_2 наступит момент, когда рабочая частота сделается больше критической и радиоволна перестанет отражаться от слоя. Как показано на рис. 5.17, луч, лишь частично искривляясь, будет пронизывать слой F_2 насквозь.

Рисунок 5.18 отображает схему распространения коротких волн при использовании ночных волн в дневные часы, когда нарушается второе условие. Поскольку частота ночных волн заведомо меньше критического значения, то ночные волны в дневные часы будут отражаться от слоя F_2. Однако, проходя сквозь сильно ионизированные в дневные часы области D и E_1, ночные волны будут испытывать очень большое поглощение, так как в соответствии с ф-лой (5.10) коэффициент поглощения резко возрастает по мере уменьшения частоты. Поглощение ночных волн в часы освещенности обычно бывает столь значительным, что создающаяся в месте приема напряженность поля оказывается, как правило, недостаточной для уверенного приема.

До сих пор рассматривались нормальные, т. е. наиболее часто встречающиеся условия распространения коротких волн, когда в процессе распространения принимают участие основные слои ионосферы E и F_2. Однако на трассах протяженностью 2000÷3000 *км* в дневные часы основным отражающим слоем часто является область E. В этих условиях так называемое неотклоняющее поглощение происходит в слое D, а отклоняющее — при повороте волны, в

области E. Наконец, нормальные условия распространения коротких радиоволн могут быть нарушены при возникновении спорадического слоя E_s. Спорадический слой E_s, который может возникнуть в любое время суток и обладает в ряде случаев весьма значительной электронной концентрацией, становится отражающим слоем, поскольку он расположен на уровне нормального слоя E, т. е. ниже слоя F_2. Следовательно, при образовании сильно ионизированного слоя E_s слой F_2 перестает принимать участие в распространении коротких волн.

Короткие радиоволны, обладая рядом существеннейших преимуществ по сравнению с длинными и средними волнами, основным из которых следует считать незначительное поглощение при распространении в ионосфере, несвободны от некоторых недостатков. Главный из них состоит в том, что отражаясь от слоя F_2, который, как известно, далеко не отличается постоянством структуры, свойственной области E, короткие волны не обладают постоянством условий распространения, которое присуще средним, длинным и сверхдлинным волнам.

Непостоянство слоя F_2 двояким образом влияет на процессы распространения коротких волн. Во-первых, в диапазоне коротких волн наблюдаются глубокие замирания, гораздо более сильные, чем на средних волнах. Эти замирания вызывают искажения передаваемых сигналов, которые сильно затрудняют их прием. Для компенсации и устранения искажений необходимо принимать специальные меры. Во-вторых, изменчивость ионосферы ото дня ко дню, а также подверженность слоя F_2 влиянию ионосферных возмущений приводят к тому, что уровень сигналов также подвергается ото дня ко дню значительным колебаниям. Успешная борьба с этим явлением требует знания природы непостоянства ионизированных слоев и закономерностей, которым подчиняются процессы распространения.

Процессы распространения коротких волн характеризуются и некоторыми другими особенностями, к которым относятся: явление эхо, явление диффузного отражения, наличие зон молчания и т. п.

Переходим к рассмотрению главнейших особенностей распространения коротких волн.

5.9. ЗАМИРАНИЯ В ДИАПАЗОНЕ КОРОТКИХ ВОЛН

Природа замираний. Замирания при приеме сигналов коротковолновых передатчиков проявляются в беспорядочном (реже — в более или менее периодическом) изменении уровня сигналов. Возрастания уровня сигнала чередуются с глубокими минимумами. На рис. 5.19 и 5.20 приведены экспериментально полученные А. Н. Щукиным [111] в 1930 г. записи изменения напряженности электрического поля радиоволны во времени, характеризующие замирания коротких волн.

Амплитуда сигнала при замираниях меняется в десятки и даже сотни раз. Период замираний, определяемый как промежуток времени между двумя последовательными минимумами или максимумами, колеблется от нескольких десятков секунд до десятых долей секунды. Внешняя форма замираний крайне многообразна. Иногда замирания при приеме незатухающих сигналов проявляются в более или менее плавном изменении напряженности поля сигнала. В других случаях замирания имеют характер быстропеременных колебаний, которые обычно накладываются на более медленные изменения поля волны. Так же, как и в диапазоне средних волн, основной причиной замираний следует считать интерференцию нескольких приходящих в место приема лучей, фазы которых вследствие непостоянства ионизированных слоев непрерывно изменяются. В то время как в диапазоне средних волн основное практическое значение имеет интерференция земных и ионосферных радиоволн, в диапазоне коротких волн замирания создаются в результате интерференции нескольких приходящих в место приема лучей, отраженных от ионосферы.

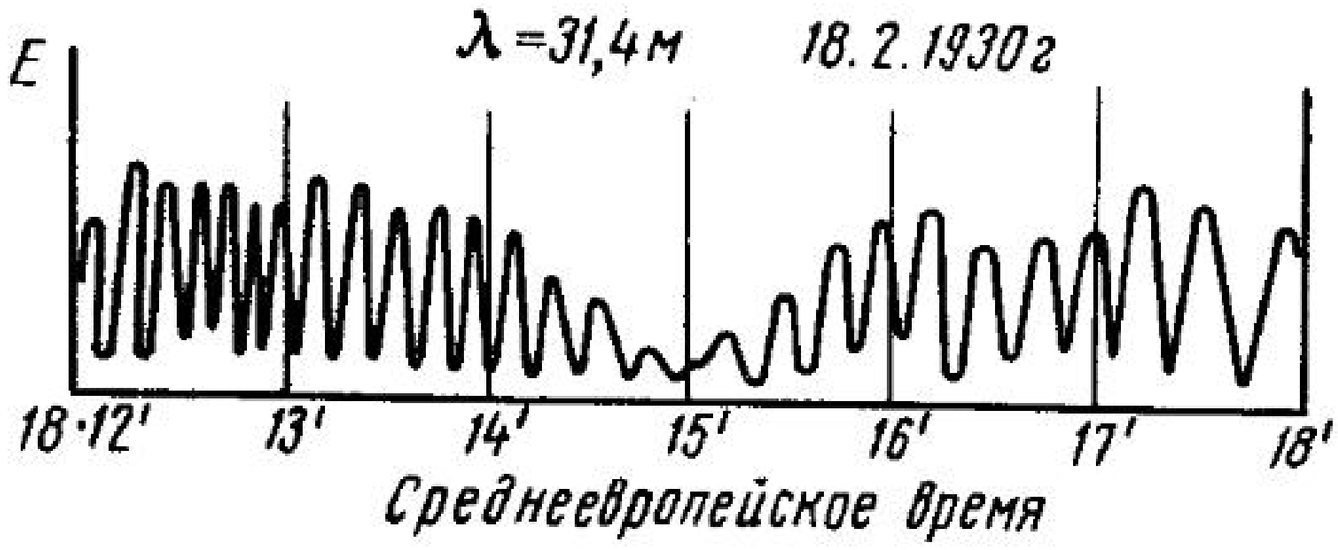


Рис. 5.19. Замирания поля сигнала на волне $\lambda=31{,}4$ *м* (по А. Н. Щукину)

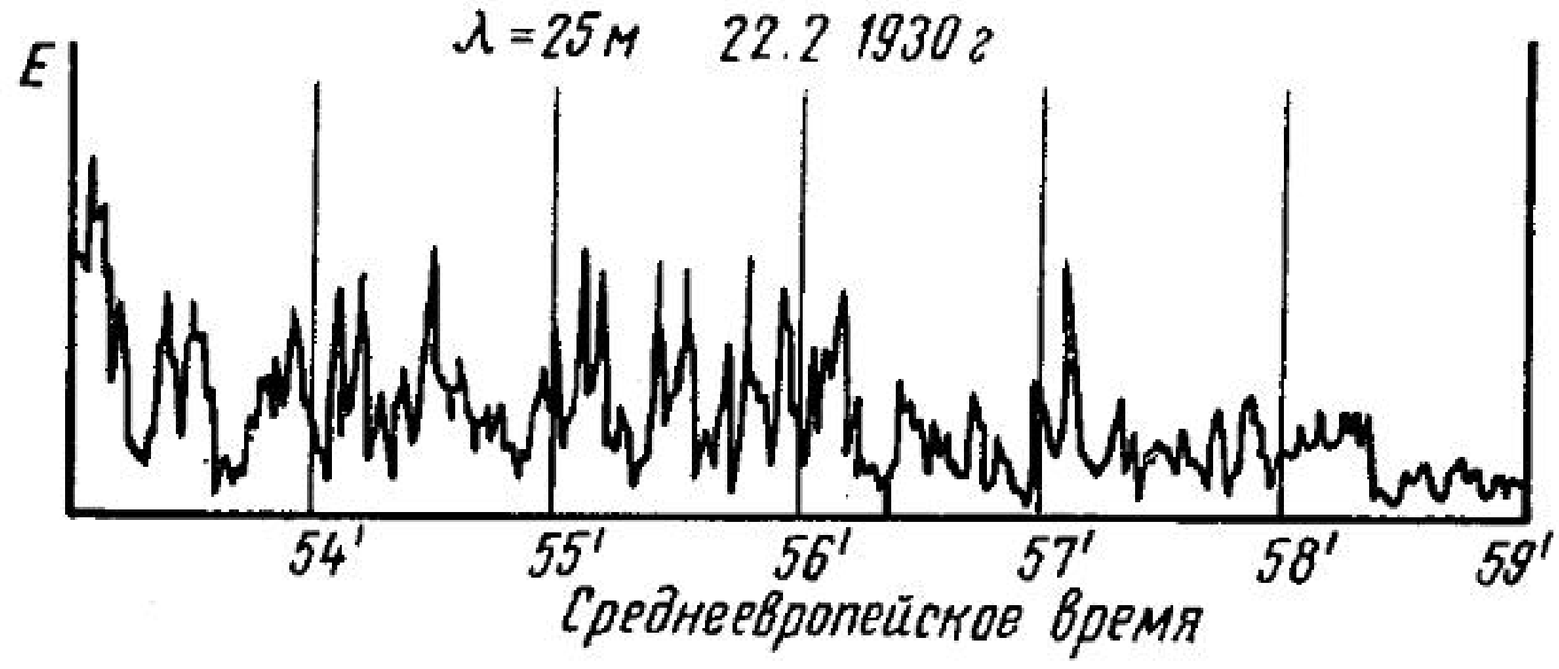


Рис. 5.20. Замирания поля сигнала на волне $\lambda=25$ *м* (по А. Н. Щукину)

Рассмотрим основные причины, приводящие к возникновению интерференционных замираний.

На рисунках 5.21—5.23 показаны некоторые случаи распространения коротких волн, когда в место приема попадают несколько лучей. Это, прежде всего, случай (рис. 5.21), когда в место приема попадают два луча, претерпевшие соответственно одно и два отражения от ионосферы. Поскольку высота ионосферы в точках, где происходят отражения радиоволн, непрерывно меняется и, стало быть, меняется общая длина траектории, то фазы приходящих в место приема лучей также оказываются подверженными непре-

рывным и беспорядочным изменениям. Напомним, что для того, чтобы фаза приходящей волны изменилась на 180°, достаточно, чтобы длина пути изменилась на $\lambda/2$, т. е. всего на десяток или на несколько десятков метров. Ясно, что столь незначительные изменения высоты ионизированных слоев атмосферы всегда могут возникнуть под действием флуктуационных явлений в ионосфере. Результирующая напряженность поля в месте приема в зависимости от сдвига фаз между приходящими лучами будет больше или

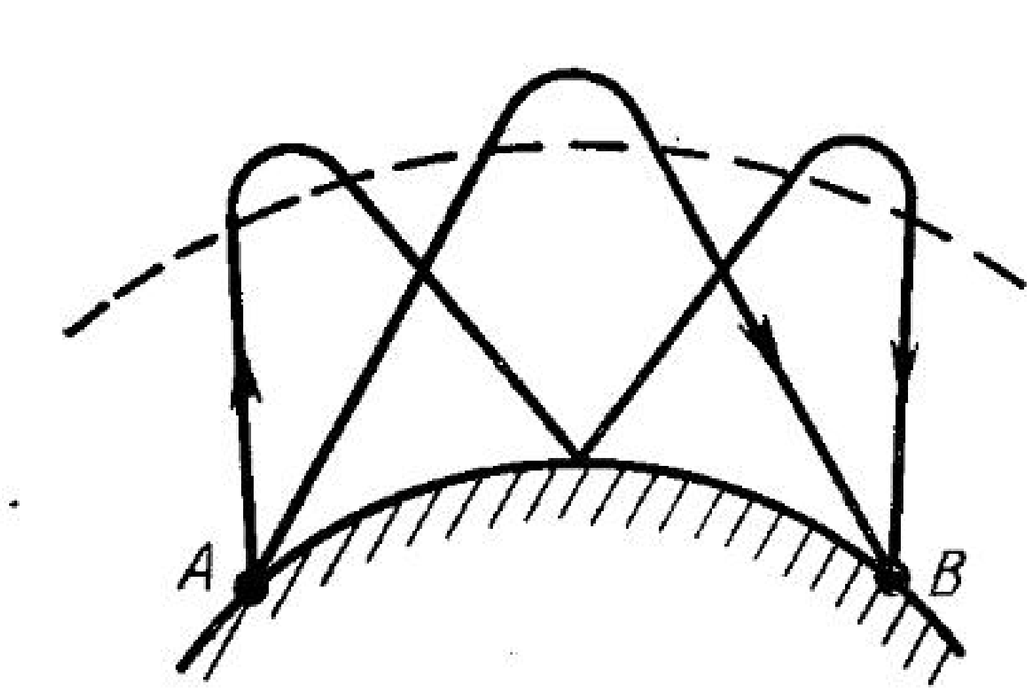


Рис. 5.21. К происхождению замираний. Интерференция лучей, претерпевших разное число отражений

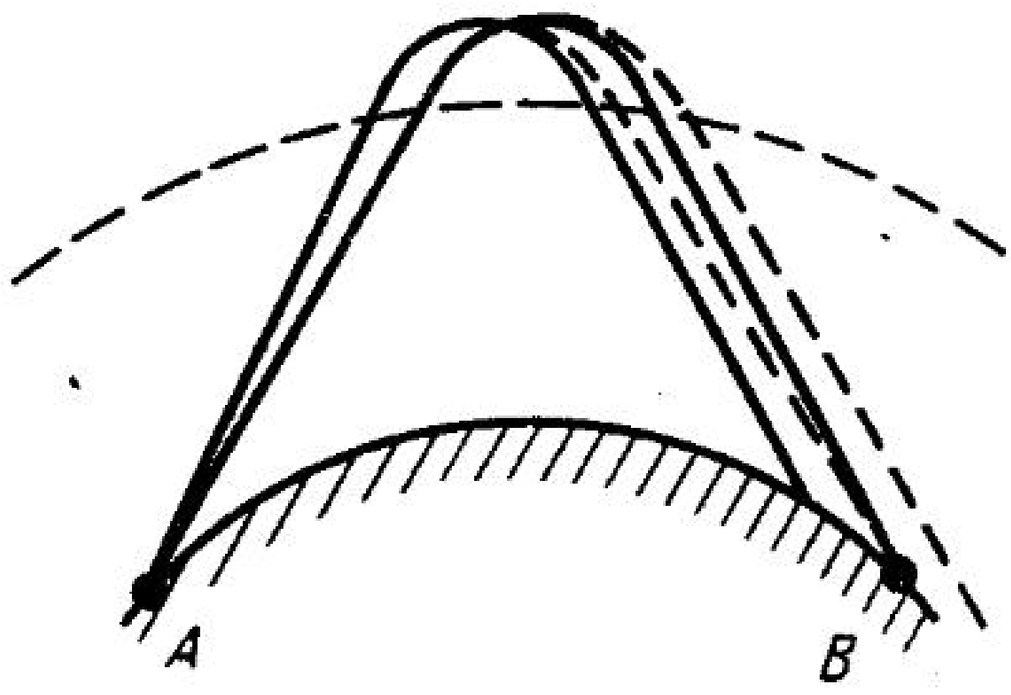


Рис. 5.22. К происхождению замираний. Интерференция обыкновенного и необыкновенного лучей.

меньше напряженности поля луча, претерпевшего одно отражение; при отсутствии сдвига напряженность поля может почти удвоиться, при сдвиге в 180° — будет минимальной.

Два луча могут попасть в место приема также в результате явления двойного лучепреломления. Этот случай показан на рис. 5.22 и суть его сводится к следующему. Как известно, под действием постоянного магнитного поля Земли ионосфера приобретает свойства двоякопреломляющей среды (параграф 4.9). В условиях распространения коротких волн это свойство проявляется в том, что попадающий в ионосферу луч в общем случае расщепляется на два эллиптически поляризованных луча, называемых соответственно обыкновенным и необыкновенным лучами. Естественно, что эти лучи попадают в различные точки поверхности Земли. Нетрудно, однако, убедиться, что в каждую точку на поверхности Земли попадают как обыкновенный, так и необыкновенный лучи, правда, отразившиеся от различных областей ионосферы. Интерференция этих лучей также приводит к возникновению замираний сигналов. Если, кроме того, в место приема попадают лучи, претерпевающие

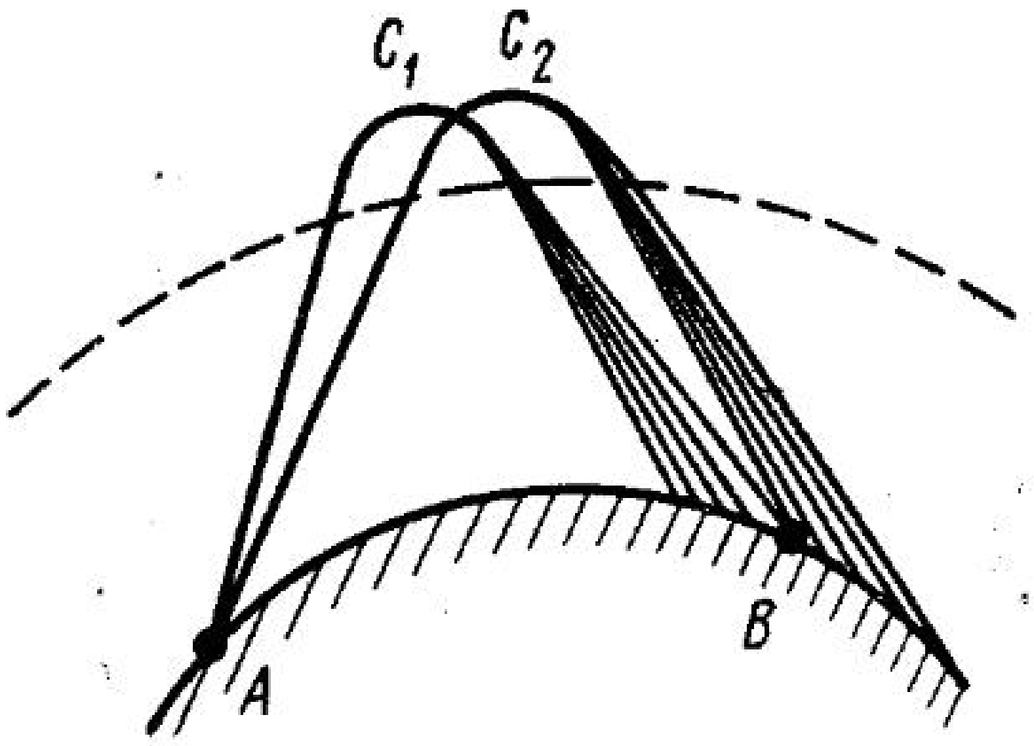


Рис. 5.23. К происхождению замираний. Интерференция элементарных лучей, входящих в состав рассеиваемых пучков

одно и два отражения, то в конечном счете замирания создаются интерференцией четырех лучей.

Наиболее важный случай возникновения интерференционных замираний схематически представлен на рис. 5.23. Дело в том, что ионосферу нельзя уподобить идеально гладкой отражающей поверхности. Неизбежные неоднородности в ионосфере приводят к тому, что вместо зеркального отражения лучей от ионосферы возникают частично диффузные отражения, как показано на рис. 5.23, где попадающий на нижнюю границу ионосферы один луч по выходе из ионосферы представляет собой пучок, содержащий множество элементарных лучей. Экспериментально установлено, что угловой раствор пучка достигает нескольких (от одного до пяти) градусов. Таким образом, в место приема попадает множество элементарных лучей, относящихся к различным пучкам. На рис. 5.23 показана интерференция двух элементарных лучей, являющихся соответственно «правым крайним» и «левым крайним» лучами двух пучков. Для того чтобы не затемнять рисунка, на нем не показаны лучи, отражающиеся где-то в промежутке между точками C_1 и C_2. Входящие в состав соответствующих пучков элементарные лучи также попадают в точку B. Интерференция этих лучей в условиях непрерывного изменения их фаз также приводит к явлению замираний.

Помимо рассмотренных случаев замираний, которые носят общее название интерференционных замираний, необходимо остановиться на так называемых поляризационных замираниях. Поляризационные замирания наблюдаются реже интерференционных (по грубой оценке примерно в 10—15% всех случаев) и сущность их заключается в следующем.

Как отмечалось выше, попадающая в ионосферу плоско поляризованная волна под действием магнитного поля Земли расщепляется в общем случае на два эллиптически поляризованных луча. Поле в месте приема возникает в результате интерференции нескольких таких лучей и обычно тоже является эллиптически поляризованным, очень часто с весьма вытянутым эллипсом поляризации. Флуктуационные изменения электронной концентрации на пути распространения радиоволн проявляются в непрерывном изменении параметров эллипса поляризации, который, как и всякий эллипс, полностью характеризуется тремя параметрами: длиной a его большой оси (MN на рис.5.24), ориентировкой этой оси, т. е. углом φ, который составляет эта ось с отсчетной плоскостью (обычно плоскостью горизонта) (рис. 5.24), и отношением малой оси к большой b/a (или, что то же, его эксцентриситетом $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$) Под действием флуктуаций электронной концентрации каждый из этих параметров превращается в случайную функцию времени. В зависимости от условий распространения эти случайные функции могут быть как независимыми, так и связанными определенными корреляционными соотношениями.

Могут представиться следующие случаи:

1. Эллипс поляризации всегда остается вытянутым и величины a и e почти не меняются во времени; наоборот, угол φ непрерывно и случайным образом меняется, принимая с одинаковой вероятностью любое значение в пределах от 0 до 2π.

2. Большая и малая ось эллипса поляризации изменяются во времени почти синхронно. Угол φ по-прежнему принимает любое значение.

3. Все величины a, b и φ меняются случайным и независимым образом.

Первый случай флуктуаций эллипса поляризации и приводит к поляризационным замираниям. Сохраняя почти неизменной свою конфигурацию в пространстве, эллипс поляризации непрерывно меняет ориентировку, т. е. направление большой оси MN (рис. 5.24).

Предположим теперь, что прием сигнала осуществляется на вертикальную антенну. Ясно, что наводимая в антенне эдс будет наибольшей в том случае, если большая ось эллипса примет направление, близкое к вертикали. Наоборот, когда в процессе непрерывных изменений ось MN эллипса поляризации примет направление, близкое к горизонтали, эдс будет наименьшей. Таким образом, колебания направления плоскости поляризации приводят к замираниям сигналов.

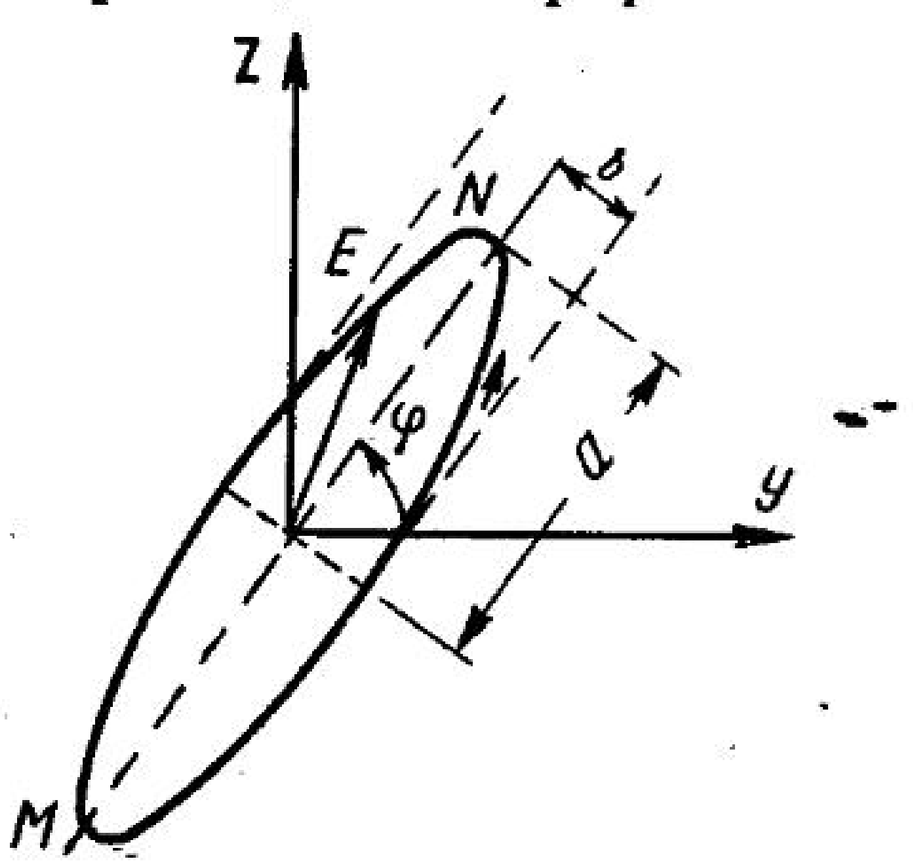


Рис. 5.24. К происхождению поляризационных замираний

Явление поляризационных замираний было подробно изучено А. Н. Щукиным [11]. Поляризационный характер замираний А. Н. Щукин установил путем одновременного измерения вертикальной и горизонтальной составляющей напряженности электрического поля в месте приема. Для этой цели в месте приема устанавливались вертикальный и горизонтальный диполи, соединенные при помощи фидерных линий с двумя отдельными приемниками. Снимаемые с приемников напряжения регистрировались специальным фотозаписывающим устройством на одной ленте. Образец подобной записи, полученный при ярко выраженном поляризационном замирании, воспроизведен на рис. 5.25.

Бросается в глаза, что увеличение уровня сигнала при приеме на вертикальную антенну сопровождается уменьшением сигнала на горизонтальной антенне и наоборот, что ясно указывает на существование непрерывных колебаний ориентировки большой оси эллипса поляризации.

По своей физической природе поляризационные замирания так же, как и интерференционные, являются результатом интерференции нескольких попадающих в место приема лучей, так что, строго говоря, поляризационные замирания следует рассматривать как

частый случай интерференционных. Это обстоятельство позволяет применить общий метод количественного исследования как интерференционных, так и поляризационных замираний.

Второй случай флуктуаций характеризует режим «пульсирующего эллипса поляризации». Наряду с изменением ориентировки непрерывно меняются размеры эллипса: он то вырастает, то сжимается. При приеме на вертикальную и горизонтальную антенны замирания протекают в них почти синхронно.

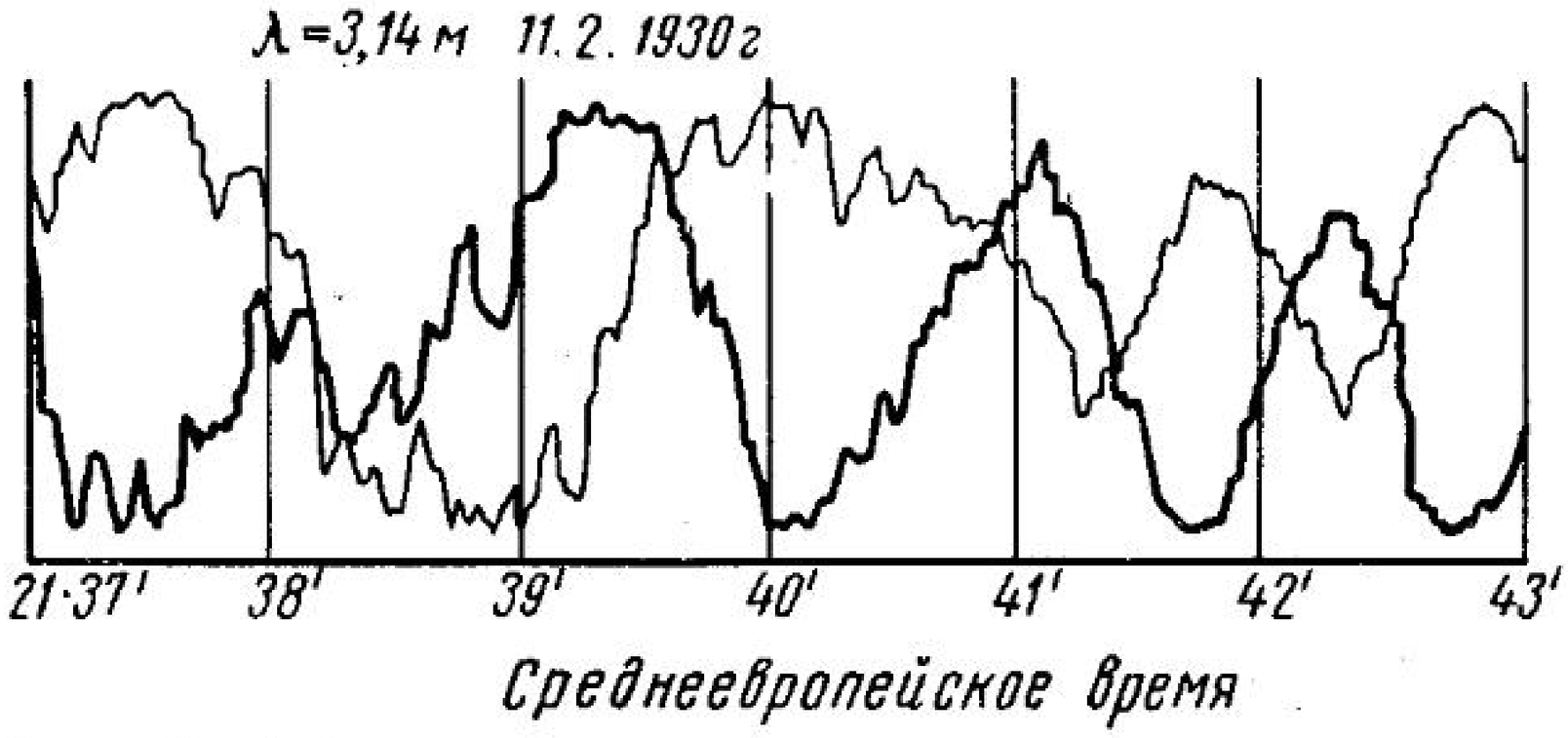


Рис. 5.25. Поляризационные замирания. Толстая линия — вертикальная составляющая электрического поля волны, тонкая — горизонтальная (по А. Н. Щукину)

Наконец, в наиболее общем третьем случае замирания носят «частично поляризованный характер», т. е. при приеме на вертикальную и горизонтальную антенны только в течение части времени проявляется эффект поляризационных замираний.

Меры борьбы с замираниями. Сильные замирания, сопровождающие прием коротких волн, значительно усложняют работу приемного устройства. Для устойчивой работы линии связи необходимо применять ряд мер, парализующих вредное действие замираний как при телеграфном, так и при телефонном приеме.

Так же, как и при тропосферном распространении радиоволн, от замираний в собственном смысле этого слова следует отличать медленные случайные колебания среднего уровня поля. В то время как замирания подчинены рэлеевскому закону распределения, медленные колебания следуют логарифмически нормальному закону. Специально поставленные измерения показали, что стандартная девиация для логарифмически нормального закона составляет 8 *дб* [28]. Плотность распределения замираний и функции распределений выражаются соответственно ф-лами (3.25) и (3.26).

Все сказанное в параграфе 3.11 о методах борьбы с искажениями сигналов, обусловленными замираниями при тропосферном распространении, целиком применимо к диапазону коротких волн. Однако в диапазоне коротких волн, вследствие большой загрузки диапазона, частотная избирательность замираний почти не ис-

пользуется. Основным методом борьбы с замираниями является прием на разнесенные антенны. Достигаемый при этом выигрыш определяется по ф-ле (3.29) и графику рис. 3.33. Заметим, однако, что график рис. 3.33 составлен в предположении, что отдельные антенны разнесены на столь большие расстояния, при которых коэффициент корреляции между принимаемыми на отдельные антенны сигналами близок к нулю. В диапазоне коротких волн это условие не всегда удается выполнить. Кроме того, коэффициент кор-

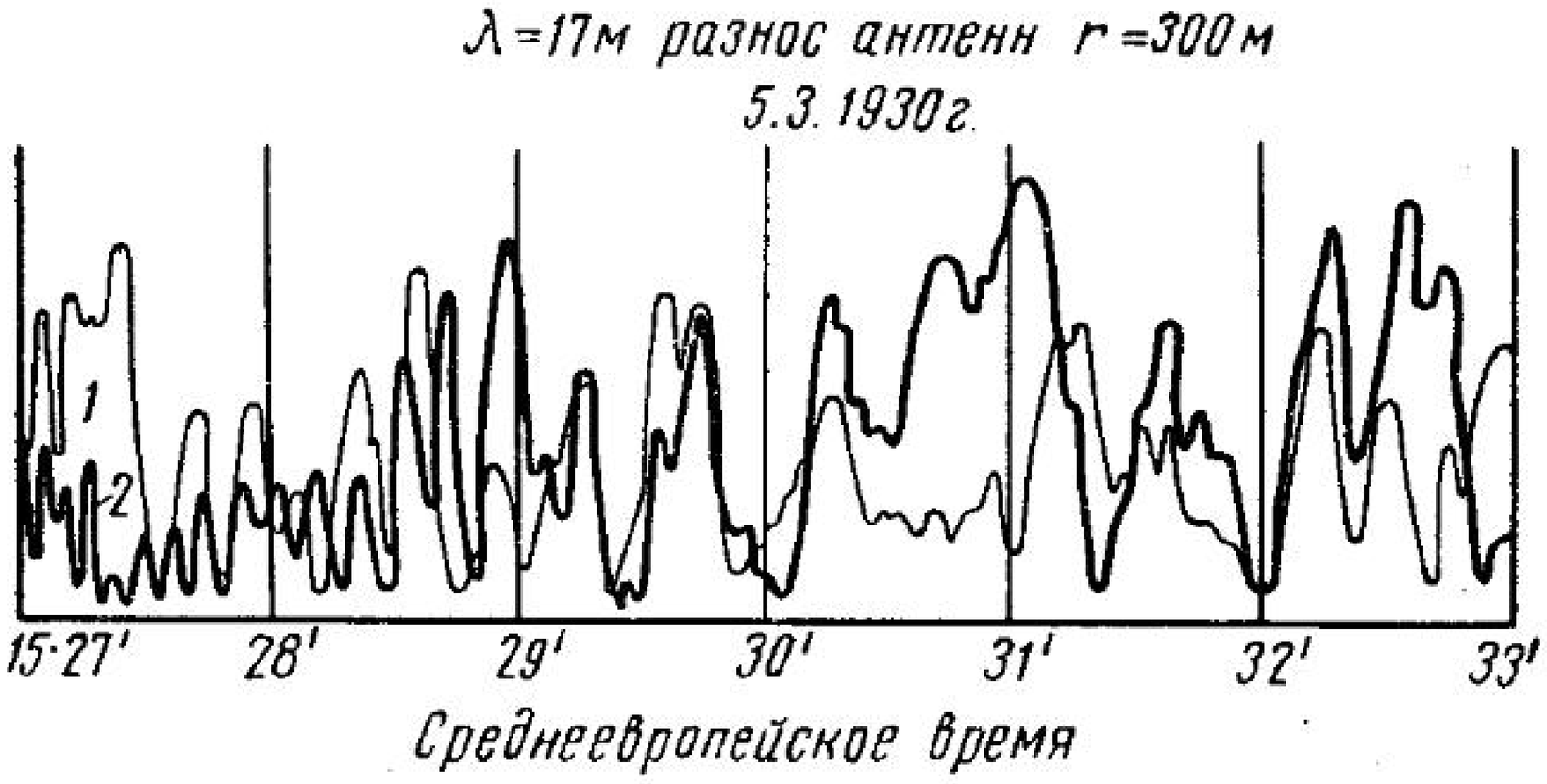


Рис. 5.26. Характер замираний при приеме сигналов на антенны *1* и *2*, разнесенные друг от друга на расстояние порядка 300 *м*; $\lambda = 17$ *м* (по А. Н. Щукину)

реляции зависит от времени. По этой причине реальный выигрыш от применения разнесенного приема часто оказывается меньше теоретически ожидаемого.

Проведенные в диапазоне коротких волн измерения [42] показали, что определенное по автокорреляционной характеристике время корреляции τ [ф-ла (3.28)], при котором коэффициент автокорреляции падает до значений $\rho = 0{,}5 \div 0{,}7$, заключено в интервале от 4,5 до 1,5 *сек*.

При разнесении антенн (в направлении распространения) на 10 длин волн коэффициент взаимной корреляции уменьшается до значения $\rho = 0{,}4$. Влияние разнесения антенн в качестве меры борьбы с замираниями иллюстрируется рис. 5.26.

5.10. ЗОНЫ МОЛЧАНИЯ

Зоной молчания называют образующуюся вокруг работающего коротковолнового передатчика кольцевую область, в которой отсутствует прием сигналов. Такая зона не возникает в диапазоне средних волн, так как там в ночные часы зоны действия земных и ионосферных волн друг друга перекрывают, что, как было показано, приводит к замираниям. В диапазоне коротких волн такое «перекрытие» не происходит; с одной стороны, короткие волны, как земные, поглощаются в почве значительно сильнее,

чем средние; с другой стороны, лучи, угол возвышения которых превышает критический угол возвышения β [см. рис. 4.21 и ф-лу (4.63)], пронизывают ионосферу и от нее не отражаются, а луч, составляющий угол β, попадает в точку *C*, рис. 5.27. Все более пологие лучи попадают соответственно в более удаленные точки на поверхности Земли. Если обозначить через *B* точку, в которой на-

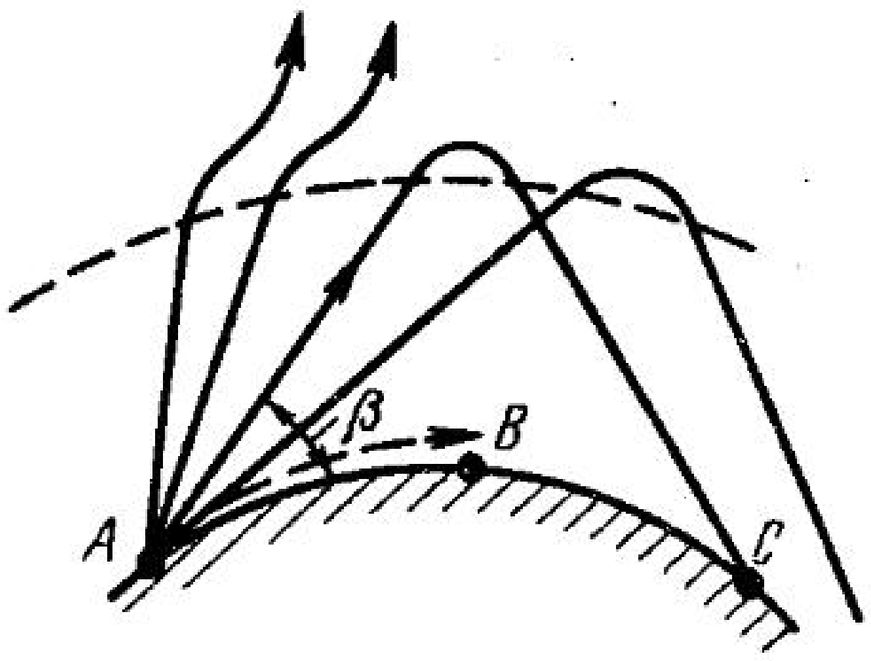


Рис. 5.27. Образование зон молчания

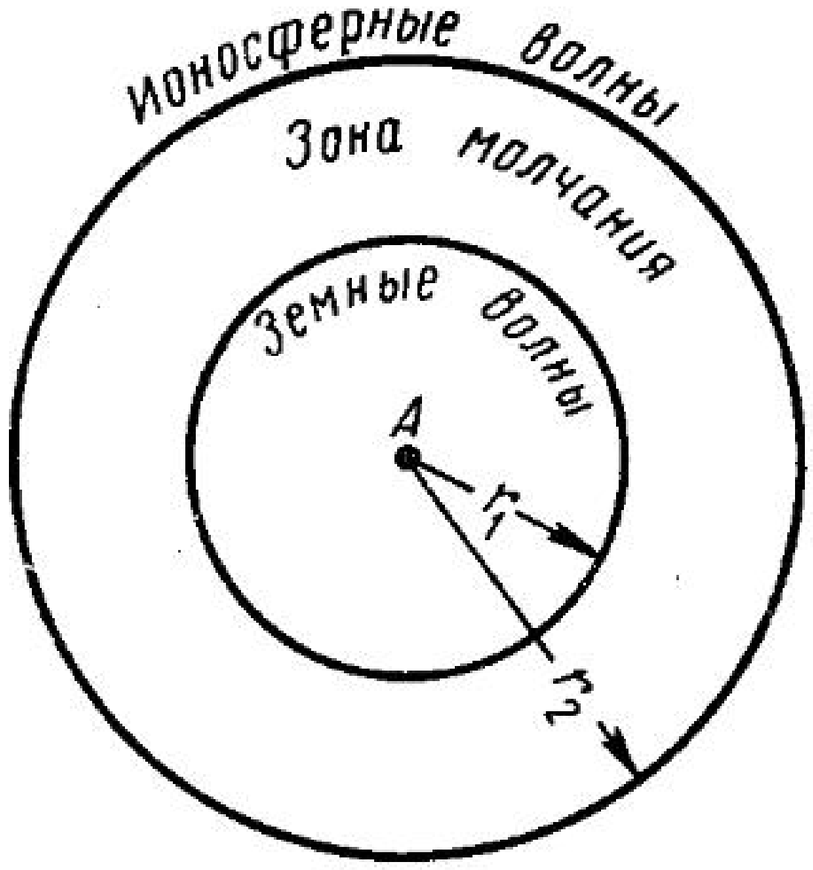


Рис. 5.28. Зоны молчания при распространении коротких воли

пряженность поля земных волн принимает пороговое значение, при котором еще возможен прием сигналов, то область *BC* будет изображать (в разрезе) протяженность зоны молчания.

На рисунке 5.28 показана зона молчания в плане в предположении, что антенна передатчика ненаправленная и что условия распространения ионосферных волн не зависят от азимута. При несоблюдении этих условий зона молчания приобретает более сложную, но тоже кольцевую форму.

Внутренний радиус зоны молчания определяется условиями распространения земных волн. При заданной мощности передатчика он, естественно, не зависит от времени суток, а зависит только от частоты: чем больше частота, тем меньше внутренний радиус зоны молчания. Абсолютное значение внутреннего радиуса устанавливается расчетом напряженности поля земной волны при помощи методов, подробно рассмотренных в главе второй.

Внешний радиус определяется условиями распространения ионосферных волн: он зависит и от времени суток, и от частоты. При заданной частоте и уменьшении электронной концентрации из-за наступления темноты, как следует из ф-лы (4.63),

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{80{,}8 N_{\text{макс}} (1 + 2h/a)}{\sin^2 \beta + 2h/a}}, \; \text{гц},$$

для сохранения неизменных значений $f_{\text{макс}}$ угол β должен быть уменьшен. Следовательно, при наступлении темноты от ионосферы отражаются только более пологие лучи с меньшим значением угла возвышения, которые, естественно, попадают в более удален-

ные пункты. С наступлением темноты внешний радиус зоны молчания возрастает.

Та же формула позволяет ответить на вопрос о том, как изменяется внешний радиус в случае изменения частоты (при неизменном значении максимальной электронной концентрации). При возрастании $f_{макс}$ и неизменном $N_{макс}$ равенство (4.63) будет соблюдаться в случае уменьшения β, т. е. при увеличении частоты внешний радиус зоны молчания также возрастает.

Таким образом, по мере увеличения частоты размеры зоны молчания в целом возрастают за счет одновременного уменьшения внутреннего и увеличения внешнего радиусов зоны. При уменьшении частоты и переходе к диапазону средних волн внешний и внутренний радиусы сначала принимают одинаковые значения, после чего внутренний радиус делается больше внешнего и зона молчания исчезает.

Методы определения абсолютного значения внешнего радиуса зоны молчания рассматриваются в разделе об определении максимально применимых частот (параграф 5.14).

5.11. ЭХО НА КОРОТКИХ ВОЛНАХ

Относительно небольшое поглощение, испытываемое короткими волнами при распространении их на значительные расстояния, позволяет радиоволнам огибать земной шар. При благоприятных условиях наблюдаются случаи многократного распространения коротких волн вокруг земного шара. Это приводит к возникновению так называемого кругосветного радиоэха.

Различают прямое и обратное кругосветное радиоэхо. На рис. 5.29 место расположения радиопередающей станции обозначено буквой *A*, а приемной — *B*. При отсутствии эха радиоволны распространяются по кратчайшему пути *AB*, условно показанному линией *1* [1]). При возникновении благоприятных условий (которые рассматриваются дальше) в точку *B* может попасть волна, излучаемая антенной передатчика в обратном направлении и распространяющаяся по более длинному пути 2. Если кратчайшее расстояние между передатчиком и приемником меньше 20 000 *км*, то сигнал, огибающий земной шар, с другой стороны, попадает в место приема некоторое время спустя после прихода основного сигнала. Степень запаздывания эхосигнала тем больше, чем больше разница в расстояниях при распространении по прямому и обратному направлениям.

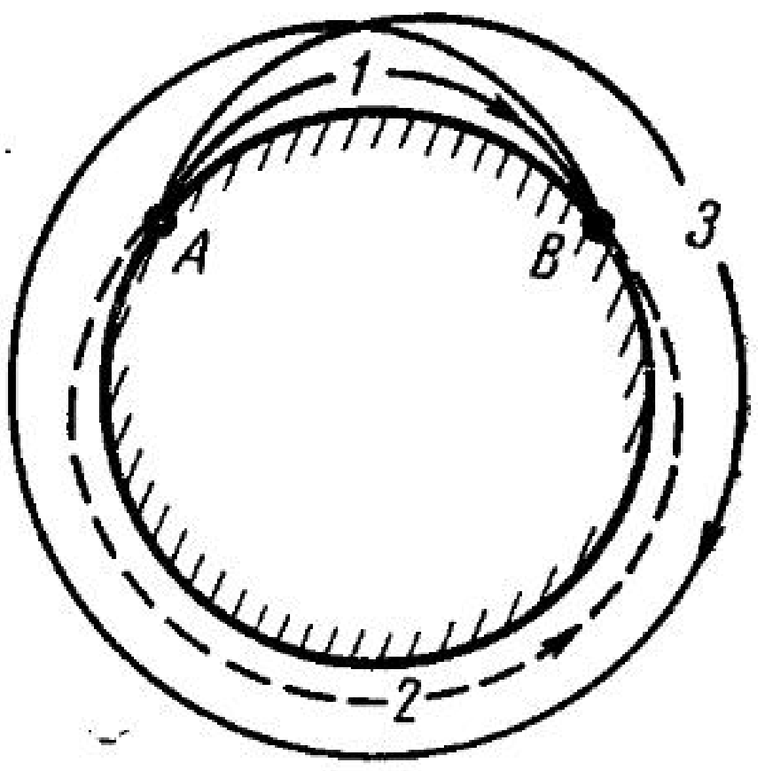


Рис. 5.29. Образование кругосветного эха

---

[1]) Для того чтобы не загружать рисунка излишними деталями, умышленно не показываются испытываемые радиоволнами последовательные отражения между ионосферой и поверхностью Земли.

Учитывая, что для распространения радиоволн вокруг земного шара по экватору со скоростью света в свободном пространстве требуется около 0,13 *сек*, можно в первом, грубом приближении считать, что каждая тысяча километров разности расстояний приводит к запаздыванию в 0,13/40=0,003 *сек*.

Прямым кругосветным эхом называют сигнал, попадающий в точку приема после огибания земного шара в прямом направлении (луч *3*). При прямом кругосветном эхе запаздывание составляет около 0,13 *сек*.

Экспериментальные наблюдения [79] показывают, что время, затрачиваемое сигналом на огибание земного шара, отличается исключительным постоянством. Так, при 218 измерениях время обхода земного шара колебалось в пределах от 0,13760 до 0,13805 *сек*.

Как прямое, так и обратное кругосветное эхо может быть многократным. Разница в моментах прихода сигналов, огибающих земной шар разное число раз, будет кратной 0,13 *сек*. Такое сравнительно значительное время запаздывания эхо-сигналов позволяет непосредственно воспринимать их ухом, как при приеме на слух телеграфных сигналов, так и при приеме радиотелефонных передач. Учитывая, что в ряде случаев интенсивность эхо-сигналов оказывается одного порядка с интенсивностью основного сигнала, приходится считать кругосветное эхо нежелательным явлением, нарушающим все виды радиосвязи. При телеграфном приеме кругосветное эхо является причиной возникновения ложных посылок, а при телефонной передаче кругосветное эхо воспринимается как длительная реверберация или как акустическое эхо. Нарушениям под действием эха подвергаются также фототелеграфные передачи. Все это делает понятным необходимость ведения эффективной борьбы с явлением кругосветного эха.

Проще всего осуществить подавление обратного кругосветного эха. Для этого достаточно применять однонаправленные передающие и приемные антенны. Труднее устранить прямое кругосветное эхо. Понятно, что применение однонаправленных антенн здесь делу не поможет, поскольку и основной сигнал, и эхо-сигнал приходят с одного направления и в ряде случаев под весьма близкими углами к горизонту.

В основу методов борьбы с прямым кругосветным эхом можно положить то обстоятельство, что во время возникновения кругосветного эха состояние ионизации в разных пунктах отражения, вследствие разной длительности дня и ночи, не вполне одинаково. Это позволяет в большинстве случаев выбрать радиоволны таких частот, которые, распространяясь по более длинному пути, либо испытывают значительное поглощение, либо вовсе не отражаются от ионосферы. При этом не исключается, что придется в течение двух-трех часов существования эха перейти на новую частоту.

В тех случаях, когда напряженность поля основного сигнала значительно превышает напряженность поля эхо-сигнала, почти

всегда удается добиться подавления эха путем перехода на волну более низкой частоты, испытывающую бо́льшее поглощение.

В практике распространения коротких волн особенно большую роль играет явление ближнего эха. Ближнее эхо возникает в тех случаях, когда в место приема попадают два или большее число лучей, претерпевших разное число отражений от ионосферы (т. е. при наличии многолучевости), при том непременном условии, что передатчик излучает весьма кратковременные посылки, длительностью до одной миллисекунды. Условия возникновения ближнего эха, схематически представленные на рис. 5.30, по существу, те

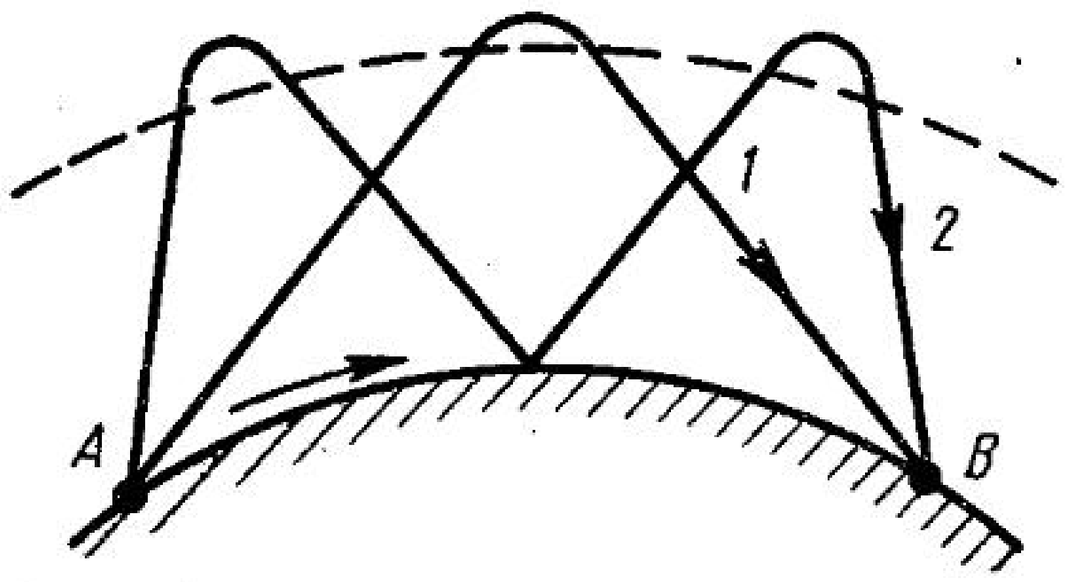


Рис. 5.30. Схема возникновения ближнего эха

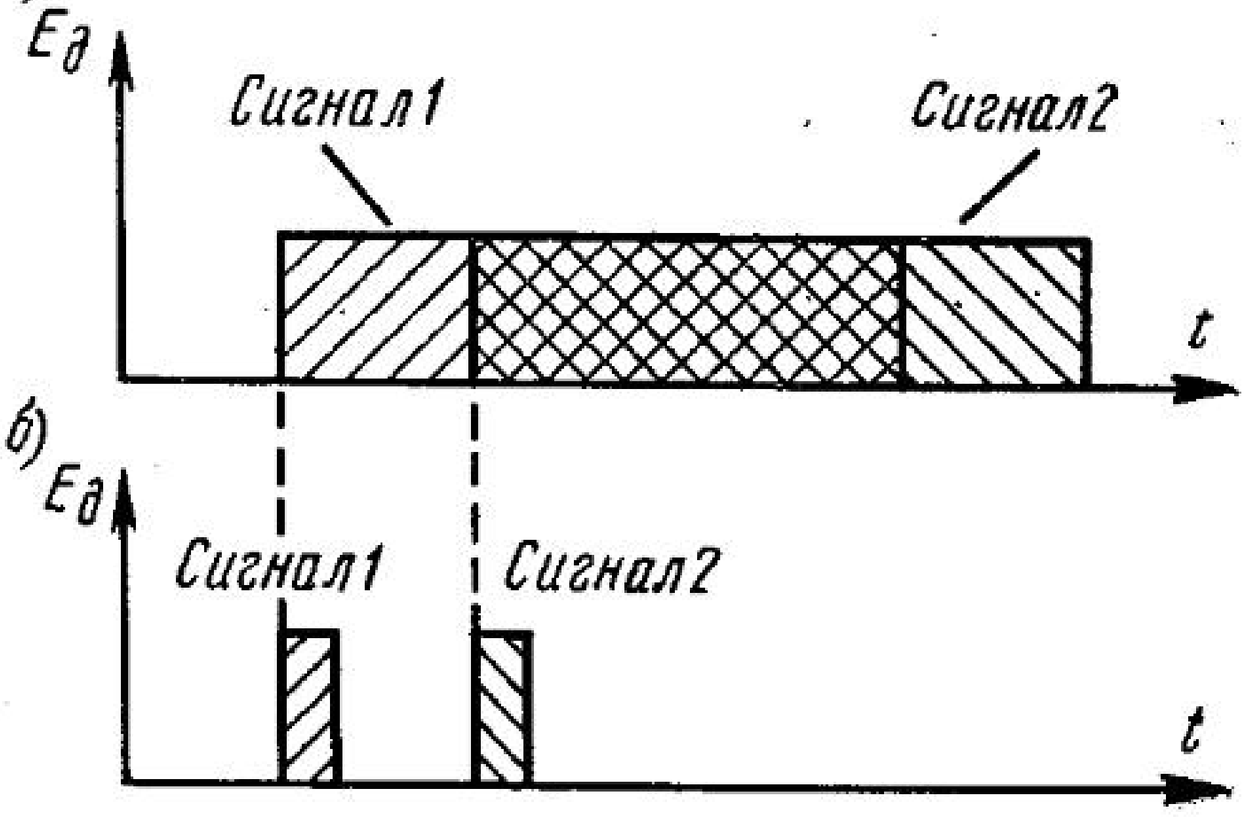


Рис. 5.31. К рассмотрению условий возникновения ближнего эха

же, которые вызывают образование интерференционных замираний. Однако один и тот же механизм приводит к разным физическим процессам (замираниям в одном случае и ближнему эху — в другом) из-за того, что в первом случае вследствие большой длительности посылки (2 *мсек* и более) сигнал, пришедший по пути *1*, воздействует на приемную антенну одновременно с сигналом, который прошел путь *2*. Сигналы перекрывают друг друга, как показано на рис. 5.31*а*, и возникает интерференция, приводящая к замираниям. Во втором случае при длительностях посылок, не превышающих 1 *мсек*, сигналы не перекрывают друг друга (рис. 5.31*б*) и интерференционного взаимодействия не происходит.

Элементарные расчеты показывают, что время запаздывания второго сигнала относительно первого колеблется в пределах от 0,5 до 2 *мсек*. Ближнее эхо нарушает работу фототелеграфных линий радиосвязи, а также линий связи, на которых применяется аппаратура сверхбыстродействующего телеграфирования.

Средствами борьбы с ближним эхом являются все мероприятия, приводящие к ослаблению приема лучей, претерпевших дополнительное число отражений от ионосферы. Такими мероприятиями являются:

а) применение рабочих частот, настолько близких к максимальным, чтобы условие отражения для более крутых лучей не выполнялось;

б) использование остронаправленных в вертикальной плоскости передающих и приемных антенн с прижатой к земле диаграммой направленности.

5.12. ВЛИЯНИЕ 11-ЛЕТНЕГО ПЕРИОДА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ ВОЛН

Хорошо известно, что с астрономической точки зрения так называемая солнечная активность не остается из года в год постоянной, а подвержена характерным изменениям, которые носят почти периодический характер. Вариации солнечной активности проявляются в изменении числа и площади солнечных пятен, в изменении числа и интенсивности факелов, протуберанцев, флоккул и в изменении интенсивности радиоизлучения. Наиболее удобно наблюдаемым признаком изменения солнечной активности является измерение относительного (среднегодового) числа солнечных пятен. Именно этим параметром будет в дальнейшем характеризоваться солнечная активность.

Пятна представляют собой глубокие воронки на поверхности Солнца с вихревым движением материи и являются очагами бурной деятельности Солнца. Современные гипотезы связывают образование солнечных пятен с гидромагнитными волнами, зарождающимися в центральной части Солнца и медленно продвигающимися к его поверхности. Изменение солнечной активности сопровождается изменением интенсивности короткого ультрафиолетового излучения (короче 2200 Å), рентгеновского излучения, радиоизлучения и корпускулярных потоков, т. е. тех видов энергии, которые целиком поглощаются в верхних слоях атмосферы и поверхности Земли не достигают. Этим объясняется то обстоятельство, что измерения плотности потока солнечного излучения у поверхности Земли не позволяют обнаружить 11-летнюю периодичность.

На рис. 5.32 показано изменение относительного числа солнечных пятен за время с 1750 г. по 1970 г. За это время минимальное число солнечных пятен составляло 0,0 (в 1810 г.), а максимальное доходило до 190,2 (в 1957 г.). Как видно из формы кривой, солнечная активность не представляет собой строго периодического процесса. В среднем более чем за 200 лет период солнечной активности составил 11,3 года с отклонениями на ±4 года от этого значения.

Цифры в кружках обозначают нумерацию солнечных циклов за период, для которого удалось обработать архивные материалы обсерваторий по регистрации солнечной активности. Из рис. 5.32 следует, что в настоящее время проходит 20- цикл.

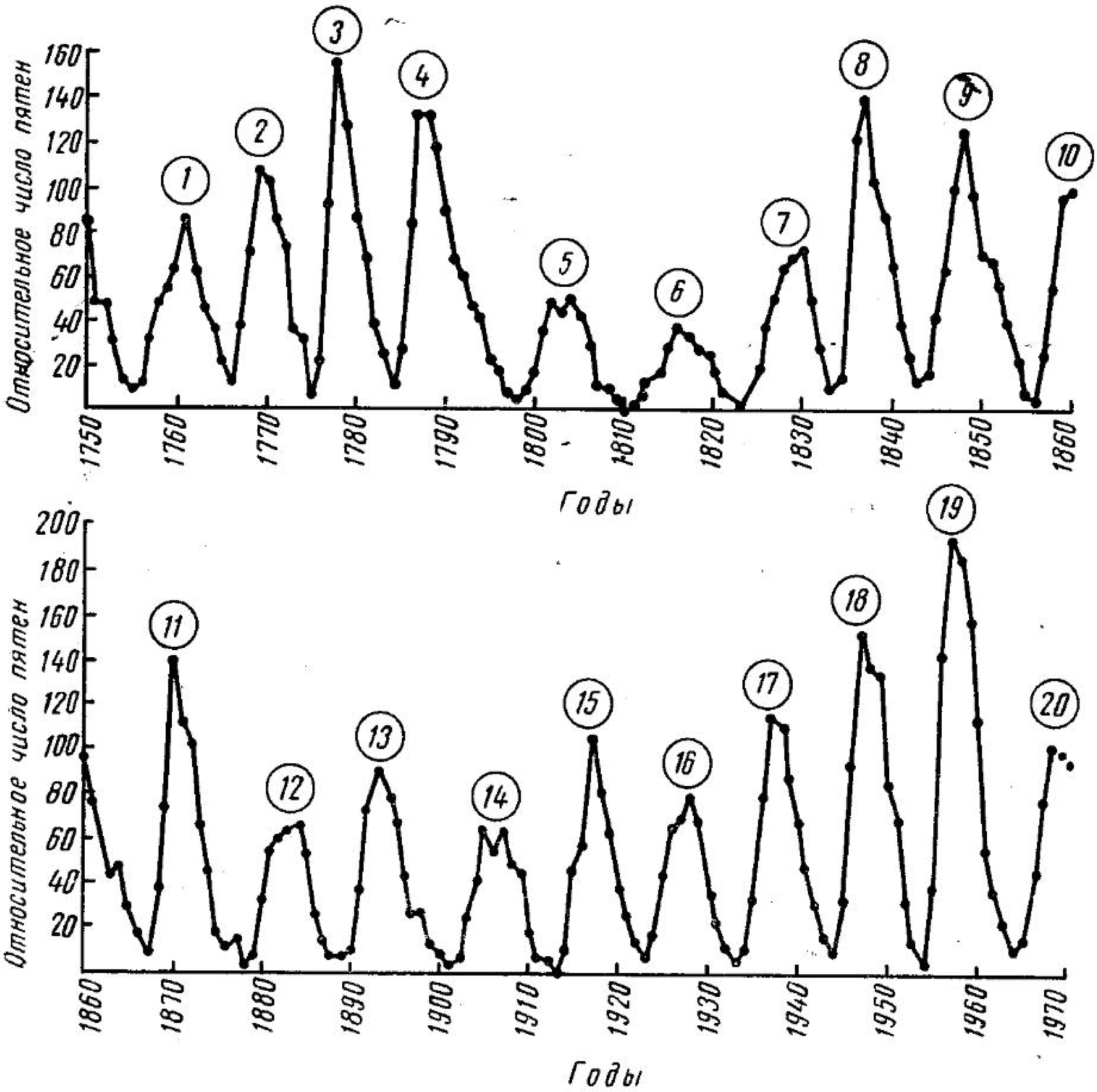


Рис. 5.32. Изменение относительного числа солнечных пятен с 1750 г. по 1970 г.

На рис. 5.33 показан в более детальном виде участок рис. 5.32, охватывающий 18, 19 и 20-й циклы изменения солнечной активности. Вертикальная прямая характеризует возможные отклонения от прогнозируемых значений [79а]. Рисунок 5.33 показывает, что последний максимум солнечной активности наблюдался в ноябре 1968 г. при среднегодовом значении 105,9 пятна.

Особенный интерес представляет характер изменения солнечной активности за последние годы и состояние ее в настоящее время. В табл. 5.4 приведены относительные числа пятен в максимумах и минимумах, начиная с 1933 г., а в табл. 5.5 — относительные числа солнечных пятен за 1953—1969 гг.

Данные табл. 5.4 указывают на быстрое возрастание числа солнечных пятен за время от минимума до максимума (3—4 года) и сравнительно медленное спадание активности от максимума до ми-

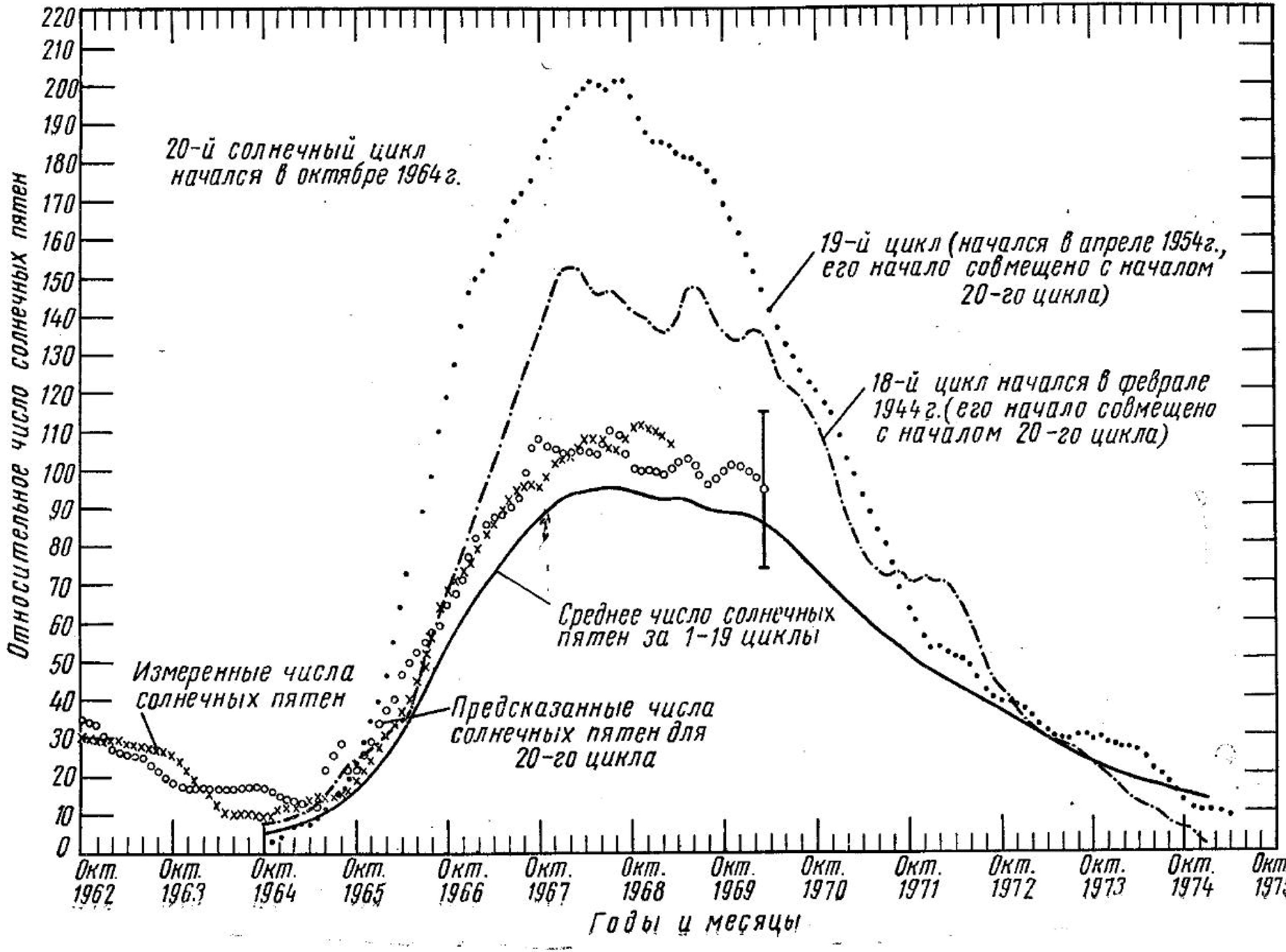


Рис. 5.33. Более детальная картина изменения относительного числа солнечных пятен за три последних цикла. Сплошная линия характеризует усредненный за 1—19-й циклы ход солнечной активности. Крестиками показаны измеренные значения числа пятен за 20-й цикл, а кружками — прогнозируемые на 6 месяцев вперед

ТАБЛИЦА 5.4

МАКСИМАЛЬНЫЕ И МИНИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН С 1933 г.

Год	Число пятен в годы максимумов	Число пятен в годы минимумов	Промежутки между годами максимума и минимума		
1933		5,7			
1937	114,4		4	11	
1944		9,6	7		10
1947	151,6		3		
1954		4,4	7	10	
1957	190,2		3		10
1964		10,2	7	10	
1968	105,9		4		11

Таблица 5.5

ИЗМЕНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ЗА 1953—1970 гг.

Год	Относительное число солнечных пятен	Год	Относительное число солнечных пятен
1953	13,9	1963	27,9
1954	4 4	1964	10,2
1955	38,0	1965	15,1
1956	141,7	1966	47,0
1957	190,2	1967	93,8
1958	184,8	1968	105,9
1959	159,0	1969	105,5
1960	112,3	1970	104,5
1961	53,9		
1962	37,5		

нимума (7 лет). Обращает на себя внимание большое число пятен в 1947 г. (151,6) и еще более высокий максимум 1957 г. (190,2), превысивший максимум 1778 г. (154,4), который до последних лет считался наиболее высоким.

Измерение магнитных полей солнечных пятен показывает, что они изменяют свою полярность каждый 11-летний цикл, поэтому астрономы считают более правильным говорить о 22-летнем периоде солнечной активности.

С увеличением солнечной активности возрастает электронная концентрация во всех ионизированных областях атмосферы. В наибольшей степени это проявляется во внешней части атмосферы, т. е. в области F_2, а в наименьшей — в области E. Данных по области D еще недостаточно.

На рис. 5.34 показана серия ионограмм для июня и декабря 1933—1937 гг., когда относительное число пятен изменилось с 5,9 до 114,4. Данные относятся к 40° северной широты. Из рассмотрения ионограмм следует, что критическая частота области E за указанный промежуток времени увеличилась на 25%. В то же время критическая частота области F_2 возросла в два раза. Приблизительно во столько же раз увеличиваются максимальные частоты, которые можно применять на линиях связи заданной протяженности. Поскольку с увеличением частоты поглощение в областях D и E уменьшается, то переход к более высоким частотам следует считать безусловно целесообразным. Таким образом, при усилении солнечной активности поддиапазоны ночных, промежуточных и дневных волн сдвигаются в сторону более высоких частот. Кроме этого, в годы высокой солнечной активности условия распространения коротких волн в целом улучшаются, что можно объяснить общим увеличением ионизации верхних слоев атмосферы.

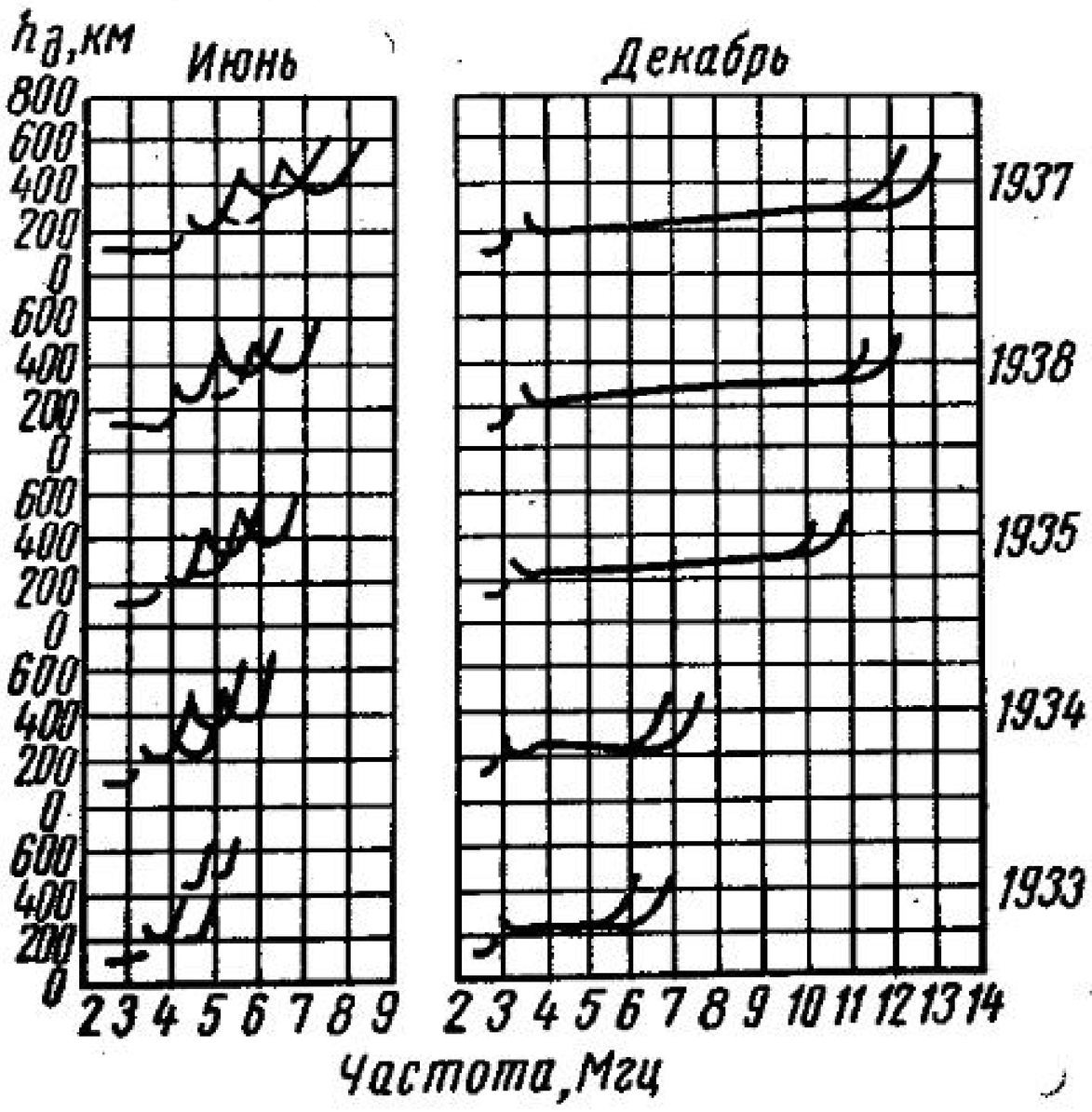


Рис. 5.34. Зависимость среднемесячных летних и зимних высоточастотных характеристик от фазы 11-летнего периода солнечной активности

Напомним, что в составляемых в виде прогноза ионосферных картах области F_2 влияние 11-летнего периода полностью учитывается.

Более подробные сведения о влиянии регулярных изменений состояния ионосферы на условия распространения коротких волн можно найти в работах Г. М. Бартенева [80, 81].

5.13. ВЛИЯНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ ВОЛН

Среди многообразных видов геомагнитных возмущений на условия распространения коротких волн влияют четыре: общие ионосферные возмущения, связанные со всемирными магнитными бурями; поглощения в зоне полярных сияний; поглощения в полярной шапке и внезапные поглощения.

Общие ионосферные возмущения. Эти возмущения создаются происходящими время от времени на Солнце извержениями потока заряженных частиц, которые, вторгаясь в атмосферу Земли, вызывают нагревание верхних слоев атмосферы и нарушают нормальную структуру ионизированной области атмосферы, главным образом, самой верхней ее части — области F_2. Приближаясь к Земле и вступая во взаимодействие с магнитным полем Земли, корпускулярные потоки отклоняются от первоначальных прямолинейных траекторий, завихряются и попадают, главным образом, в полярные районы. Этим определяется географическое распределение ионосферных возмущений, которые в наибольшей степени проявляются в кольцевой зоне вокруг магнитных полюсов. Интенсивность ионосферных возмущений заметно снижается по мере уменьшения геомагнитной широты.

Потоки вторгающихся в атмосферу Земли частиц, помимо ионосферных возмущений, вызывают магнитные бури и полярные сияния. Магнитные бури рассматриваемого типа одновременно регистрируются на всем земном шаре, в отличие от местных бурь, наблюдаемых в полярных районах. Согласно новейшим теориям большую роль в развитии магнитных бурь могут играть радиационные пояса. Возможно, что вторгающиеся в атмосферу частицы первоначально находились в «ловушках», образованных радиационными поясами. Большую роль в создании магнитных бурь некоторые авторы приписывают гидромагнитным волнам. Длительность магнитных бурь и связанных с ними ионосферных возмущений колеблется от немногих часов до двух суток.

Во время ионосферных возмущений электронная концентрация в области F_2 резко уменьшается, а действующие высоты (под действием «нагревания») возрастают, что приводит в соответствии с ф-лой (4.63) к уменьшению максимальных частот. Нарушается правильная структура области F_2 — она приобретает «многослойную» конфигурацию. При наиболее сильных возмущениях ионизация области F_2 уменьшается столь значительно, что эта область теряет способность отражать короткие волны. Именно в этом смысле говорят о «нарушении области F_2» во время ионосферных возмущений в районе высоких геомагнитных широт.

Ясно, что описанные изменения в структуре области F_2 приводят к резкому нарушению условий прохождения коротких волн. Во время ионосферных возмущений возрастает поглощение коротких волн; уменьшаются значения максимальных частот, которые до начала возмущения использовались на данной трассе; наконец, при самых сильных бурях в высоких широтах полностью прекращается прохождение коротких волн.

Связь между солнечной активностью и геомагнитными возмущениями иллюстрируется рис. 5.35, по оси ординат которого отложены, с одной стороны, относительное число солнечных пятен R, а с другой — индекс магнитной активности u_1. Бросается в глаза идентичность общей формы обеих кривых.

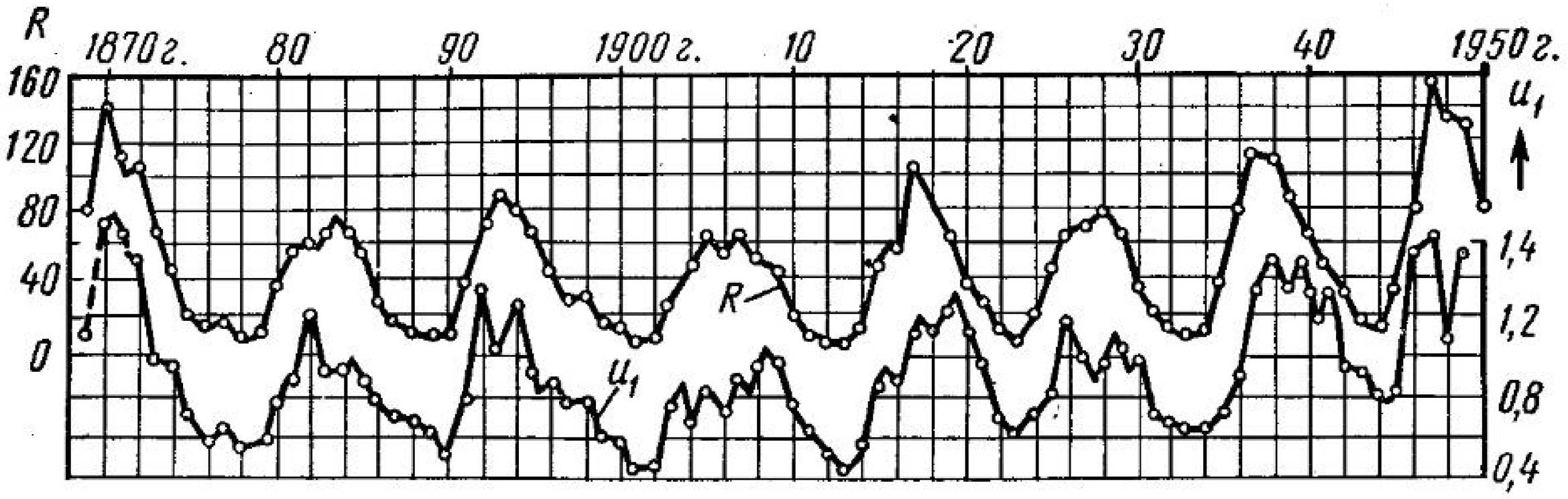


Рис. 5.35. Сопоставление изменений относительного числа солнечных пятен R и индекса магнитной активности u_1 с 1870 г. по 1950 г.

Сильные ионосферные и магнитные бури обладают явно выраженной тенденцией повторяться через 27 суток (период обращения Солнца вокруг своей оси). Объяснение этому явлению можно видеть в том, что очаги корпускулярных потоков могут сохранять свою активность в течение нескольких месяцев и, спустя 27 суток, принимают прежнее положение относительно Земли, что приводит к повторению возмущений.

Успехи, достигнутые в последние годы в организации так называемой службы Солнца, т. е. систематических наблюдений во многих обсерваториях за возникновением и развитием активных образований на поверхности Солнца, дали возможность довольно точно предсказать возникновение ионосферных и магнитных возмущений.

Мерами борьбы с нарушениями коротковолновой связи под действием ионосферных возмущений являются:

а) применение в районах, подверженных ионосферным возмущениям (в области геомагнитных широт выше примерно 50°), передатчиков повышенной мощности и более эффективных передающих и приемных антенн;

б) использование во время начавшегося ионосферного возмущения принципа маневрирования волнами, который заключается в постепенном переходе, по мере развития бури, на более низкие частоты (вследствие уменьшения электронной концентрации области F_2); этот метод предложен работниками Московского радиотехнического узла;

в) применение во время резкого уменьшения электронной концентрации области F_2 ретрансляционных коротковолновых линий, проходящих вне зоны сильных возмущений, как показано на рис. 5.36.

Здесь AB — основная линия связи, проходящая в зоне возмущений. В качестве места установки ретрансляционной станции выбран пункт C, находящийся к югу от зоны возмущений. Трассы AC и CB расположены вне зоны возмущений, поэтому во время нарушений связи на основной магистрали связь по обходным трас-

сам будет проходить нормально. Данный метод разработан группой ученых под руководством академика М. В. Шулейкина [82].

В параграфе 3.10 было введено понятие о факторе F (произведение максимальной длительности задержки на максимальную частоту замираний), характеризующем степень сложности условий распространения. Было показано, что для тропосферных линий $F = 10^{-5}$. Заметим, что для коротковолновых линий связи при спокойной ионосфере F меняется в пределах от 10^{-4} до 10^{-2}. При возмущениях этот фактор возрастает до величин порядка $10^{-2} \div 1$. Это показывает, что в коротковолновых линиях условия прохождения носят более сложный характер, чем в тропосферных каналах.

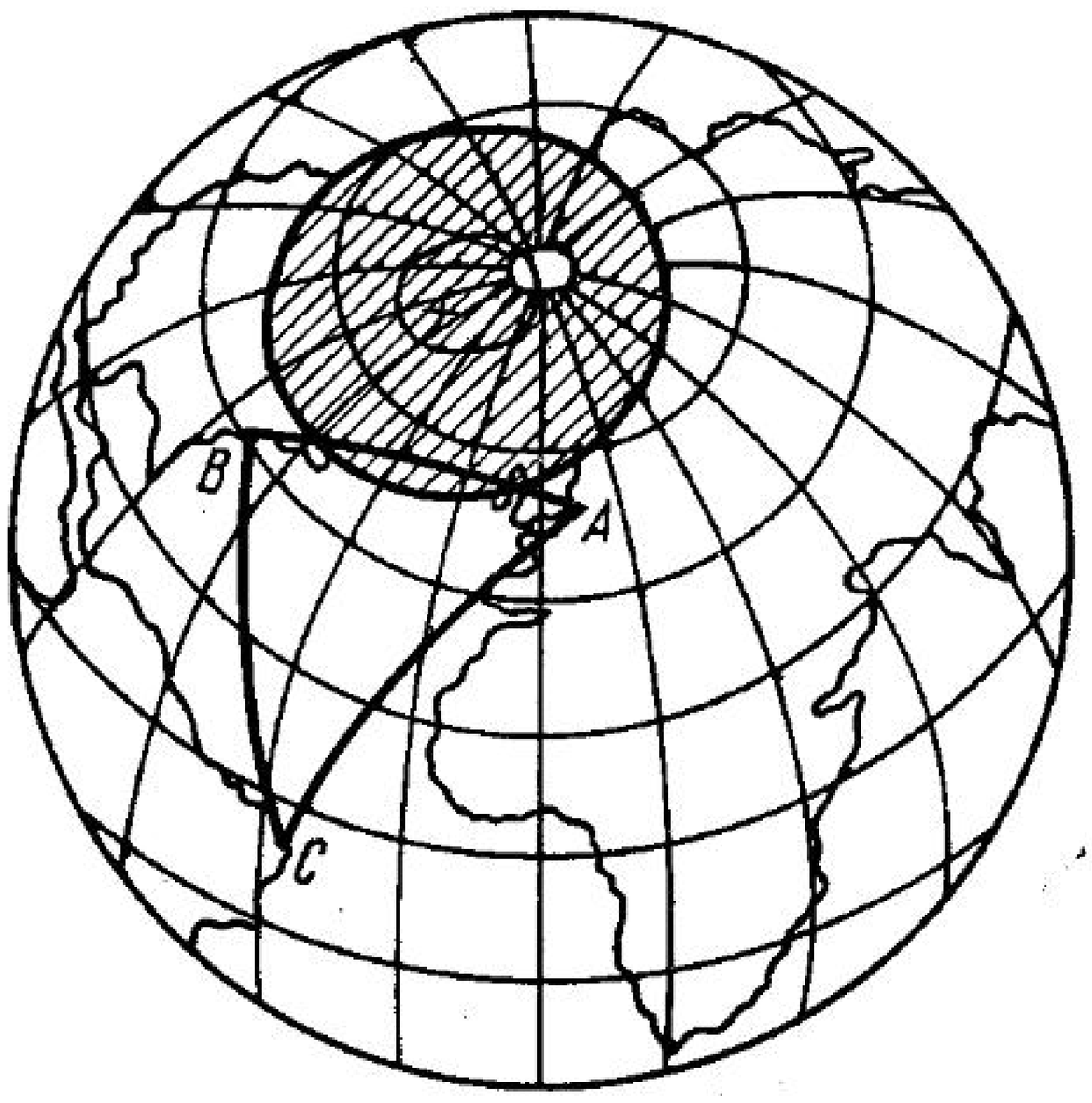


Рис. 5.36. Применение ретрансляционных линий радиосвязи AC и CB для борьбы с ионосферными возмущениями на радиолинии AB

Поглощение в зоне полярных сияний. Помимо рассмотренных выше мировых ионосферных возмущений, регистрируемых одновременно на всем земном шаре, в полярных районах часто происходят ионосферные возмущения местного характера, которые носят название поглощений. Среди них в первую очередь следует отметить поглощения в зоне полярных сияний. Так называют кольцевую зону или зону спиральной формы, проходящую на геомагнитной широте $\pm 67{,}5^\circ$, шириной до 10°. Под действием заряженных частиц с энергией до 1 *Мэв*, глубоко проникающих в атмосферу на уровне областей D или E, образуется сильно ионизированная область, которая вызывает значительное поглощение распространяющихся коротких волн. В то же время, ионизация этого слоя недостаточна для отражения коротких волн. Поглощения в зоне полярных сияний часто являются предвестником мировых магнитных бурь. Длительность полярных поглощений измеряется часами и сутками.

Поглощение в полярной шапке. Другая разновидность ионосферных возмущений местного характера носит название «поглощений в полярной шапке», сокращенно ППШ или PPA—Polar Cap Absorption — по английской терминологии. В отличие от зоны полярных сияний, полярной шапкой называют круговую область, с центром в геомагнитных полюсах, нижней границей которой являются геомагнитные широты порядка 64°.

Как полагают, сильная ионизация в этой области время от времени создается потоками космических лучей солнечного происхождения, обладающих энергией 10—100 *Мэв*, т. е. гораздо бо-

лее энергичными частицами, чем частицы, вызывающие поглощение в зоне полярных сияний. Под ионизирующим действием этих частиц так же, как и в предыдущем случае, но в районе всей полярной шапки на высоте области D формируется сильно ионизированный слой, поглощающий короткие волны. Длительность поглощений в полярной шапке достигает десятков часов.

Внезапные поглощения. Так называется особый вид ионосферных возмущений, который вызывается происходящими время от времени на поверхности Солнца хромосферными вспышками. Вспышки сопровождаются резким усилением интенсивности коротковолнового ультрафиолетового и рентгеновского излучений. Это подтверждено прямыми измерениями при помощи приборов, установленных на геофизических ракетах. Измерения показали, что хромосферные вспышки связаны с усилением интенсивности излучения в области линии L_α — водорода (1215,7 $\mathring{A}$) и в диапазоне рентгеновских лучей (1—15 $\mathring{A}$). Глубоко проникая в атмосферу Земли, электромагнитная радиация вызывает сильную ионизацию слоя D, а следовательно, и значительное поглощение коротких волн.

Как показали специально поставленные ионосферные наблюдения, увеличение ионизации слоя D препятствует возникновению нормальных отражений от области F_2. В то же время, ионизация вновь образованного слоя недостаточна для отражения от него коротких волн.

Распространяясь по прямолинейным траекториям и не испытывая отклоняющего действия со стороны магнитного поля Земли, лучистая ионизирующая энергия может попасть только на освещенную половину земного шара, вызывая тем бо́льший эффект поглощения коротких волн, чем меньше зенитный угол Солнца. Внезапные поглощения совершенно не связаны с магнитными бурями рассмотренного выше вида. Длительность внезапных поглощений колеблется от нескольких минут до нескольких часов.

5.14. ОСНОВЫ РАСЧЕТА УСЛОВИЙ ПРОХОЖДЕНИЯ НА КОРОТКОВОЛНОВЫХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

Методика расчета условий прохождения волн на коротковолновых линиях связи существенно отличается от таковой для рассмотренных ранее диапазонов сверхдлинных и средних волн. Там расчет сводится к определению необходимой мощности передатчика, для чего нужно было рассчитать напряженность поля в месте приема, создаваемую 1 *квт* излученной мощности.

Особенности распространения коротких волн заключаются, с одной стороны, в необходимости поддерживать связь на частотах, не превосходящих максимально применимых частот (сокращенно — МПЧ) для заданной трассы и заданного состояния ионизи-

рованных слоев, а с другой стороны, в явно выраженной зависимости поглощения коротких волн в ионосфере от частоты (с уменьшением частоты поглощение возрастает). Поэтому на первый план выдвигается задача определения наивыгоднейших для связи частот. Расчет условий прохождения на коротковолновых линиях связи следует разбить на две части.

Во-первых, необходимо определить оптимальные для связи частоты и, учитывая зависимость ионизации области F_2 и E от времени суток, времени года и фазы 11-летнего периода солнечной активности, составить график рекомендуемых для связи частот.

Во-вторых, для выбранных длин волн рассчитать множитель ослабления, что позволит определить необходимую мощность передатчика для требуемой напряженности поля в месте приема, которая, в свою очередь, определяется по уровню помех и заданной надежности связи.

Определение МПЧ и составление расписания смены частот. Наиболее простым и удобным способом составления суточного графика МПЧ для заданной трассы является применение ионосферных карт. При помощи сетки географических координат, нанесенной на каждой ионосферной карте (см. рис. 4.34), изготовляют кальку, на которую наносят экватор, один из меридианов (например, гринвичский) и конечные пункты трассы.

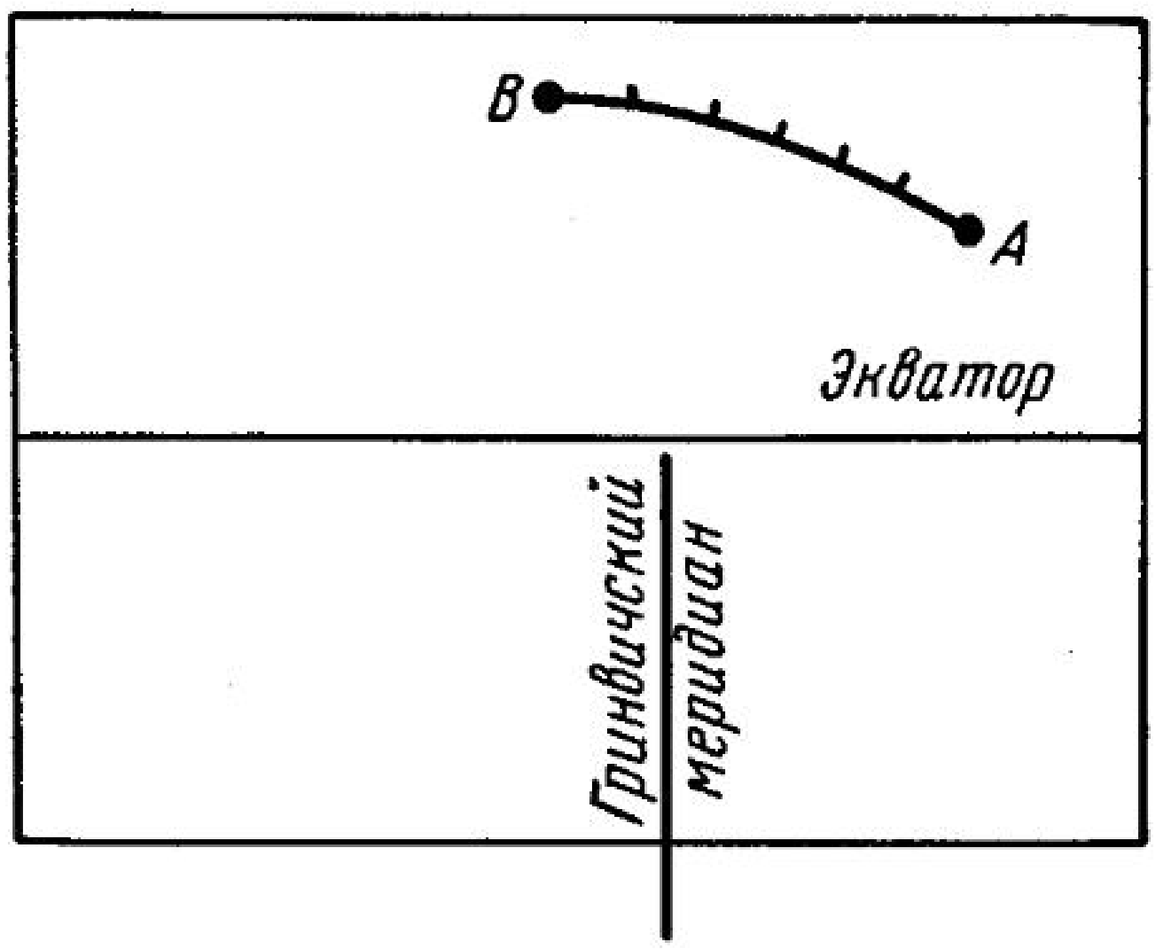


Рис. 5.37. К определению МПЧ на заданной трассе

Таблица 5.6

СОСТАВЛЕНИЕ СУТОЧНОГО ГРАФИКА МПЧ НА ТРАССАХ КОРОЧЕ 4000 *км*

Время суток, *час*	МПЧ-0 *Мгц*	МПЧ-4000 *Мгц*	МПЧ *Мгц*	ОРЧ *Мгц*
0	6	12	11,3	8,5
2				
4				
.				
.				
.				
.				
•				
22				

Затем при помощи карты дуг больших кругов, которая прилагается к каждой инструкции об определении МПЧ, по описанному в инструкции методу на кальку наносят дугу большого круга и размечают через 1000 *км* масштаб расстояний. Изготовленная таким образом калька показана на рис. 5.37. Далее могут представиться два случая. Максимальное расстояние, на которое распространяется волна за счет одного отражения от слоя F_2, равно 4 000 *км*. Если длина трассы меньше этой величины, то имеет мес-

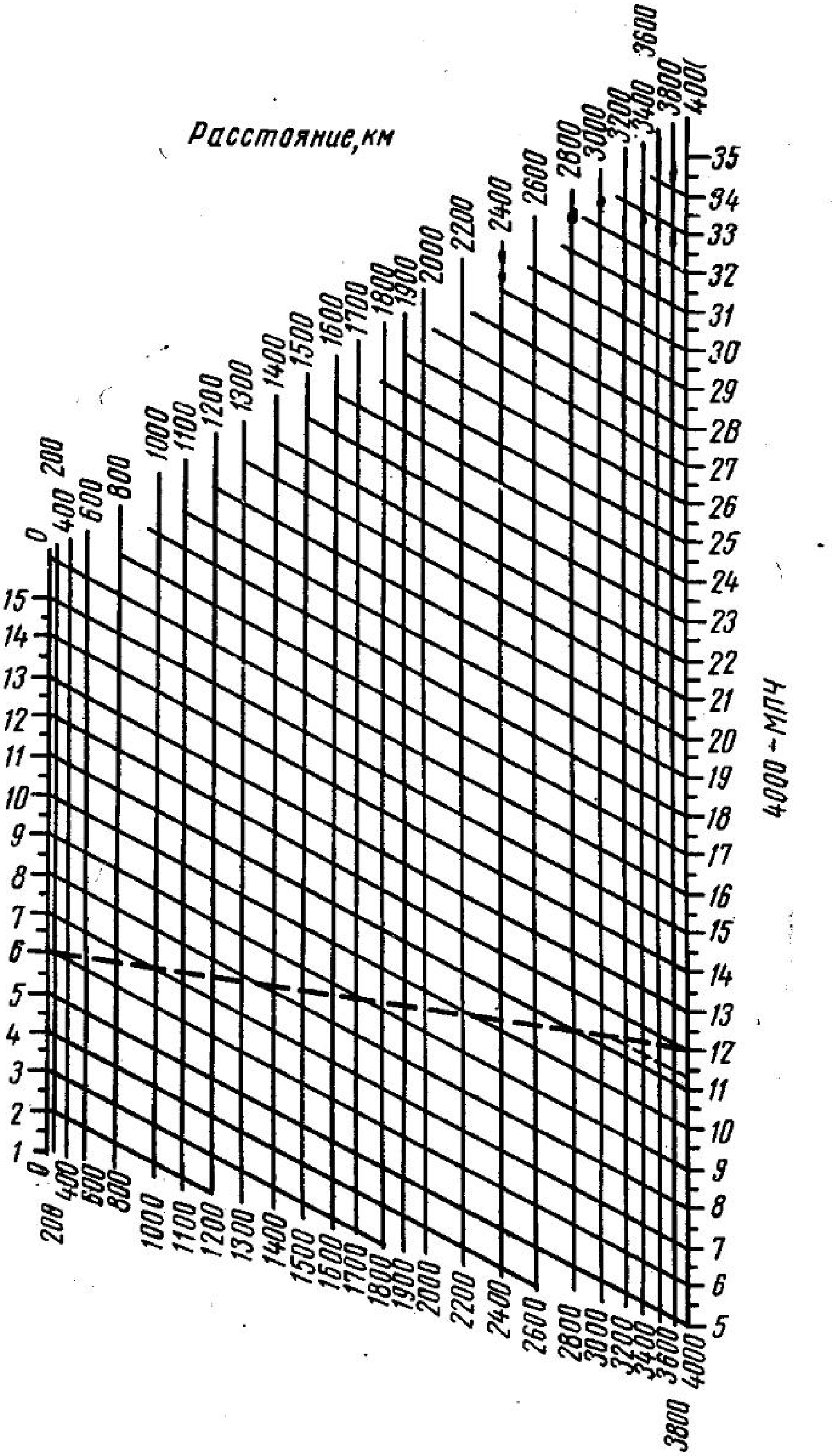


Рис. 5.38. Номограмма для определения МПЧ на трассах протяженностью от 0 до 4000 *км*

то одно отражение, и точку на середине трассы отмечают особым значком. Далее кальку накладывают на ионосферную карту МПЧ-0 для 0 часов таким образом, чтобы экватор и меридиан кальки совпадали с соответствующими линиями на карте. Против значка на середине трассы отсчитывают соответствующее значение МПЧ-0, которое заносится во второй столбец табл. 5.6.

Пусть, к примеру, это значение составит 6 *Мгц*. Накладывая таким же образом кальку на карты МПЧ-0 для 2, 4 и до 22 *час*, заполняют весь столбец. Та же процедура далее повторяется для комплекта карт МПЧ-4000 и заполняется следующий столбец. Например, МПЧ-4000 для 0 *час* равно 12 *Мгц*. Допустим, что длина рассматриваемой трассы составляет 3000 *км*. Ясно, что МПЧ для такой трассы будет меньше МПЧ-4000, но больше МПЧ-0. Необходимую интерполяцию можно осуществить при помощи номограммы, представленной на рис. 5.38. Здесь нужно положить прозрачную линейку так, чтобы она проходила через цифру 6 на оси МПЧ-0 и через цифру 12 на оси МПЧ-4000. Положение линейки показано пунктирной прямой. Точка пересечения пунктирной линии с вертикальной прямой, соответствующей фактической длине трассы (в данном случае 3000 *км*), сносится на один из масштабов частот параллельно наклонным прямым. Результат — 11,3 *Мгц* — записывается в соответствующую графу табл. 5.6. Эта процедура повторяется для всех часов суток. В последний столбец заносят значения так называемых оптимальных рабочих частот (ОРЧ), которые обычно составляют 0,70÷0,80 от МПЧ. Это делается, с одной стороны, для введения известного запаса в расчет, чтобы случайные флуктуации электронной концентрации не привели к нарушению связи. С другой стороны, при работе на частотах, близких к МПЧ, от ионосферы отражаются на несколько отличных высотах два луча, что приводит к дополнительной многолучевости, а следовательно, и к усилению замираний. Снижение рабочих частот позволяет устранить это явление.

Если длина трассы превышает 4000 *км*, то вместо точки отражения на трассах наносят две контрольные точки, отстоящие на расстоянии 2000 *км* от конечных пунктов. Это те точки, в которых пологие лучи отражаются от ионосферы. Расчет производят при помощи одной ионосферной карты МПЧ-4000. Кальку накладывают на карту для 0 *час*, отсчитывают значения МПЧ-4000, соответствующие обеим контрольным точкам, и заносят результаты в табл. 5.7.

Таблица 5.7

СОСТАВЛЕНИЕ СУТОЧНОГО ГРАФИКА МПЧ НА ТРАССАХ ДЛИННЕЕ 4000 *км*

Время суток *час*	1-я контрольная точка МПЧ-4000 *Мгц*	2-я контрольная точка МПЧ-4000 *Мгц*	МПЧ *Мгц*	ОРЧ *Мгц*
0	10	14	10	7,5
2				
4				
.				
.				
.				
.				
.				
22				

Вся эта процедура повторяется для других часов суток. В качестве МПЧ записывают меньшее из двух значений МПЧ-4000, так как условия отражения определяются более «темной» контрольной точкой, т. е. точкой с меньшим значением МПЧ-4000. ОРЧ вычисляют так же, как при одном отражении.

По данным последних столбцов табл. 5.6 и 5.7 строят суточный график ОРЧ, который имеет вид, подобный изображенному на рис. 5.39.

Можно утверждать, что, располагая суточным графиком МПЧ и работая на частотах, близких к ОРЧ, достигают оптимальных условий, при которых используемые для связи волны испытывают наименьшее поглощение в ионосфере. Поскольку в реальных условиях невозможно перестраивать передатчик и приемник каждый час, а допустимо пользоваться суточным набором в две или три частоты, то необходимо пойти на известный компромисс при выборе рекомендуемых для круглосуточной связи двух-трех фиксированных частот. С математической точки зрения подлежащая решению задача может быть сформулирована так: располагая кривой суточного хода МПЧ, необходимо вписать в него двух- или трехступенчатую ломаную линию (рис. 5.40) такой конфигурации, при которой заштрихованная область будет обладать наименьшей площадью. При этом условии за сутки в целом частоты, выбранные для связи, будут наиболее близки к оптимальным. В приведенном на рис. 5.40 примере суточный набор состоит из трех частот. Абсциссы точек, отделяющих ступени, представляют собой рекомендуемое время перехода с дневной волны на промежуточную, с промежуточной — на ночную, с ночной — на дневную. Ординаты, соответствующие каждой ступени, представляют собой абсолютные значения рекомендуемых частот.

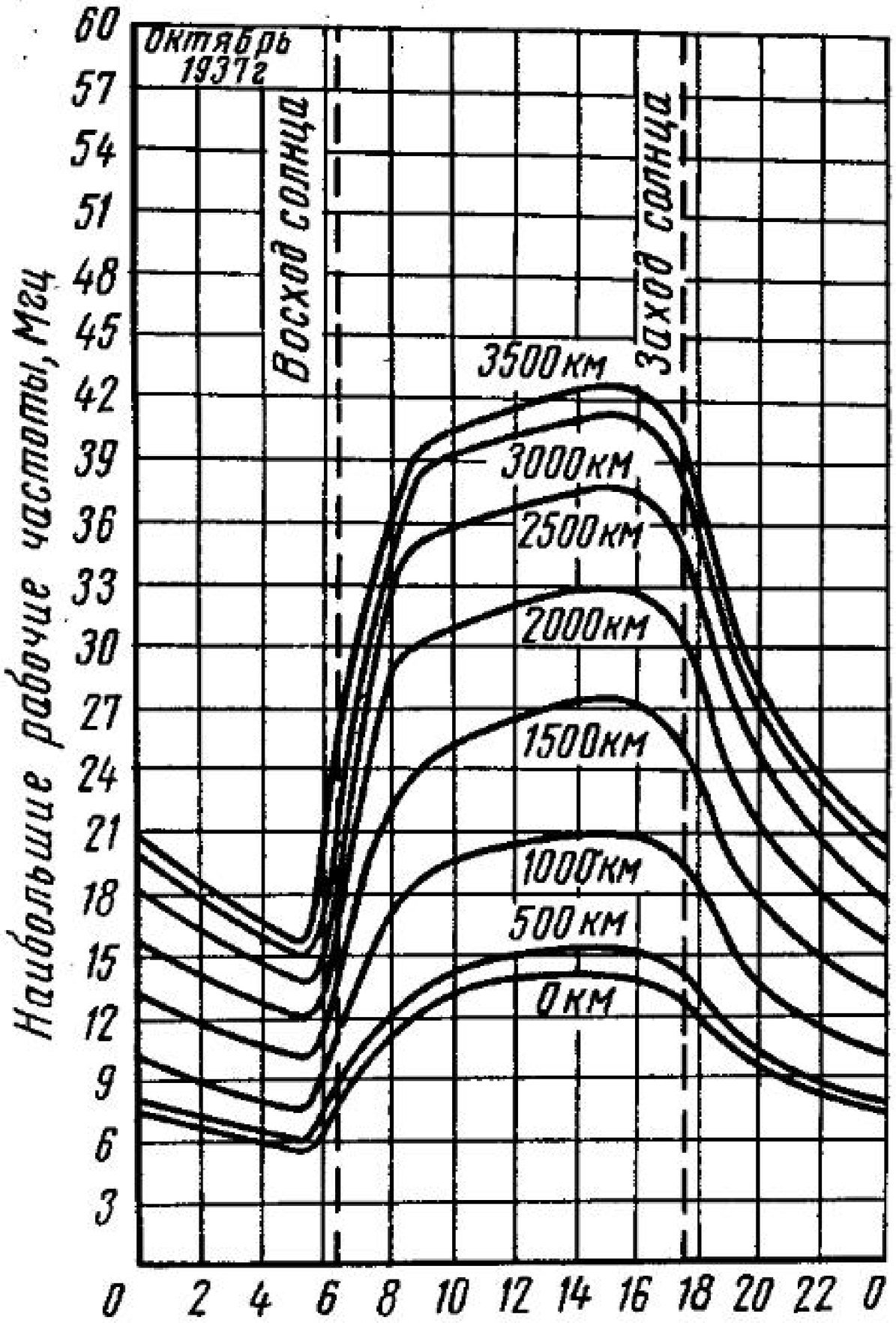


Рис. 5.39. Семейство суточных графиков ОРЧ для линий радиосвязи различной протяженности

На линиях связи, находящихся в простых условиях освещенности, к ко-

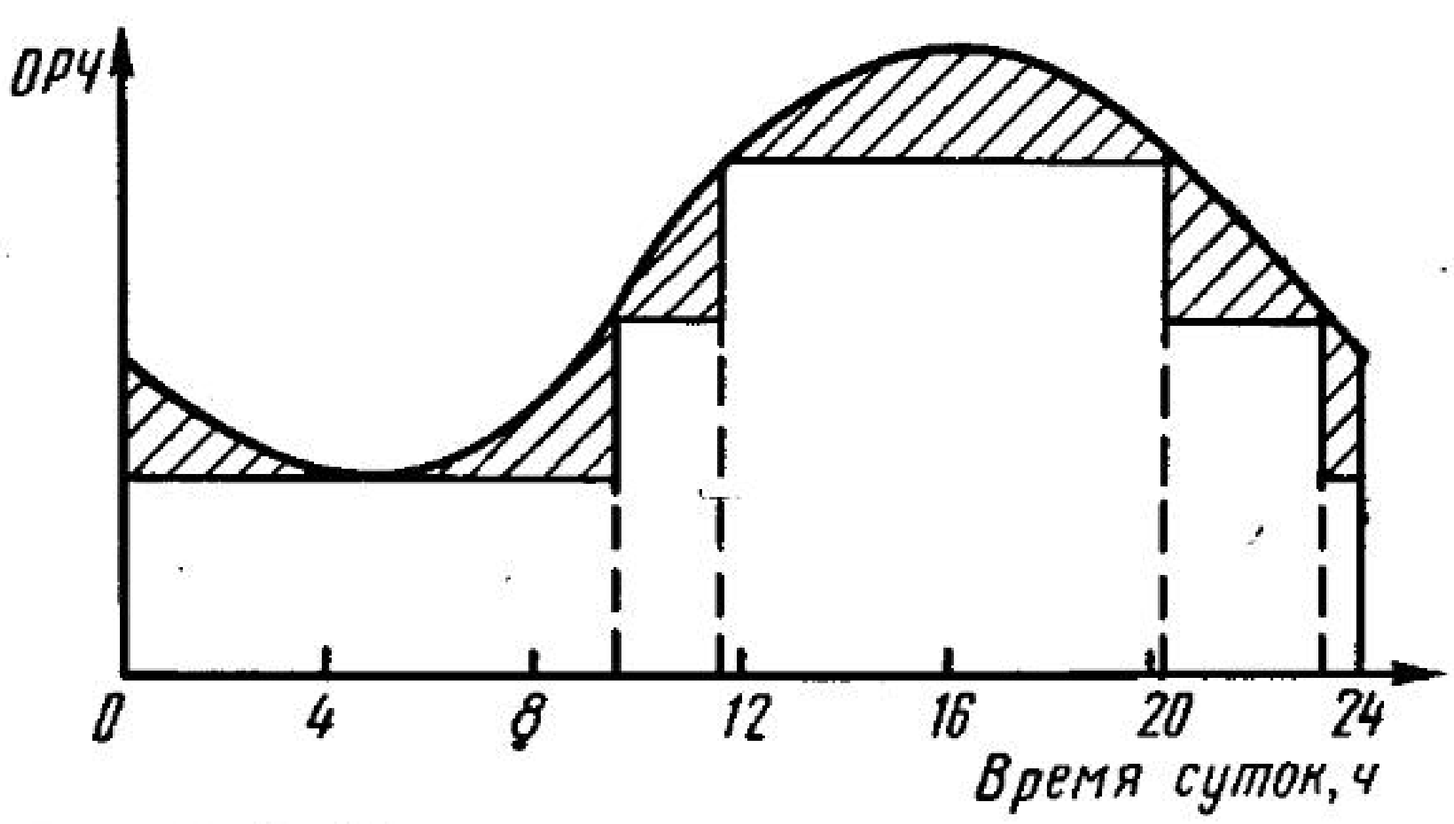


Рис. 5.40. К составлению расписания смены волн по кривой суточного хода ОРЧ

торым относятся все линии с одной вершиной отражения, а также на линиях с несколькими отражениями, проходящих примерно вдоль меридиана, суточный набор из двух-трех частот обычно обеспечивает надежную круглосуточную связь. В более сложных условиях находятся протяженные линии связи, ориентированные примерно вдоль параллелей. В таких линиях в зимние месяцы западная и восточная вершины отражений в предрассветные часы находятся в весьма различных условиях освещенности, что чрезвычайно затрудняет выбор частот. На таких линиях, как правило, приходится применять суточный набор из трех, а то и четырех частот.

Расчет множителя ослабления. Точное определение расчетным путем множителя ослабления, а следовательно, и напряженности поля волны в месте приема сопряжено с трудностями, которые усугубляются отсутствием точных сведений об абсолютных значениях коэффициента поглощения в нижних слоях ионосферы (слои D и E).

Строго говоря, для более или менее точного определения напряженности поля в месте приема необходимо знать траекторию радиоволны и, предварительно вычислив значение напряженности поля в месте приема при отсутствии поглощения на трассе, умножить его на коэффициент $\exp\left(\int_s \delta dl\right)$, где δ — коэффициент поглощения, меняющий свое значение на трассе, dl — элемент трассы, причем интеграл распространяется на те участки трассы, в которых заметно проявляется поглощающее действие ионизированных слоев. Этот расчет должен быть повторен для лучей, претерпевших различное число отражений, с тем, чтобы результирующее поле определялось как сумма напряженностей поля отдельных лучей. Дополнительную трудность при расчете представляет необходимость учета замираний.

Из опубликованных в последние годы методов расчета остановимся на описании метода, разработанного в 1946 г. А. Н. Казанцевым [83, 84] и усовершенствованного им же в 1956 г. [85]. В основу метода Казанцева положено предположение, что в самом общем случае поле в месте приема создается в результате взаимодействия лучей, претерпевших разное число отражений. Результирующее значение напряженности поля вычисляется по формуле

$$E_д = \sqrt{\sum_{i=1}^{m} E_{дi}^2}, \qquad (5.11)$$

где число лучей m никогда не превышает трех.

Заметим, что в большинстве встречающихся в практике случаев $E_{д1} > E_{д2} > E_{д3}$, что позволяет ограничиваться расчетом поля луча, претерпевшего наименьшее число отражений. Однако в тех случаях, когда условие $E_{д1} > E_{д2} > E_{д3}$ не соблюдается, необходимо выполнять расчет по полной ф-ле (5.11).

Медианное значение множителя ослабления для каждого луча определяется формулой

$$F_{\text{мед}} = \frac{1}{2}\left(\frac{1+R}{2}\right) R^{n-1} \, e^{-\sum_{j=1}^{n} \Gamma_j}, \qquad (5.12)$$

где R — модуль коэффициента отражения от поверхности Земли; n — число отражений от ионосферы; Γ_j — коэффициент поглощения в j-й вершине. Число отражений n, испытываемых лучом на трассе протяженностью r, определяется по формуле

$$n \approx r_{[км]}/4000 \qquad (5.13)$$

путем округления частного до ближайшего целого числа.

В знаменатель ф-лы (5.12) введен множитель 2, что соответствует уменьшению поля (или мощности) на 6 *дб*. Из них 3 *дб* А. Н. Казанцев относит за счет того, что приемная антенна имеет линейную поляризацию, а луч в процессе отражения от ионосферы приобретает эллиптическую (а иногда и круговую) поляризацию. Еще 3 *дб* обусловлены потерями при магнитоионном расщеплении луча [86].

Множитель $(1+R)/2$ учитывает влияние отраженной от земли волны в месте расположения приемной антенны. Если бы приемная антенна A (рис. 5.41) находилась на оптимальной высоте h над поверхностью Земли, то лучи *1* и *2* имели бы одинаковую фазу и напряженность результирующего поля (при горизонтальной поляризации) определялась бы по формуле $(1+R)E_0$, где E_0 — поле прямого луча. В реальных условиях вследствие колебаний высоты отражающего слоя обеспечить выполнение оптимальных условий не представляется возможным, и А. Н. Казанцев берет среднее значение коэффициента, учитывающего влияние отраженного луча, а именно $(1+R)/2$. Обычно R очень близко к единице и потому можно положить $(1+R)/2=1$. А. Н. Казанцев рекомендует выбирать значение R порядка 0,8 [86].

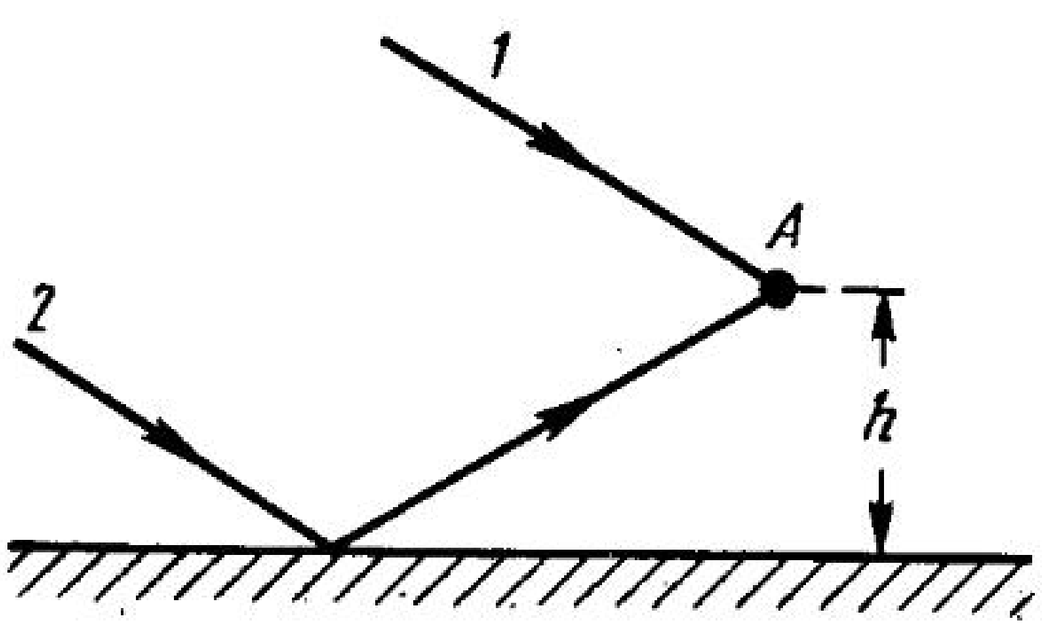


Рис. 5.41. Роль отраженных от поверхности Земли волн в формировании результирующего поля в месте расположения приемной антенны

Третий множитель учитывает потери при отражении от поверхности Земли в промежуточных точках. Для линий связи с одной вершиной подобные отражения отсутствуют и $R^{n-1}=1$.

Наконец, четвертый множитель учитывает поглощение в ионосфере. Коэффициент поглощения в j-й вершине определяется по формуле

$$\Gamma_j = \Gamma_D + \Gamma_E + \Gamma_{F_1} + \Gamma'_{F_2}, \qquad (5.14)$$

которая учитывает поглощение при двухкратном прохождении сквозь области D, E, F_1 (так называемое неотклоняющее поглощение) и при отражении от слоя F_2 (отклоняющее поглощение, обозначаемое Γ'). В тех случаях, когда распространение осуществляется за счет отражения от области E, ф-ла (5.14) упрощается и принимает вид $\Gamma_j = \Gamma_D + \Gamma'_E$.

В дневные часы, по-видимому, основное поглощение происходит в области D. Вследствие близкого расположения областей D и E и учитывая, что ионизация обеих областей в дневные часы определяется зенитным расстоянием Солнца (т. е. следует общему закону), можно предположить, что суммарное поглощение в обеих областях пропорционально критической частоте области E. Таким образом, графики для коэффициентов поглощения, которые отнесены к области E, фактически учитывают поглощение в обеих областях — D и E.

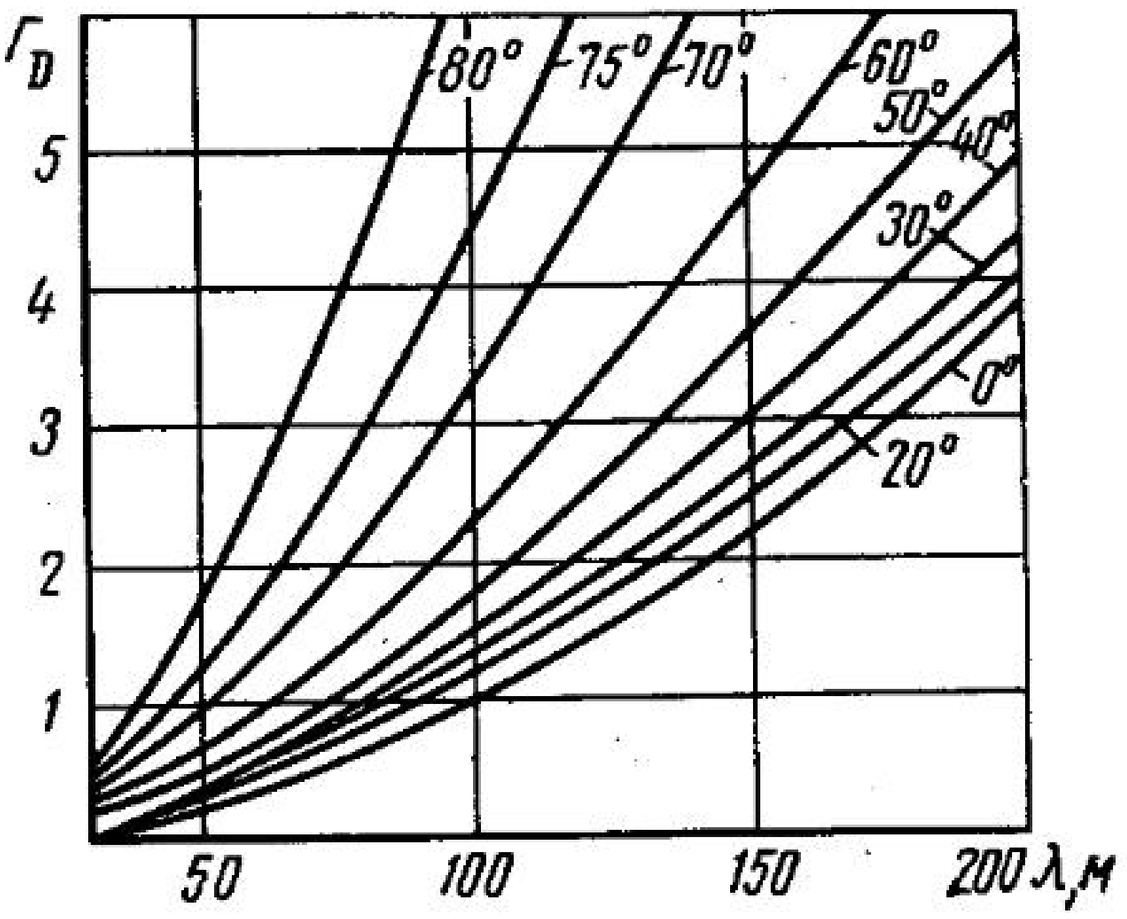


Рис. 5.42. Коэффициенты поглощения для слоя D в зависимости от длины волны для разных значений угла падения φ_0; $\nu = 10^7$ $1/сек$; $N = 10^3$ $эл/см^3$

Коэффициенты поглощения зависят от трех величин: угла падения на нижнюю границу ионизированной области φ_0, критической частоты данной области $f_{кр}$ и рабочей частоты f (или длины волны).

На рис. 5.42—5.46 приведены графики для определения коэффициентов поглощения Γ_D, Γ_E, Γ'_E и Γ'_{F2}. На каждом графике

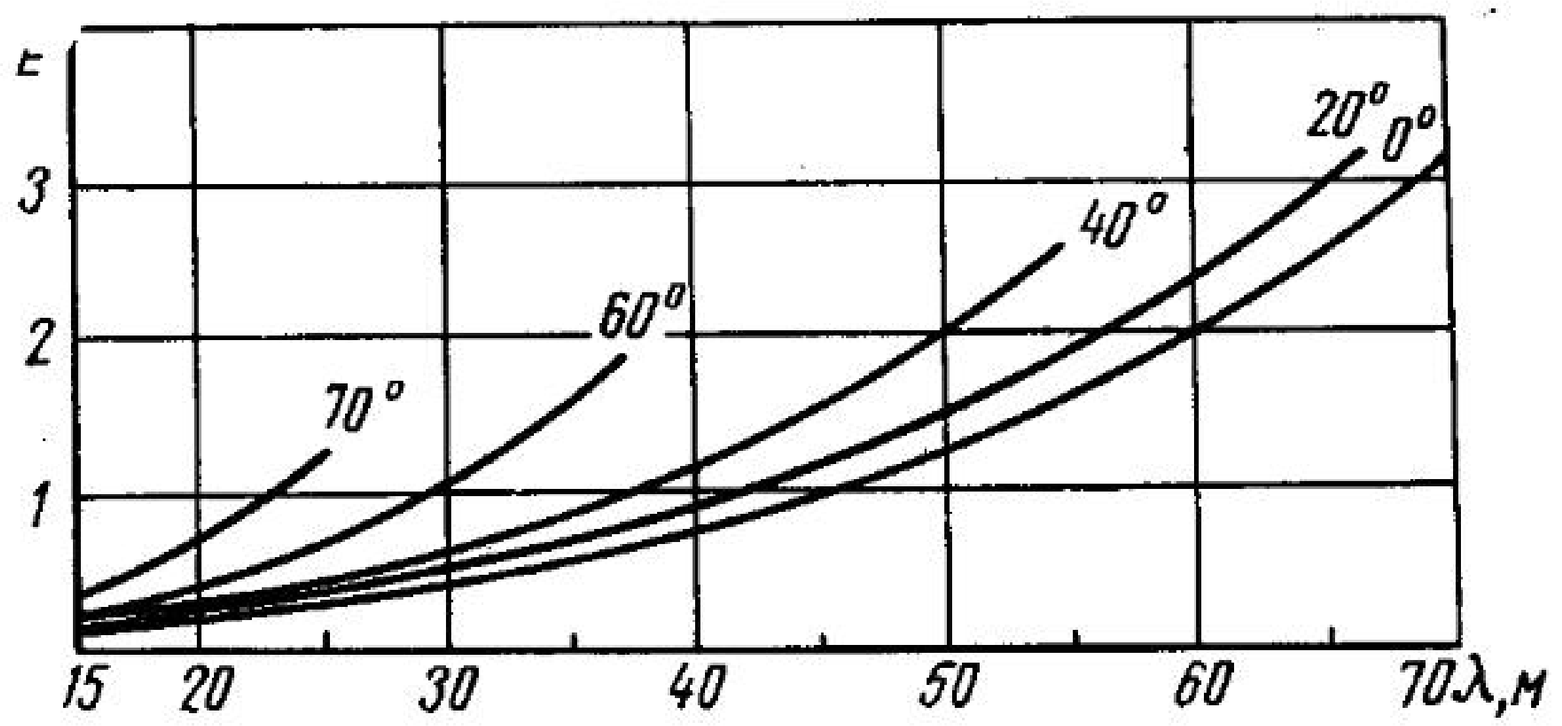


Рис. 5.43. Коэффициенты поглощения для слоя E в зависимости от длины волны для разных значений углов падения φ_0; $f_{кр0} = 4 \cdot 10^6$ $гц$

указано, к какому значению критической частоты $f_{кр\,0}$ данной области он относится. А. Н. Казанцев показал, что поглощение в

ионизированной области пропорционально максимальному значению электронной концентрации, которая связана с критической частотой соотношением, см. ф-лу (4.65):

$$N_{\text{макс}} = f_{\text{кр}}^2 / 80{,}8, \ 1/м^3.$$

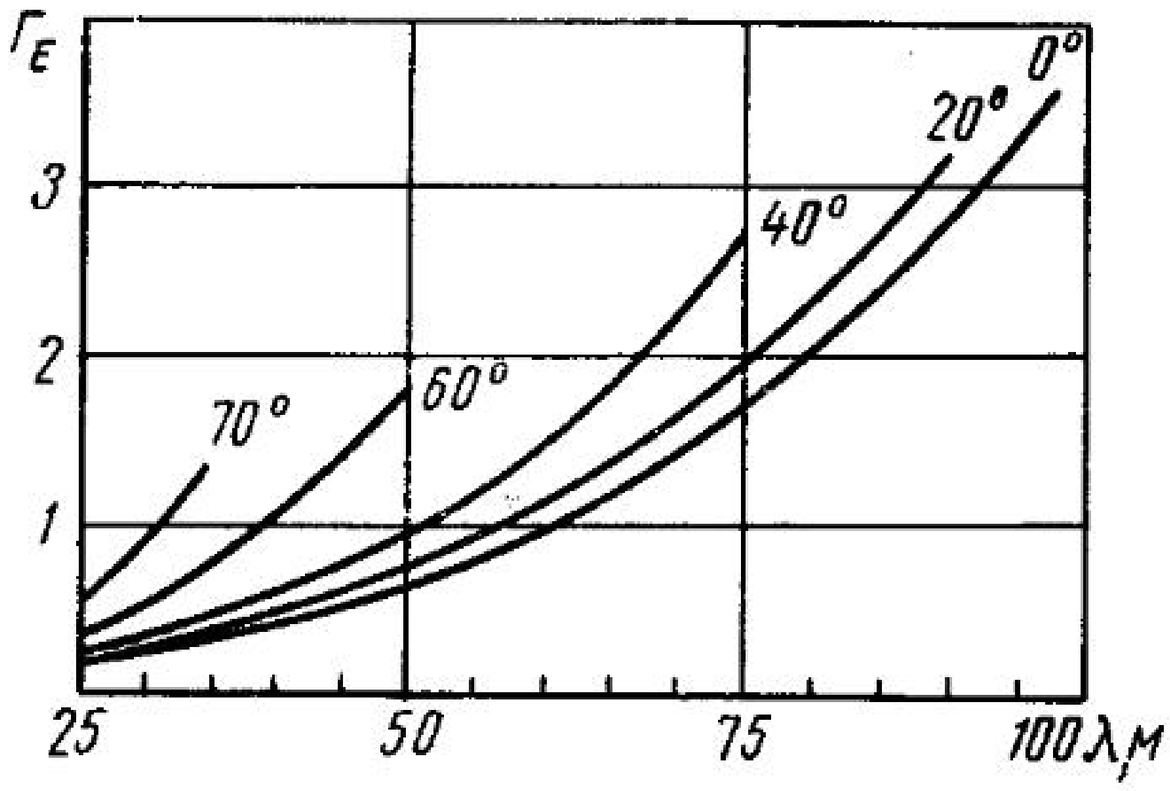


Рис. 5.44. Коэффициенты поглощения для слоя E в зависимости от длины волны для разных значений угла падения φ_0; $f_{\text{кр}0} = 3 \cdot 10^6$ *гц*

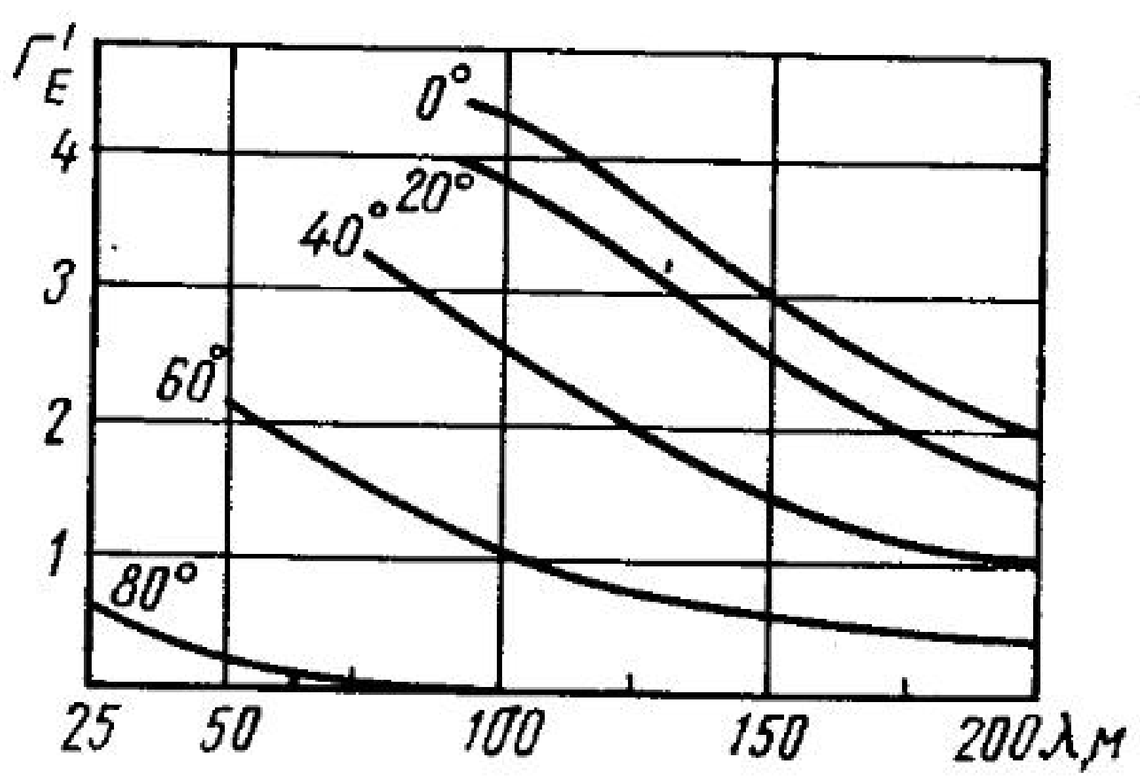


Рис. 5.45. Коэффициенты поглощения при отражении от слоя E в зависимости от длины волны при разных значениях угла падения φ_0; $f_{\text{кр}0} = 4 \cdot 10^6$ *гц*

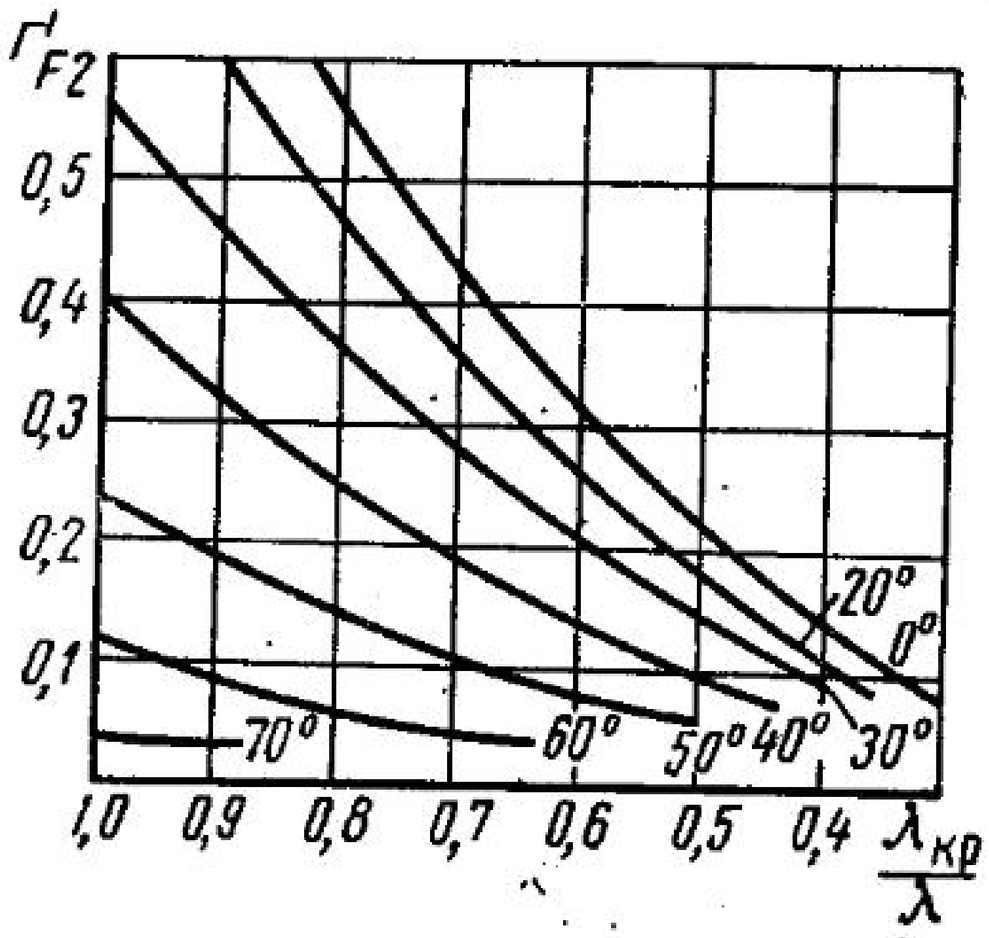


Рис. 5.46. Коэффициенты поглощения при отражении от слоя F в зависимости от длины волны при разных значениях угла падения φ_0; $f_{\text{кр}0} = 5{,}7 \times 10^6$ *гц*.

На основании этого соотношения действительное значение коэффициента поглощения можно определить по формуле

$$\Gamma = \Gamma_{f\,\text{кр}\,0} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f_{\text{кр}\,0}} \right)^2, \qquad (5.15)$$

где $f_{\text{кр}}$ — фактическое значение критической частоты, а $f_{\text{кр}\,0}$ — то значение критической частоты, для которого составлен график; $\Gamma_{f\,\text{кр}\,0}$ — поглощение, определяемое по графику.

Таким образом, по известным λ, φ_0 и $f_{\text{кр}}$ можно вычислить коэффициенты поглощения для всех вершин отражения. Значения $f_{\text{кр}\,E}$ определяют по ионосферной карте для области E. Угол падения φ_0 вычисляют по формуле:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{a \sin \theta}{h_{\text{д}} + a(1 - \cos \theta)}, \qquad (5.16)$$

где θ — геоцентрический угол: $\theta^\circ = r_{[км]}/n222{,}4$. Здесь r — полная длина линии связи; n — число отражений, определяемое по ф-ле (5.13); $h_д$ — высота отражающей области (обычно F_2), определяемая по суточному графику действующих высот.

Для практического применения метода Казанцева необходимо располагать ионосферной картой поглощающих областей или суточным ходом критических частот этих областей и суточным ходом действующих высот отражающей области. Необходимо отметить, что речь идет о тех действующих высотах, на которых отражаются используемые для связи волны; точные значения этих высот можно определить по ионограммам. При практических расчетах можно применять усредненные графики суточного хода действующих высот.

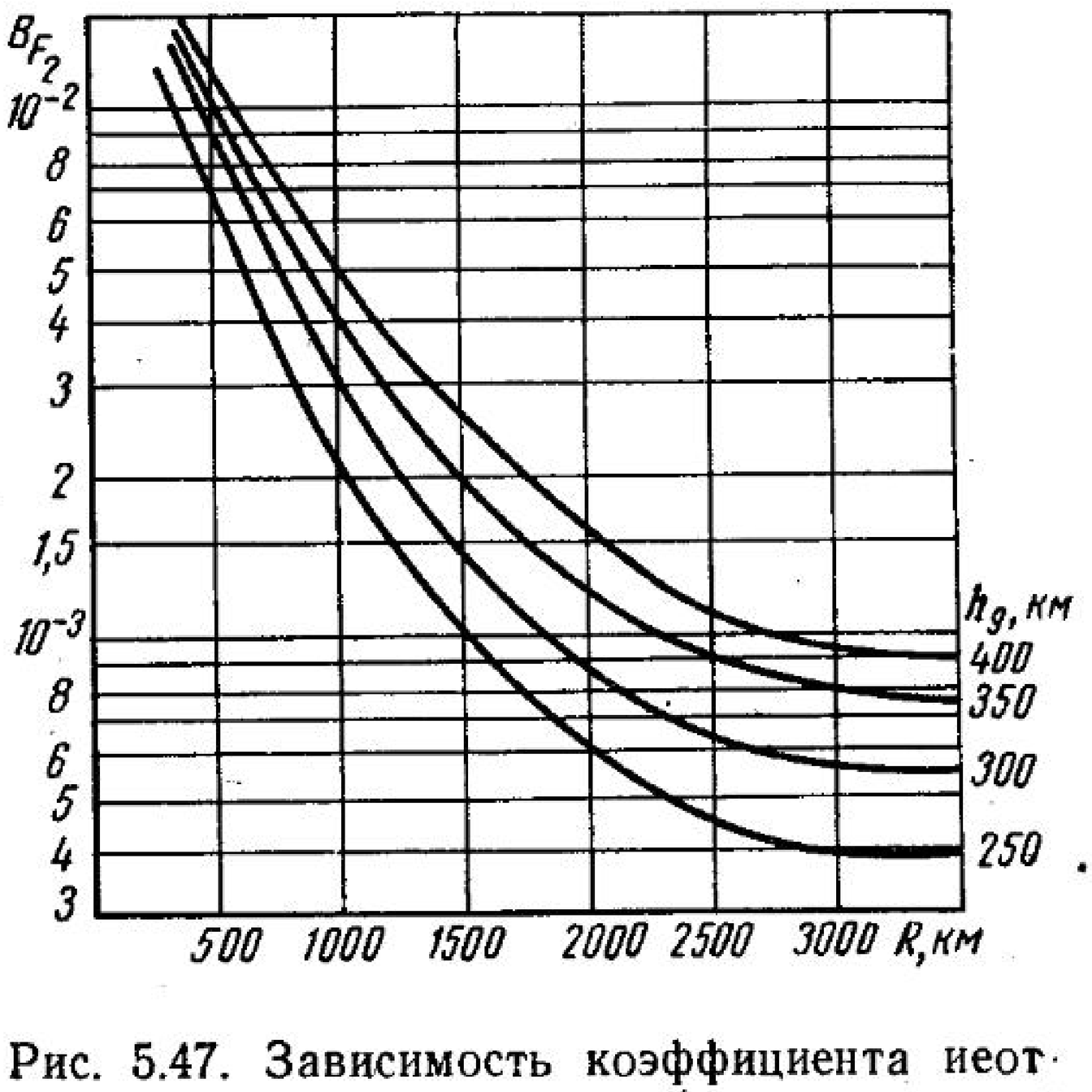


Рис. 5.47. Зависимость коэффициента неотклоняющего поглощения (приведенного к частоте 1 *Мгц*) от критической частоты слоя E

То, что действующие высоты $h_д$, соответствующие МПЧ, не являются максимальными значениями высот, ясно видно из ионограмм наклонного зондирования (см. рис. 4.29). На частотах, приближающихся к МПЧ, отражения происходят на двух высотах, одна из которых меньше соответствующей высоты отражения МПЧ, а другая — больше. Луч, отражающийся на большей высоте, называют лучом Педерсена.

Для учета поглощения в ночные часы полагают, что в течение всей ночи $f_{кр\,E} = 1$ *Мгц* [86]. Влияние 11-летнего периода солнечной активности учитывается автоматически, поскольку в основу расчета кладутся ионосферные данные, отражающие действительное состояние ионизации верхних слоев атмосферы.

Во многих случаях можно применять упрощенный метод расчета [97] и в предположении, что волны отражаются от области F_2, определять коэффициент поглощения Г для каждой вершины отражения по формуле

$$\Gamma = \frac{A}{(f_{[Мгц]} + f_{L\,[Мгц]})^2} + B f^2_{[Мгц]}. \qquad (5.17)$$

Здесь коэффициент A, характеризующий неотклоняющее поглощение, определяется по графику рис. 5.47 в зависимости от критической частоты слоя E и расстояния скачка, а коэффициент B,

характеризующий отклоняющее поглощение по графику рис. 5.48, — в зависимости от расстояния скачка и высоты отражающего слоя; f_L — частота продольного гиромагнитного резонанса, которой обычно приписывают значение 0,8 *Мгц*.

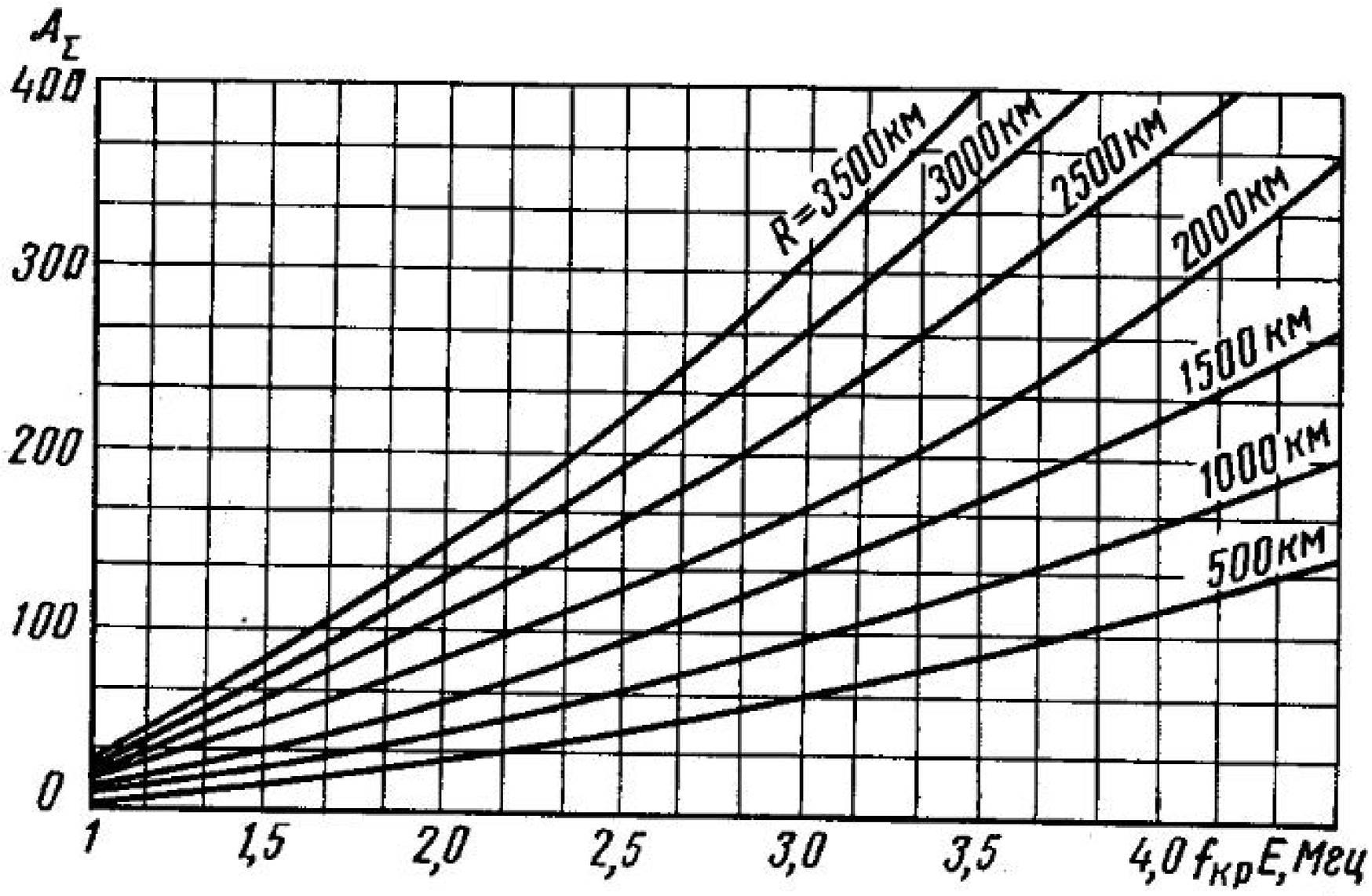


Рис. 5.48. Зависимость коэффициента отклоняющего поглощения в слое F_2 от длины волны сигнала

Аналогичные формулы существуют для расчета поглощения при отражении радиоволн от области *E*.

Проведенные А. Н. Казанцевым эксперименты [85] показывают, что полученные по ф-ле (5.12) значения множителя ослабления в первом приближении соответствуют медианным значениям за длительный срок наблюдений (порядка часов) при заданном состоянии ионизированных слоев. Другие работы [28] показали, что медленные колебания поля подчиняются логарифмически нормальному закону распределения со стандартной девиацией 8 *дб*. Функция распределения такого рода флуктуаций представлена на рис. 3.38. На медленные колебания накладываются быстрые (замирания), которые в пределах примерно десятиминутных интервалов подчиняются рэлеевскому закону распределения (параграф 3.11). Функции распределения замираний при разном числе разнесенных антенн показаны на рис. 3.32. Как известно, искажения принимаемых сигналов, обусловленные замираниями, можно в значительной степени скомпенсировать использованием приема на разнесенные антенны с соответствующей системой сложения сигналов

Рассмотрим пример, поясняющий пользование методом расчета А. Н. Казанцева.

Пример 5.4. Рассчитать по методу Казанцева суточный ход медианного значения напряженности поля на волне $\lambda=20$ *м* для июля на линии радиосвязи Ташкент—Владивосток при мощности передатчика 40 *квт* и при коэффициенте направленности передающей антенны $D_1=20$.

Расчет следует начать с проведения на кальке трассы линии радиосвязи и нанесения на ней через каждую тысячу километров масштабных отметок. Таким образом определяется общая длина трассы, которая в рассматриваемом случае составляет примерно 5100 *км*.

Калька с нанесенной и размеченной трассой показана на рис. 5.49. Через тот из конечных пунктов, по местному времени которого предполагается вести счет времени, проводят вертикальную линию (местный меридиан). На рис. 5.49 меридиан проведен через Ташкент.

Расчет напряженности поля следует начинать с определения числа и географического положения точек отражения радиоволн от ионосферы. В рассматриваемом примере имеют место два отражения, отмеченные на рис. 5.49 косыми крестиками. Пунктирными вертикальными линиями показаны местные меридианы точек отражения.

Руководствуясь ранее составленным для рассчитываемой линии графиком суточного хода МПЧ, определяют часы, в течение которых частота 15 *Мгц* не превышает значения МПЧ. Только в течение этого промежутка времени будет

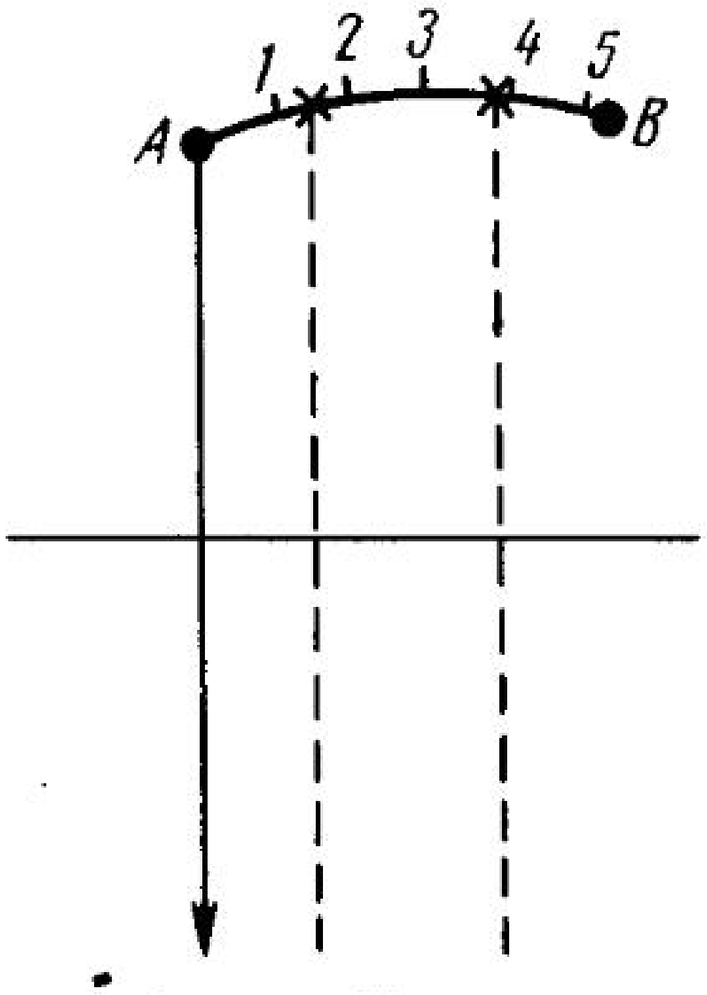


Рис. 5.49. Калька с нанесенной на нейтрассой линии радиосвязи. Крестиками показаны вершины отражений

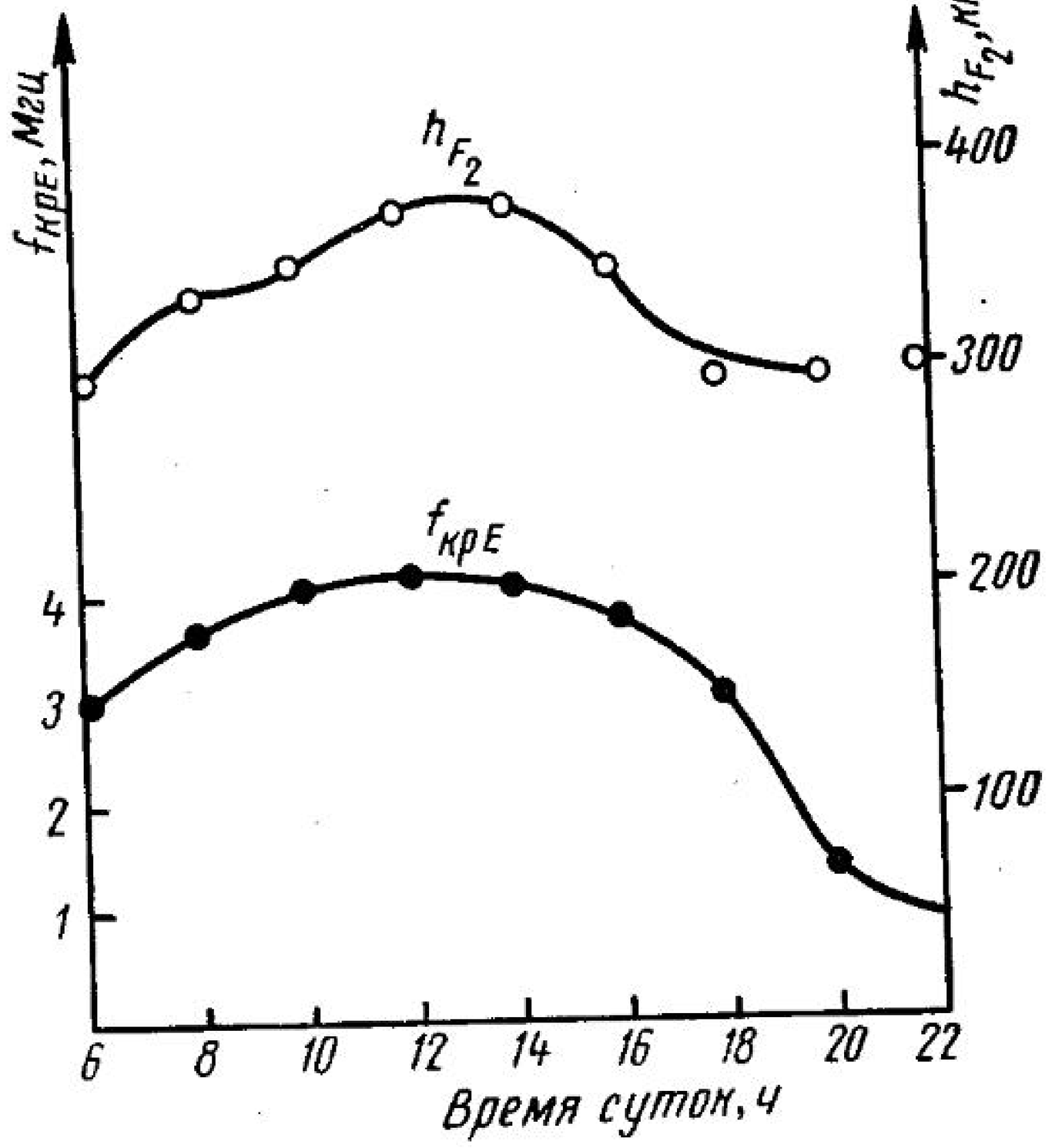


Рис. 5.50. Суточный ход действующих высот слоя F_2 и критических частот слоя E (к примеру 5.4)

возможна радиосвязь на заданной частоте. Допустим совершенно условно, что в рассматриваемом примере радиосвязь на частоте 15 *Мгц* возможна в интервале от 5 до 19 час. по ташкентскому местному времени.

Далее для расчета необходимо располагать графиком усредненного суточного хода критических частот и действующих высот для поглощающего и отражающего слоев. В рассматриваемом примере отражающим слоем является область F_2. В дневные часы поглощение в слое F_2 можно во внимание не принимать. Как это следует из рис. 5.42, на волнах короче 50 *м* общее поглощение в областях D и E можно учитывать при помощи одного графика (рис. 5.43).

Для расчета необходимо знать:

а) суточный ход действующих высот слоя F_2;

б) суточный ход критических частот слоя E.

Предположим, что суточный ход этих величин характеризуется рис. 5.50. Накладывая кальку (см. рис. 5.49) на координатную сетку, определяют разность долгот между точками отражения и Ташкентом и соответствующую ей

разность времени. В рассматриваемом примере разности времени составляют соответственно 1 *ч* и 3 *ч*.

Определяемые по местному времени точек отражения значения $h_{дF2}$ и $f_{кр\,E}$ заносят в 3, 5, 8 и 10-й столбцы табл. 5.8.

Углы падения φ_0 на слой E определяются для каждого часа суток по ф-ле (5.16). Результаты вычислений заносят в 4 и 9-й столбцы табл. 5.8.

Коэффициенты поглощения в слое E дли волны 20 *м* и для вычисленных углов падения φ_0 определяются по графику на рис. 5.43, который составлен для $f_{кр\,0}=4$ *Мгц*. Значения коэффициентов поглощения дли разных часов суток находят по ф-ле (5.15). Соответствующие значения занесены в 6 и 11-й столбцы табл. 5.8. В 12-м столбце приведены суммарные коэффициенты поглощения, а в 13-м столбце — медианные значения множителя ослабления.

Медианные значения напряженнсти поля в месте приема, вычисленные по формуле

$$E_{д\,мед}=\frac{173\sqrt{P_{1\,[квт]}D_1}}{r_{[км]}}F_{мед},\ мв/м,$$

приведены в последнем столбце табл. 5.8.

Определение необходимых мощностей передатчика и требуемых усилений передающей и приемной антенн. Для определения необходимого значения произведения $P_1D_1D_2$, где P_1 — мощность передатчика, а D_1 и D_2 — усиление передающей и приемной антенн, при котором обеспечивается передача информации по коротковолновой линии связи с заданной степенью надежности, необходимо знать:

а) медианное значение множителя ослабления;

б) функцию распределения, характеризующую медленные колебания уровня принимаемого сигнала;

в) функцию распределения, характеризующую быстрые колебания уровня сигнала за счет замираний для разного числа разнесенных антенн;

г) число разнесенных антенн;

д) требуемое защитое отношение сигнал/шум (с/ш) для заданного вида и качества работы;

е) требуемую полосу пропускаемых частот;

ж) географическое положение пункта приема.

В диапазоне коротких волн уровень шумов определяется атмосферными помехами (предполагается отсутствие помех со стороны посторонних радиостанций). Требуемую мощность на входе приемного устройства вычисляют по формуле

$$P_2=\frac{С}{Ш}P_ш,\ вт.$$

Требуемое значение произведения $P_1D_1D_2$ определяется по формуле

$$P_1D_1D_2=\left(\frac{4\pi r}{\lambda F}\right)^2 P_2,\ вт. \qquad (5.18)$$

Таблица 5.8

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ПО МЕТОДУ А. Н. КАЗАНЦЕВА

Время суток по отсчетному меридиану, *час*	Первая вершина отражения					Вторая вершина отражения					$\Sigma \Gamma_E$	$F_{мед}$	$E_д$ *мкв/м*
	Местное время, *час*	h_{dF_2} *км*	φ_0	$f_{крE}$ *Мец*	Γ_E	Местное время, *час*	h_{dF_2} *км*	φ_0	$f_{крE}$ *Мец*	Γ_E			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
5	6	300	71°10	3	0,39	8	340	69°40	3,7	0,6	0,99	0,18	180
7	8	340	69°40	3,7	0,6	10	350	69°10	4,0	0,7	1,3	0,14	130
9	10	350	69°10	4,0	0,7	12	370	68°30	4,1	0,74	1,44	0,12	110
11	12	370	68°30	4,1	0,74	14	370	68°30	4,0	0,70	1,44	0,12	110
13	14	370	68°30	4,0	0,70	16	350	69°10	3,7	0,60	1,3	0,14	130
15	16	350	69°10	3,7	0,6	18	300	71°10	3,0	0,39	0,99	0,18	180
17	18	300	71°10	3,0	0,39	20	300	71°10	1,3	0,07	0,46	0,31	300
19	20	300	71°10	1,3	0,07	22	300	71°10	0,8	0	0,07	0,48	450

Здесь F — расчетное значение множителя ослабления, которое учитывает запас на компенсацию медленных и быстрых флуктуаций уровня поля для обеспечения требуемой надежности передачи информации. Это значение определяется по формуле

$$F_{[дб]} = F_{мед\,[дб]} + F_{1\,[дб]} + F_{2\,[дб]}.$$

В последней формуле $F_{мед}$ рассчитывается по методу Казанцева, F_1 определяется по графику рис. 3.38 по кривой для стандартной девиации 8 *дб* и для заданной надежности, а F_2 — по графику рис. 3.32 для заданной надежности и выбранного числа разнесенных антенн.

Если, как это часто бывает, коэффициенты направленности антенн D_1 и D_2 заданы, то по ф-ле (5.18) однозначно определяется необходимая мощность передатчика.

5.15. ПОНЯТИЕ О СПОСОБАХ ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛОВ ПО КОРОТКОВОЛНОВЫМ КАНАЛАМ СВЯЗИ, АДАПТИРОВАННЫМ К УСЛОВИЯМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

В последние годы в Советском Союзе и за рубежом успешно разрабатываются системы передачи дискретной информации (телеграфии и данных), в которых форма передаваемых сигналов и способы их приема и обработки в конечном пункте линии связи согласованы с особенностями распространения коротких волн или, как говорят, адаптированы к этим условиям. Принцип действия этих систем заключается в следующем. В процессе распространения передаваемые сигналы вследствие флуктуирующей многолучевости подвергаются специфическим искажениям, которые достаточно подробно рассматривались в параграфе 3.9. Методом борьбы с замиранием, как было показано в параграфах 3.10 и 5.10, является прием на разнесенные антенны. Однако с целью повышения скорости передачи дискретной информации в настоящее время применяют импульсы небольшой длительности, при передаче которых, как следствие многолучевости, возникает явление ближнего эха, т. е. излученный импульс превращается в месте приема либо в серию отдельных импульсов (см. рис. 5.23) — при дискретной многолучевости, либо в один растянутый импульс (см. рис. 3.24) — при диффузной многолучевости, которая часто наблюдается в условиях возмущенной ионосферы (параграф 5.14).

Как показывает разработанная академиком В. А. Котельниковым теория потенциальной помехоустойчивости [87], среди применяющихся методов манипуляции наибольшей стойкостью в отношении воздействия шумов (атмосферных помех и внутренних шумов приемного устройства) обладает фазовая манипуляция, которая и применяется во всех современных адаптированных системах связи. Однако сама по себе фазовая манипуляция еще не может защитить передаваемые сигналы от воздействия ближнего эха. Для защиты от вредного влияния эха в адаптированных системах

связи обычно используются следующие принципы построения системы связи.

Во-первых, в качестве двух сигналов *(0 и 1)*, из которых строится в двоичных системах связи вся передаваемая информация, используются так называемые ортогональные сигналы A и B, удовлетворяющие условию [88]

$$AB = \int_0^T f_1(t)\, f_2(t)\, dt = 0$$

и, грубо говоря, наибольшим образом (при заданных условиях) отличающиеся друг от друга. Здесь T — длительность посылки.

Во-вторых, в месте приема в специальных запоминающих устройствах хранятся в качестве своеобразных эталонов образцы этих сигналов $A = f_1(t)$ и $B = f_2(t)$.

В-третьих, принятый сигнал (посылка) сравнивается с имеющимися в запоминающем устройстве двумя образцами — A и B. Решающее устройство определяет, с каким из образцов — A или B — принятый сигнал имеет бóльшую корреляцию, и в соответствии с этим делает заключение о том, какой сигнал — *0* или *1* — был передан.

Наконец, в-четвертых, для учета влияния многолучевости в состав приемного устройства включается имитатор многолучевости в виде линии задержки с необходимым числом отводов, который возможно точнее имитирует свойственную ионосфере в данный отрезок времени многолучевость. Принимаемые сигналы (посылки) при этом сравнивают не с образцами A и B, а с образцами, предварительно пропущенными через имитатор многолучевости. При таком способе обнаружения и обработки принимаемых сигналов используется энергия не только основного сигнала, но и энергия, заключенная в эхо-сигналах.

МЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ

5.16. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МЕТРОВЫХ ВОЛН В КАЧЕСТВЕ ЗЕМНЫХ

Метровыми, как известно, называют волны в диапазоне частот от 30 до 300 *Мгц*. Как правило, эти частоты превышают значения МПЧ и поэтому не могут испытывать регулярных отражений от области F_2 ионосферы.

Из изложенного в параграфе 2.8 известно, что метровые волны слабо дифрагируют вокруг поверхности Земли, и по этой причине дальность их распространения в качестве земных волн лишь немногим превышает дальность прямой видимости. Расчет поля земных волн за пределами прямой видимости осуществляется по дифракционной ф-ле (2.71). В пределах прямой видимости расчет производится по интерференционным формулам, рассмотренным в параграфе 2.2.

5.17. РАСПРОСТРАНЕНИЕ МЕТРОВЫХ ВОЛН ЗА СЧЕТ ОТРАЖЕНИЙ ОТ РЕГУЛЯРНЫХ ОБЛАСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ И ОТ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ *E*.

В годы высокой солнечной активности резко возрастают критические, а следовательно, и применимые частоты при отражении волн от слоя F_2. Принято считать, что в годы средней солнечной активности МПЧ имеют порядок 30 *Мгц*. В то же время в апреле 1958 г. (год, близкий к максимуму, с относительным числом пятен $R=182{,}4$) на южной широте 40° в дневные часы от области F_2 отражались частоты 50 *Мгц* ($\lambda=6$ *м*).

В годы максимума также возрастает ионизация спорадического слоя E_s, который приобретает способность отражать частоты (в районе экватора) до 65 *Мгц* ($\lambda=4{,}6$ *м*). Все это говорит о том, что в годы высокой солнечной активности длинноволновую часть метрового диапазона можно использовать для связи на большие расстояния. Для определения МПЧ и напряженности поля в месте приема могут применяться методы, описанные в разделе о распространении коротких волн.

5.18. РАСПРОСТРАНЕНИЕ МЕТРОВЫХ ВОЛН ЗА СЧЕТ РАССЕЯНИЯ В ИОНОСФЕРЕ

Явление распространения метровых волн на большие расстояния за счет рассеяния в ионосфере было открыто в 1951 г. Бэйли, Бэтеманом и другими [89]. По существу явление рассеяния метровых волн в ионосфере почти не отличается от рассмотренных в параграфе 3.8 процессов дальнего распространения укв за счет рассеяния на локальных неоднородностях тропосферы. Единственное отличие заключается в том, что здесь рассеяние происходит в области *D* (а ночью — в нижней области *E*) ионосферы за счет локальных неоднородностей в распределении электронной концентрации. Схема распространения за счет рассеяния в ионосфере

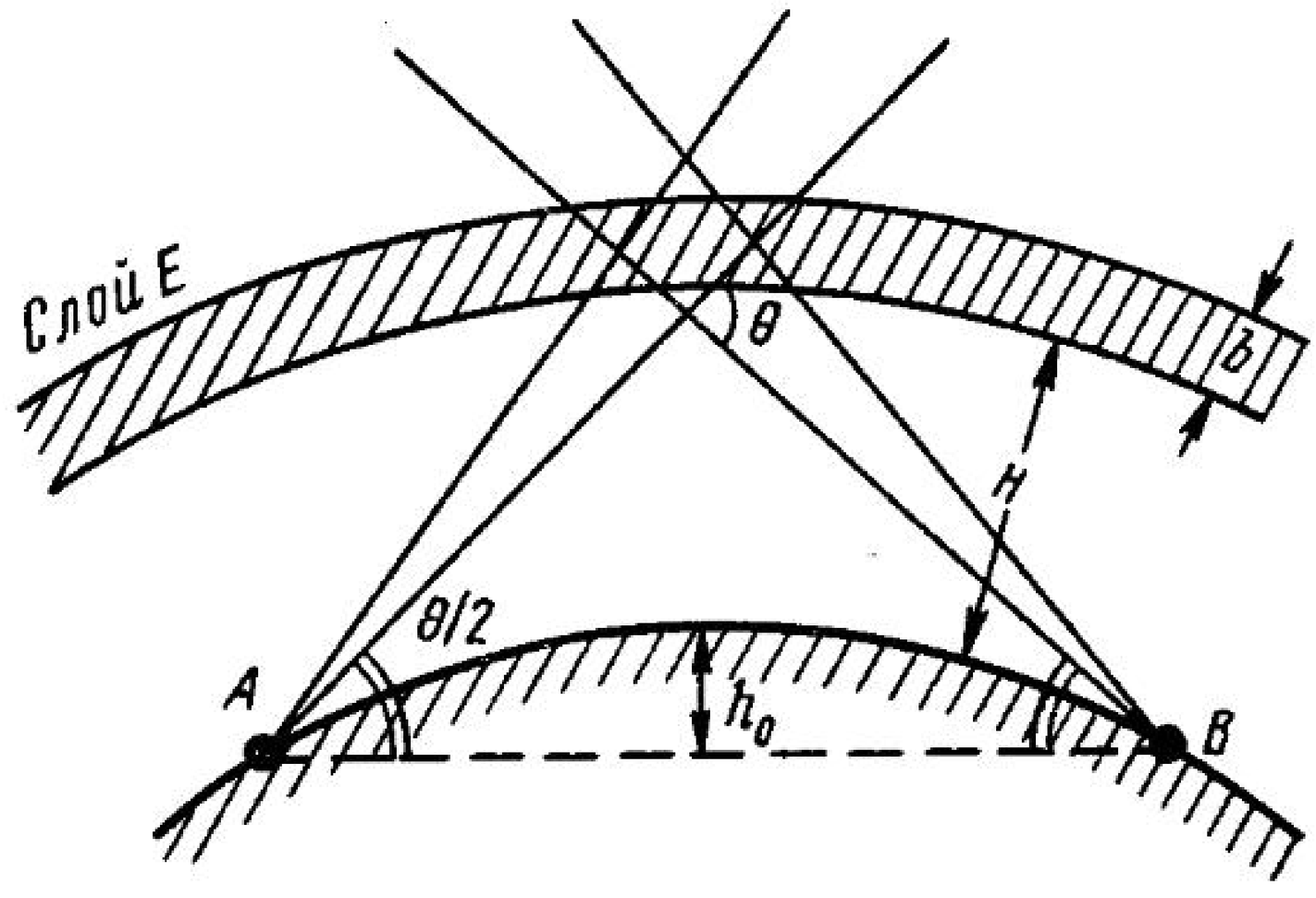


Рис. 5.51. Схема дальнего распространения метровых волн за счет рассеяния в ионосфере

показана на рис. 5.51. Протекающие в этом случае процессы в некотором смысле проще рассмотренных в параграфе 3.8, так как здесь, во-первых, весьма четко локализован объем V, участвующий в создании рассеянного излучения, во-вторых, удельную эффективную площадь рассеяния σ здесь можно считать постоянной в пределах всего объема рассеяния.

Так же, как и при тропосферном рассеянии, исследование процесса распространения распадается на две самостоятельные задачи: найти выражение для удельной эффективной площади рассеяния σ и определить объем, участвующий в создании рассеянного излучения.

Выражение для удельной эффективной площади рассеяния. В параграфе 3.9 было показано, что при дальнем распространении укв за счет рассеяния в тропосфере основным параметром рассеяния является величина $\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2$ [ф-ла (3.18)]. В случае тропосферного рассеяния диэлектрическая проницаемость ε и ее флуктуации $\Delta\varepsilon$ от частоты не зависят. Совсем иначе складываются обстоятельства при ионосферном распространении метровых волн.

Из параграфа 4.7 [ф-ла (4.33)] известно, что диэлектрическая проницаемость ионизированного газа определяется выражением

$$\varepsilon = 1 - 80{,}8\, N/f^2 = 1 - f_0^2/f^2, \qquad (5.19)$$

где $f_0 = 9\sqrt{N}$, *гц* — так называемая плазменная частота.

Дифференцируя (5.19), находим

$$d\varepsilon = -80{,}8\,\frac{dN}{f^2} = -\frac{dN}{N}\,\frac{f_0^2}{f^2}.$$

Деля обе части полученного равенства на ε, получаем

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = -\frac{dN}{N}\,\frac{f_0^2}{f^2}\,\frac{1}{1 - f_0^2/f^2}. \qquad (5.20)$$

Поскольку в диапазоне метровых волн $f \gg f_0$, ф-ла (5.20) упрощается и параметр $\overline{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}$ принимает значение

$$\overline{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2} \approx \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \frac{f_0^4}{f^4}. \qquad (5.21)$$

Формула (5.21) показывает, что независимо от принятой модели рассеяния и в отличие от тропосферного рассеяния существует резко выраженная зависимость интенсивности рассеяния от частоты: с ростом частоты рассеяние ослабляется. Этим именно определяется возможность использования явления ионосферного рассеяния только в диапазоне метровых волн, притом на волнах длиннее 5 *м*.

Формула для удельной эффективной площади рассеяния σ получается из выражения (3.19) путем подстановки в него в качестве параметра рассеяния значения из ф-лы (5.21). Входящий в эту формулу угол рассеяния можно определить по рис. 5.51:

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}=\frac{h_0+H}{AB/2}. \qquad (5.22)$$

Хорду AB всегда можно заменить длиной трассы r, измеренной вдоль поверхности Земли. Высота шарового сегмента $h_0 \approx \approx r^2/8a$, *м*. H — средняя высота рассеивающей области, которую можно положить равной 90 *км*. Подставляя значение h_0 в ф-лу (5.22), находим

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}=\frac{r^2+8Ha}{8ar}.$$

Вследствие большей (чем в случае тропосферного рассеяния) высоты рассеивающей области дальность распространения достигает 2000 *км*. Однако на расстояниях меньше 800 *км* угол рассеяния θ принимает столь большие значения, что эффективность рассеяния резко падает. Вторая половина задачи, т. е. определение объема, участвующего в создании рассеянного излучения, решается чисто геометрическим путем: находится объем, выделяемый пересекающимися диаграммами направленности передающей и приемной антенн в рассеивающем слое толщиной b (см. рис. 5.51).

Особенности дальнего распространения метровых волн за счет рассеяния в ионосфере. Суточный ход напряженности поля проявляется в возрастании на-

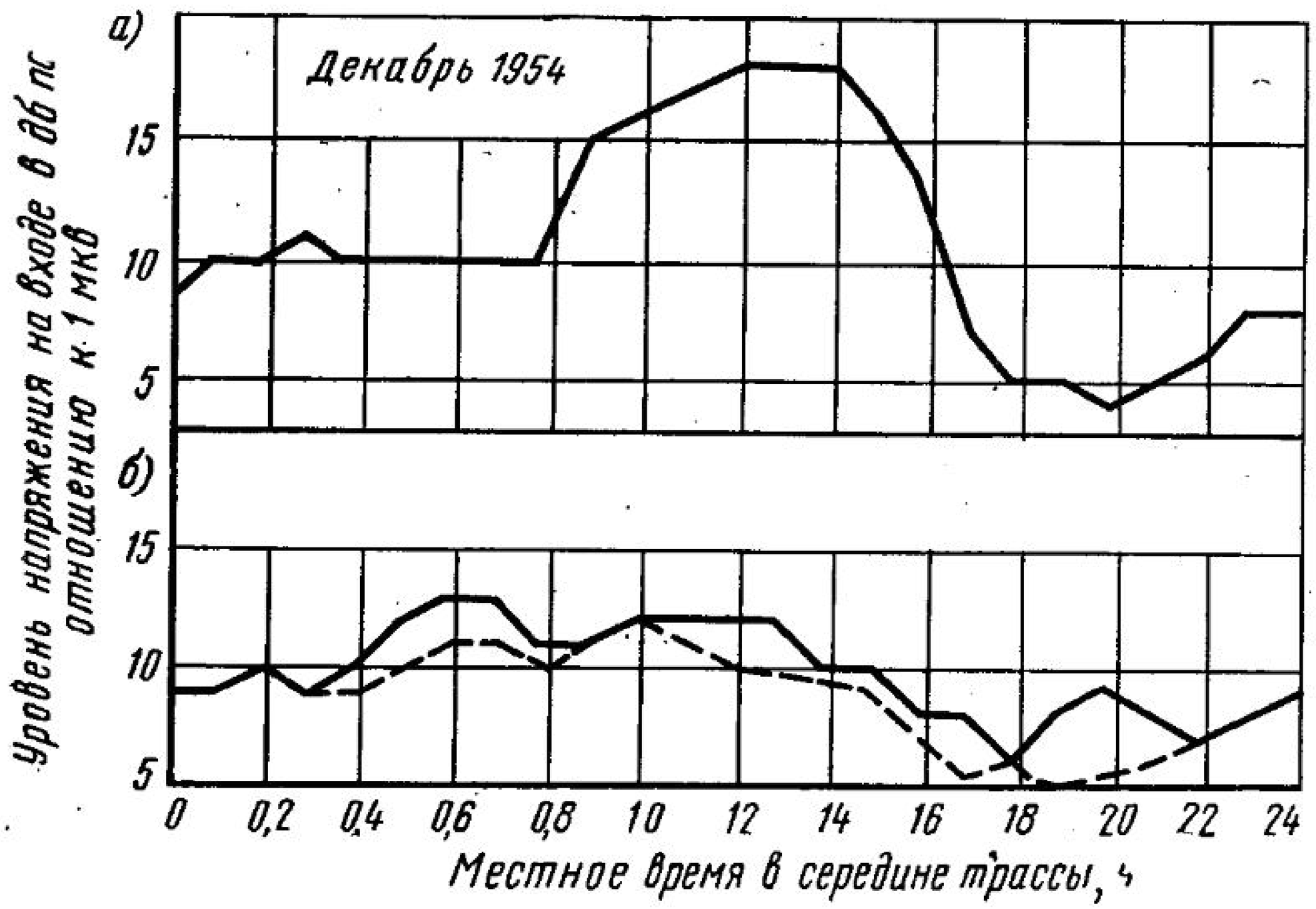


Рис. 5.52. Суточный ход уровня принимаемого сигнала:
а — на линии протяженностью 1243 *км*; $f=49{,}8$ *Мгц*; *б* — на линии протяженностью 2271 *км*, $f=36$ *Мгц*

пряженности поля в дневные часы и в появлении более или менее резко выраженного минимума в 19—21 час. по местному времени для середины трассы. Типичная форма суточных изменений уровня сигнала показана на рис. 5.52.

Так же, как и при тропосферном рассеянии, прием сигналов, рассеянных в ионосфере, сопровождается медленными изменениями напряженности поля и замираниями. Оба вида колебаний напряженности поля подчиняются примерно тем же законам, как и

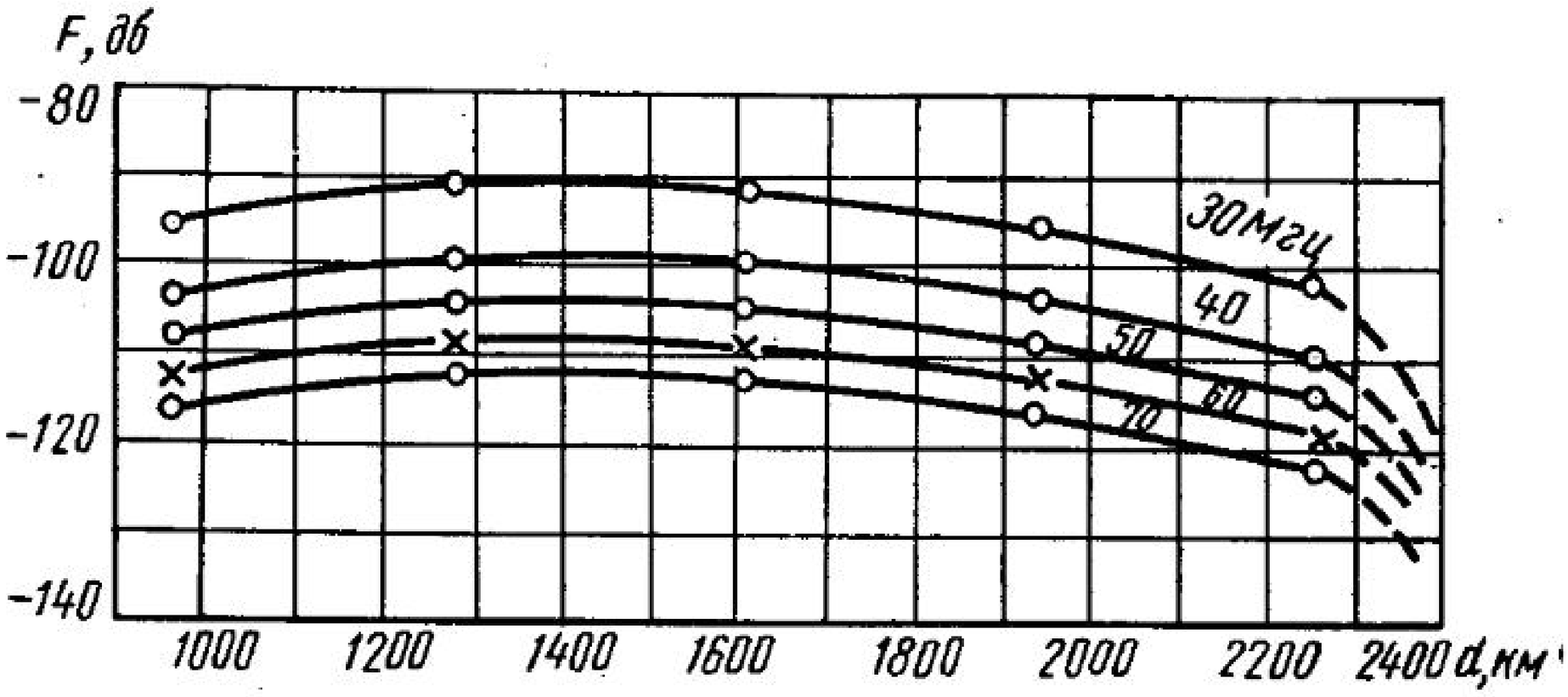


Рис. 5.53. Зависимость множителя ослабления от расстояния при ионосферном рассеянии метровых волн

при тропосферном распространении. Отмечено, что с ростом геомагнитных широт уровень сигнала (при прочих одинаковых условиях) возрастает. Ионосферные возмущения, сопровождающие мировые магнитные бури, на процессы рассеяния метровых волн не влияют. Наоборот, явления поглощения в зоне полярных сияний и в полярной шапке в случаях, когда они выражены наиболее сильно, нарушают прохождение волн на линиях связи ионосферного рассеяния.

Заметим, что фактор F, определяющий сложность условий распространения для линий ионосферного рассеяния, принимает значения порядка 10^{-3}, т. е. примерно те же, как и для кв линий связи в отсутствие ионосферных возмущений.

Приближенный метод расчета линий связи ионосферного рассеяния. На рис. 5.53 показан построенный по экспериментальным данным график зависимости множителя ослабления при ионосферном рассеянии метровых волн от расстояния для пяти частот. Множитель ослабления соответствует уровню, превышаемому в течение 99% времени [90]. Пользование графиком иллюстрируется следующим примером.

Пример 5.5. Определить мощность передатчика, необходимую для обеспечения связи в течение 99% времени на трассе протяженностью 1800 *км* на частоте 60 *Мгц*. В качестве антенн используются идентичные устройства с коэффициентом усиления 30 *дб*. Мощность сигнала на входе приемного устройства должна составлять $5 \cdot 10^{-15}$ *вт*.

Расчет проводим по ф-ле (3.63):

$$P_2 = \frac{P_1 D_1 D_2 \lambda^2 F^2}{(4\pi r)^2}, \text{ вт},$$

где F — множитель ослабления по напряженности поля.

Из графика рис. 5.53 находим $F_{99\%} = -110$ *дб*, откуда

$$F = 10^{-\frac{110}{20}} = 10^{-5,5} = 3,16 \cdot 10^{-6}.$$

Подставляя в формулу заданные значения $D_1 = D_2 = 10^3$, $\lambda = 5$ *м*, $r = 1,8 \cdot 10^6$ *м* и определенное значение F, получаем

$$P_1 = 10,5 \cdot 10^3 \text{ вт} = 10,5 \text{ квт}.$$

Эффект ионосферного рассеяния метровых волн успешно используется для связи на расстояния до 2000 *км*. По таким линиям могут передаваться сигналы с шириной полосы до 6 *кгц*. Ослабление поля в процессе распространения компенсируется применением передатчиков большой мощности (десять или несколько десятков *квт*) и применением остронаправленных антенн. Особенно удобен этот способ связи в полярных районах, где всемирные магнитные бури часто нарушают коротковолновую связь, а явления поглощения в полярной шапке происходят сравнительно редко.

5.19. РАСПРОСТРАНЕНИЕ МЕТРОВЫХ ВОЛН ЗА СЧЕТ ОТРАЖЕНИЙ ОТ ИОНИЗИРОВАННЫХ СЛЕДОВ МЕТЕОРОВ

При осциллографировании непрерывно излучаемых сигналов, распространяющихся за счет рассеяния от слоя D, бросается в глаза, что на фоне равномерно флуктуирующего сигнала время от времени возникают более сильные всплески, число которых определяется чувствительностью приемного устройства. Изучение этого явления показало, что такие всплески создаются рассеянием от ионизированных столбов воздуха, возникающих при вторжении в земную атмосферу сравнительно крупных метеоров.

Установлено, что метеоры являются телами, принадлежащими к солнечной системе. Некоторые из метеоров движутся в виде более или менее плотной группы (роя) и при встрече с Землей, вследствие перспективы, представляются наблюдателю расходящимися из одной точки, называемой радиантом. Метеорные потоки называют по имени созвездия, в котором расположен их радиант (Лириды, Драконииды, Персеиды и т. д.). Некоторые из этих потоков пересекают траекторию Земли в определенные месяцы (таковы майские Аквариды и т. д.). Все это говорит о том, что число метеоров, попадающих в атмосферу, неодинаково и зависит как от времени года, так и от времени суток (вследствие вращения Земли вокруг своей оси, а следовательно, и изменения условий вторжения в атмосферу Земли). Но, независимо от метеорных потоков, в земную атмосферу непрерывно вторгаются отдельные метеоры разных размеров, приходящие со всевозможных направлений.

Достигшие плотных слоев атмосферы частицы твердого вещества раскаляются и, в конечном счете, сгорают. Испускаемые раскаленным телом электроны ионизируют окружающий воздух, оставляя за летящим метеором след в виде столба ионизированного воздуха. Начальный диаметр этого столба, по-видимому, не превышает десяти сантиметров. Вследствие молекулярной диффузии диаметр следа быстро возрастает. Спустя примерно полминуты под действием вихревой диффузии начинается более интенсивное расширение следа. Под влиянием воздушных течений и ветров первоначально прямолинейная форма следа искажается и приобретает подчас весьма причудливо изогнутый вид. За каждые сутки в атмосферу Земли попадают сотни миллиардов таких метеоров, которые образуют ионизированные следы со средней протяженностью до 25 *км* [90]. Ионизированные следы создаются в интервале высот 80—120 *км*. Средняя высота расположения ионизированных следов — около 90 *км*.

Можно высказать предположение, что ясно различимые индивидуальные ионизированные следы создаются частицами, вес которых превышает 10^{-5} *г*, а их радиус больше 0,008 *см*. Более мелкие метеоры, так называемая космическая пыль, создают общий фон ионизации и, как указывалось, возможно, являются одной из причин образования неоднородностей в области слоя *D*.

Важной особенностью рассматриваемого способа распространения является то, что рассеяние от только что сформированных ионизированных слоев носит явно выраженный направленный характер. Оно напоминает скорее зеркальное отражение, чем рассеяние. По-видимому, по этой причине многие специалисты предпочитают говорить не о рассеянии, а об отражении радиоволн от ионизированных следов метеоров. Падающие на ионизированный столб воздуха радиоволны отражаются, главным образом, в том направлении, для которого угол отражения равен углу падения. Поэтому из множества метеоров, попадающих в земную атмосферу в районе расположения трассы, для связи можно использовать только те, которые надлежащим образом ориентированы. С увеличением поперечных размеров метеорного следа вследствие процесса диффузии рассеянное излучение теряет свои направленные свойства.

Поскольку длительность существования ионизированных следов ограничена и обычно колеблется в пределах 0,1—100 *сек*, не говоря уже о том, что надлежащим образом ориентированные следы образуются только время от времени, то использование отдельных вспышек ионизации для целей радиосвязи потребовало разработки специальных методов передачи информации. Подобного рода системы связи получили теперь общее наименование систем «прерывистой связи». Принцип их действия заключается в предварительном накоплении в специальных запоминающих устройствах передаваемой информации и последующей ускоренной передаче этой информации в периоды возникновения метеорных вспышек.

Радиосвязь за счет отражения от метеорных следов можно осуществлять только в диапазоне метровых волн. С увеличением частоты электрическая проницаемость ионизированного следа стремится к единице и создаваемая метеорным следом неоднородность становится менее заметной.

Схема радиосвязи за счет рассеяния от метеорных следов представлена на рис. 5.54. Здесь A и B — конечные пункты линии радиосвязи. Толстой линией показано положение линейного метеорного следа; Q представляет собой ту точку на метеорном следе, в которой угол падения равен углу отражения. Это показано на рис. 5.54 равенством углов скольжения δ. Сумма расстояний (r_1+r_2) до точки Q минимальна. Пунктирной линией показана проекция метеорного следа на плоскость AQB, а угол β представляет собой угол наклона метеорного следа относительно этой плоскости.

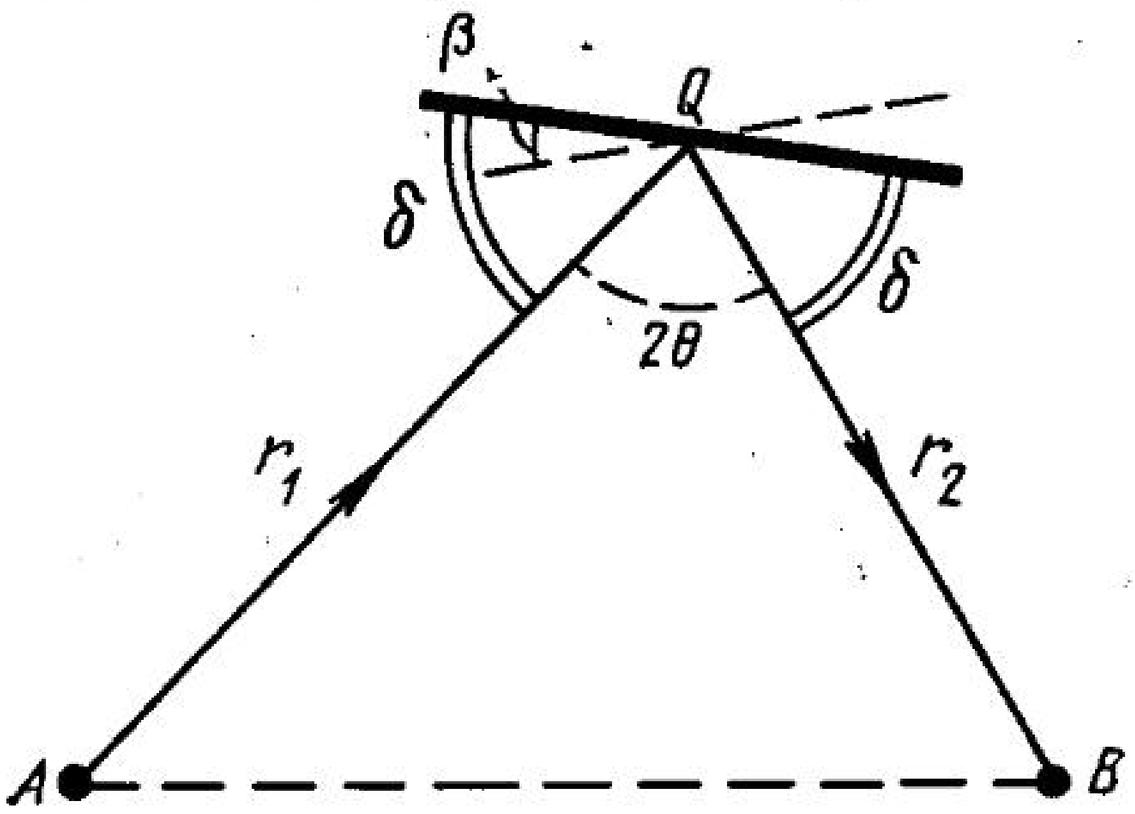


Рис. 5.54. К возникновению рассеянного излучения от метеорного следа

Здесь возможны два предельных случая. Если метеорный след перпендикулярен плоскости AQB, то $\beta=90°$. Если же след лежит в плоскости AQB, то $\beta=0$.

Отличительной чертой недоуплотненных ионизированных следов является то, что определяемая электронной концентрацией плазменная частота $f_0=9\sqrt{N}$, *гц*, меньше рабочей частоты сигнала, поэтому относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon=1-f_0^2/f^2$ не обращается в нуль. В этих условиях радиоволна может проходить сквозь ионизированный столб, не изменяя существенно своей структуры. Иными словами, в недоуплотненных метеорных следах в создании вторичного излучения принимают участие все находящиеся внутри столба свободные электроны.

В переуплотненных метеорных следах электронная концентрация в центральной части цилиндрического столба имеет столь высокое значение, что условие $f_0<f$ уже не соблюдается, поэтому радиоволны не проникают в эту часть ионизированной области (где диэлектрическая проницаемость делается отрицательной), а отражаются от нее, как от металлической цилиндрической поверхности.

Теоретическое рассмотрение вопроса [91, 92] показывает, что при отражении радиоволн от недоуплотненных метеорных следов множитель ослабления выражается формулой

$$F=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\mu_0 e^2}{4m}\right)^2\frac{r_1+r_2}{r_1 r_2}\,\frac{2\lambda q\sin^2\alpha}{(1-\cos^2\beta\sin^2\theta)},$$

где r_1 и r_2 — расстояния от точки Q до передатчика и приемника; β — угол между осью следа и плоскостью AQB; θ — половина

угла AQB; α — угол между вектором электрического поля и направлением рассеяния; e и m — соответственно заряд и масса электрона; μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства; q — линейная плотность электронов.

В случае переуплотненных метеорных следов множитель ослабления выражается формулой

$$F = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\mu_0 e^2}{4m}\right)^{1/2}\left(\frac{\pi}{\exp}\right)^2 \frac{(r_1 + r_2)\lambda \sin^2\alpha\, q^{1/2}}{r_1 r_2 (1 - \cos^2\beta \sin^2\theta)}.$$

Здесь exp — основание натуральных логарифмов.

При отражении от недоуплотненных метеорных следов зависимость принимаемой мощности от времени выражается формулой

$$P_2(t) = P_2(0)\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \ вт,$$

где постоянная времени определяется выражением

$$\tau = \frac{\lambda^2 \sec^2\theta}{32\pi^2 d}, \ сек.$$

Здесь d — коэффициент диффузии. Наблюдения за расширением метеорных следов показывают, что численное значение это-

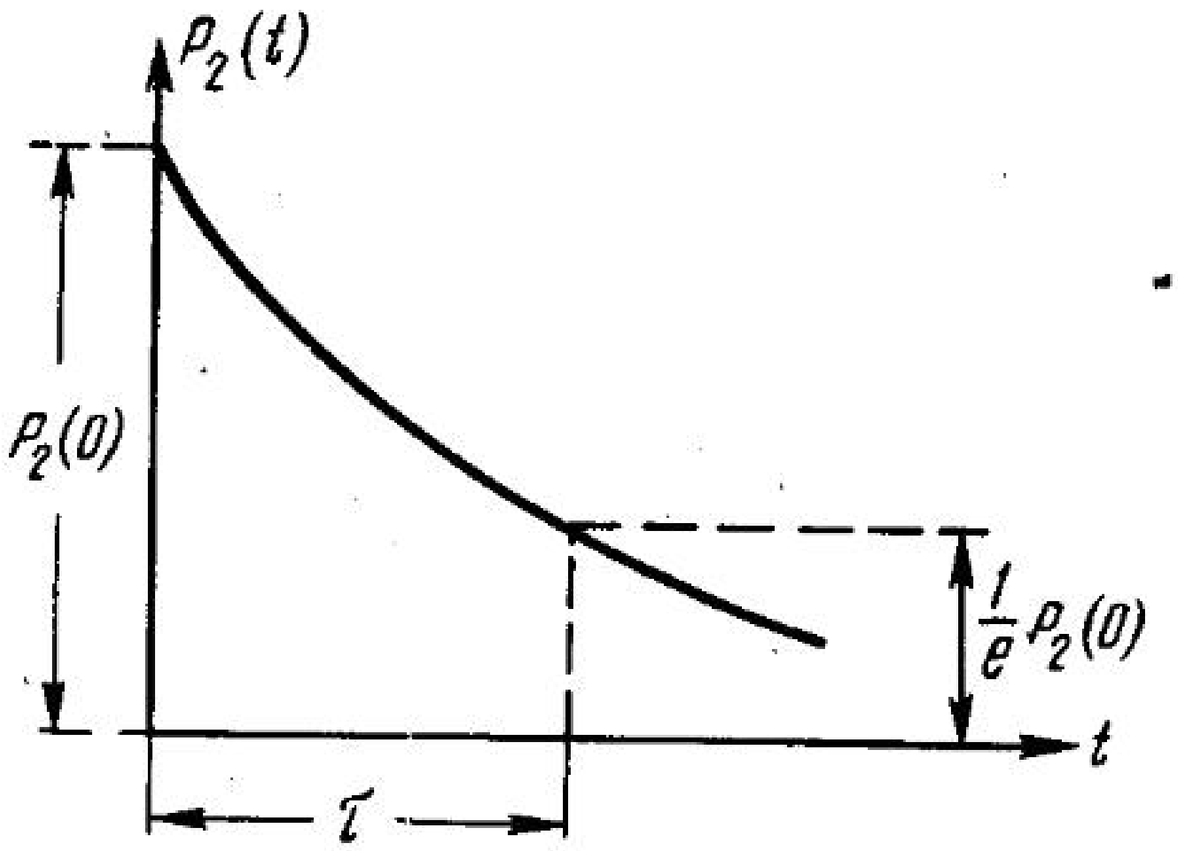


Рис. 5.55. Завнсимость принимаемой мощности от времени при отражении от недоуплотненных метеорных следов

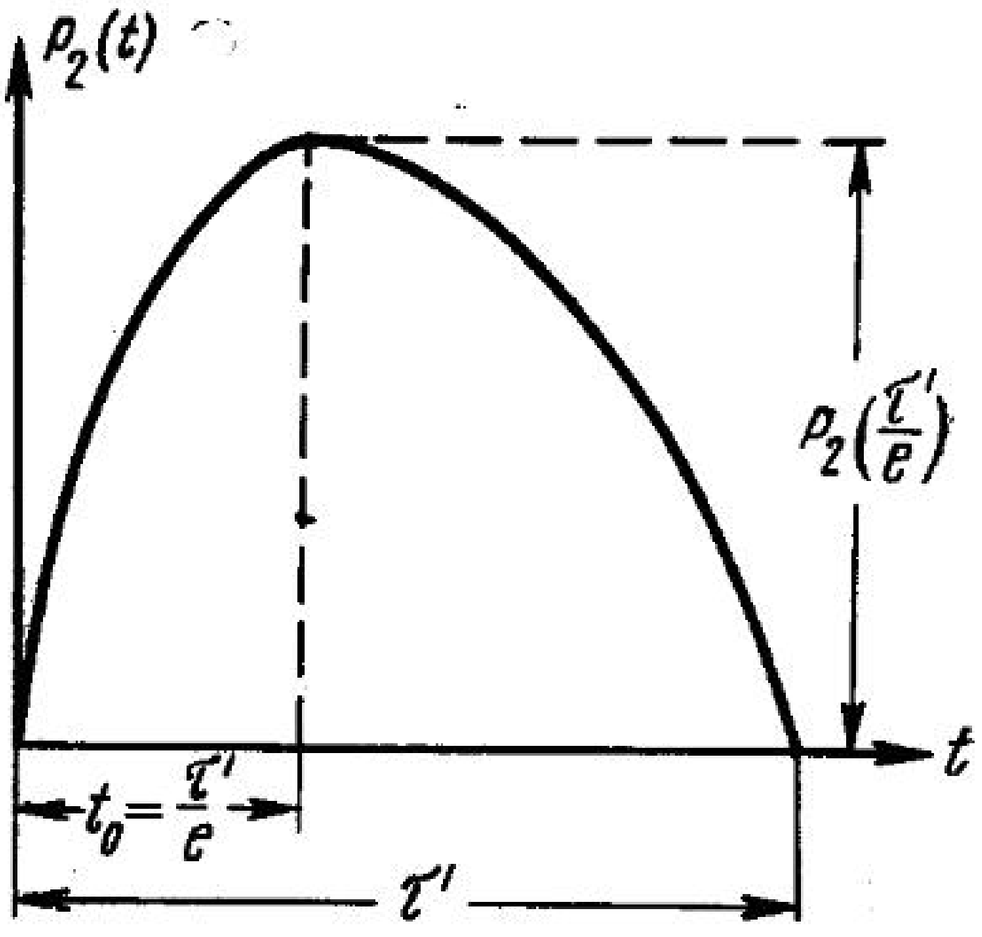


Рис. 5.56. Зависимость принимаемой мощности от времени при отражении от переуплотненных метеорных следов

го коэффициента меняется в пределах от 1 до 10 $м^2/сек$. График изменения во времени принимаемой мощности показан на рис. 5.55.

В случае переуплотненных метеорных следов зависимость от времени носит совсем иной характер и выражается формулой

$$P_2(t) = A\sqrt{t\, d \ln\frac{\tau'}{t}}, \ вт,$$

где A — коэффицент пропорциональности, а длительность импульса τ' определяется формулой

$$\tau' = \frac{10^{-7} e^2 q \lambda^2 \sec^2\theta}{4 m \pi^2 d}, \ сек.$$

Раскрывая неопределенность в подкоренном выражении, можно показать, что при $t=0$ оно обращается в нуль. Вторично оно обращается в нуль при $t=\tau'$. При $t_0=\tau'/\exp$ подкоренное выражение достигает максимума.

Соответствующая зависимость принимаемой мощности от времени показана на рис. 5.56. Сопоставление графиков рис. 5.55 и 5.56 ясно показывает, что процессы отражения от недоуплотненных и переуплотненных метеорных следов существенно отличаются по форме импульсов.

Для радиосвязи за счет отражений от метеорных следов чрезвычайно важно располагать статистическими данными об интенсивности и длительности существования отражений. Дать исчерпывающие сведения по этому вопросу в виде нескольких графиков невозможно, так как эти параметры зависят от географического расположения трассы, мощности передатчиков и чувствительности приемного устройства. Интенсивность отражений и длительность существования метеорного следа зависят от массы частицы вторгшейся в земную атмосферу. Чем больше ее масса, тем интенсивнее ионизация и тем больше длительность существования метеорного следа. Следовательно, с наибольшей вероятностью возникают слабые отражения, обладающие наименьшим временем существования.

На рис. 5.57 и 5.58 представлены графики [92], характеризующие относительное число отражений, интенсивность и длительность которых превышают заданные значения.

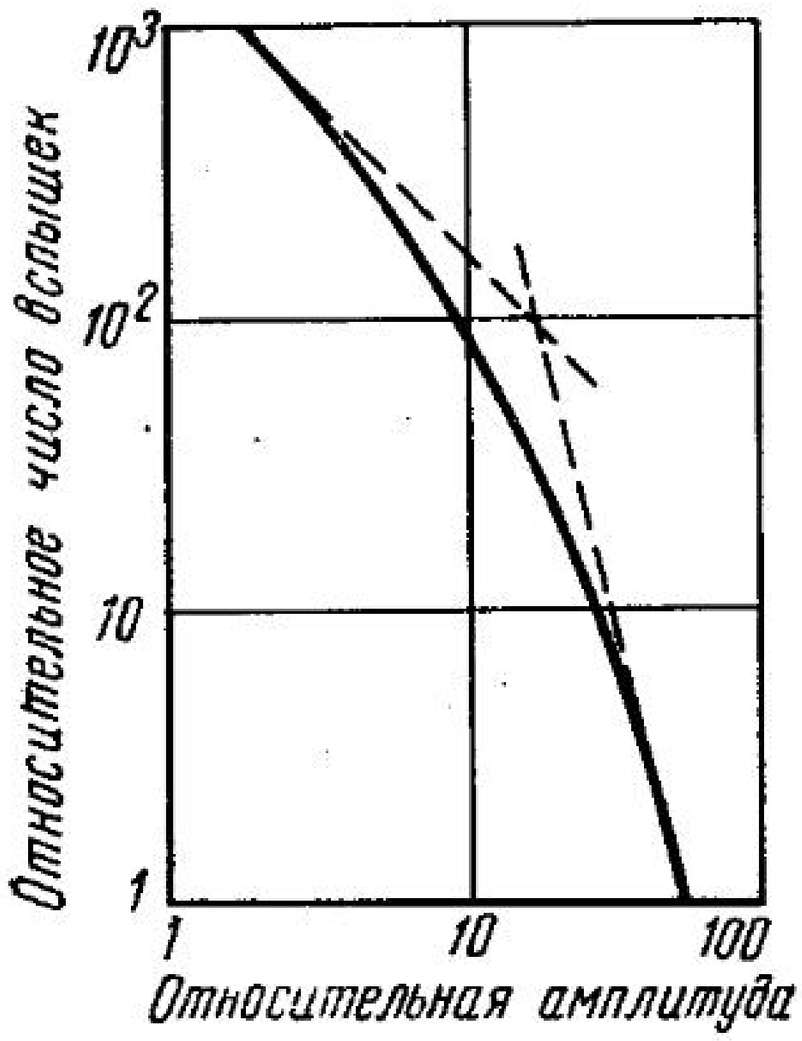


Рис. 5.57. График, характеризующий относительное число отражений, интенсивность которых превышает заданное значение

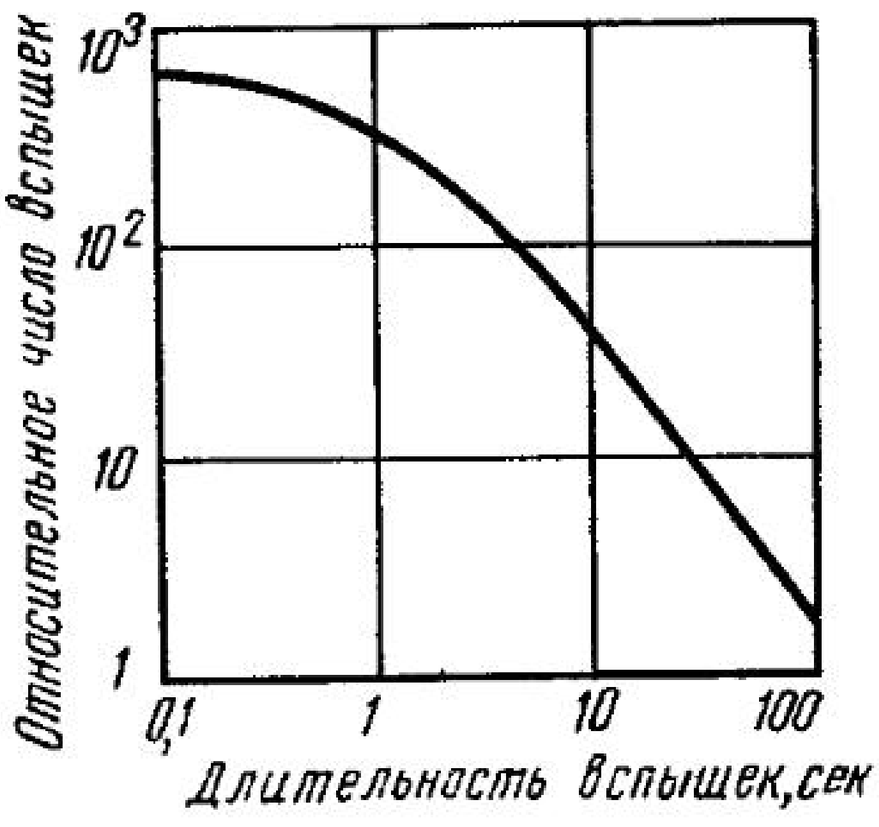


Рис. 5.58. График, характеризующий относительное число отражений, длительность которых превышает заданное значение

По оси абсцисс на рис. 5.57 отложена интенсивность отражений в относительных единицах, а по оси ординат — число метеоров,

создающих такую интенсивность. Пунктирными линиями нанесены теоретические зависимости соответственно для недоуплотненных и переуплотненных ионизированных следов. Обращает на себя внимание резкое уменьшение числа метеоров с увеличением интенсивности отражений и с возрастанием длительности существования ионизированного следа.

С точки зрения условий радиосвязи особенно важной характеристикой метеорных следов является относительное время существования надлежащим образом ориентированных следов, создающих отражения такой силы, что их можно использовать для передачи информации. Это время зависит и от мощности передающего устройства, и от чувствительности приемного устройства. Чем больше потери при распространении $L=P_1/P_2$, которые можно скомпенсировать применением надлежащего оборудования линии радиосвязи, тем длительнее время передачи информации. Некоторое представление об этой характеристике может дать рис. 5.59 [92], по оси абсцисс которого отложено местное время t, а по оси ординат—число секунд за каждый час, в течение которых можно было передавать информацию за счет отражений от метеорных следов. Эти данные относятся к линии протяженностью около 1000 *км* при передаче на частоте 40 *Мгц*. Максимальное значение относительного времени использования линии связи (так называемый коэффициент использования линии связи) составляет 16% (в 6 час.), а минимальное — 3% (в 18 час.).

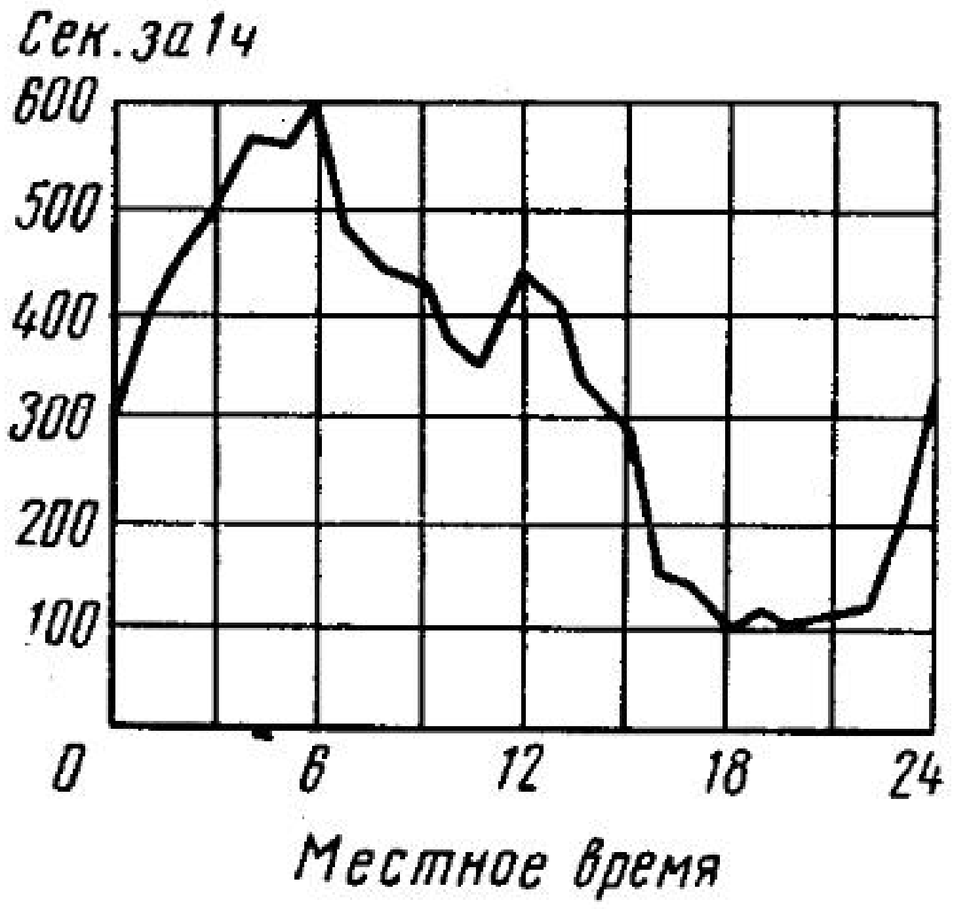


Рис. 5.59. Зависимость относительного времени использования метеорной линии связи от времени суток

Основным преимуществом линий связи, использующих явление метеорной ионизации, по сравнению с линиями связи, работа которых основана на ионосферном рассеянии, является возможность применения меньших мощностей (до 500 *вт*) и более простых и дешевых антенн. Подобные системы связи могут обеспечить надежную передачу сигналов на расстояние до 2000 *км* при полосе пропускания 3 *кгц*. Сравнительно небольшая мощность передатчика компенсируется применением более сложной передающей и приемной аппаратуры с запоминающими устройствами и системой автоматики. Метеорные вспышки используются для связи в диапазоне частот от 30 до 50 *Мгц*.

ДЕЦИМЕТРОВЫЕ, САНТИМЕТРОВЫЕ, МИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ И РАДИОВОЛНЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

5.20. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕЦИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Радиоволны дециметрового и сантиметрового диапазонов от ионизированной области атмосферы не отражаются и в ней не рассеиваются и поэтому, как ионосферные, распространяться не могут. Волны этих диапазонов распространяются на небольшие расстояния над поверхностью Земли как земные (напомним, что дифракция на столь высоких частотах выражена слабо), а на большие — как тропосферные, главным образом, за счет рассеяния на неоднородностях тропосферы и в меньшей степени за счет направляющего действия тропосферных волноводов.

Радиоволны этих диапазонов почти не преломляются в ионизированных областях атмосферы и легко проходят сквозь ионосферу. Благодаря этому волны указанных диапазонов могут распространяться как прямые и находят применение в космической связи.

Волны дециметрового диапазона практически не испытывают ни молекулярного поглощения, ни поглощения в гидрометеорах. Поглощение в гидрометеорах делается заметным на волнах короче 3—5 *см*. Поглощение в водяных парах, т. е. молекулярное поглощение, становится заметным только на волне 1,35 *см*, т. е. у самой нижней границы диапазона сантиметровых волн. Поэтому с молекулярным поглощением сантиметровых волн можно тоже практически не считаться.

5.21. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

На условия распространения миллиметровых волн ионосфера, естественно, совершенно не влияет. Тропосфера вызывает явление атмосферной рефракции, т. е. искривление траектории распространяющихся в ней миллиметровых волн. Гидрометеоры в виде дождя, тумана, града, снега и т. д. вызывают весьма значительное поглощение. В условиях сильного дождя или тумана миллиметровые волны практически распространяться не могут. Но, даже независимо от наличия гидрометеоров, миллиметровые волны испытывают сильное молекулярное поглощение в газах, входящих в состав тропосферы, в первую очередь, в водяных парах и в кислороде воздуха.

Как показывает рис. 3.41, на котором представлена зависимость коэффициента поглощения *(дб/км)* от частоты, в диапазоне

длин волн от 1 до 10 *мм* имеются четыре «окна» относительно слабого поглощения, а именно — в области 1,2 *мм* ($\delta=0{,}7$ *дб/км*), в области 2 *мм* ($\delta=0{,}3$ *дб/км*), в области 3 *мм* ($\delta=0{,}22$ *дб/км*) и, наконец, наиболее известное «окно» на 8,6 *мм* с поглощением 0,07 *дб/км*. Четвертое «окно» широко использовалось американцами в радиолокации в последние годы второй мировой войны, в так называемом диапазоне K_α. Следует иметь в виду, что график на рис. 3.41 составлен для водности 7,75 *г/см*^{3}; при температуре воздуха 15°С это соответствует 60% относительной влажности. Как показывает табл. 3.6, при температуре 23°С водность может достигать 23 *г/см*^{3}, что соответствует трехкратному увеличению коэффициентов поглощения. Во столько же раз увеличатся упомянутые выше минимальные значения коэффициентов поглощения; например, в области 3 *мм* поглощение составит $\delta=0{,}7$ *дб/км*, что при трассе протяженностью 50 *км* (нормальная протяженность участка радиорелейной линии) составит 35 *дб*, т. е. довольно заметную величину.

Относительно сильное молекулярное поглощение и полное прекращение прохождения миллиметровых волн во время дождя и тумана сильно ограничивают возможность применения миллиметровых волн в наземных линиях радиосвязи, т. е. при распространении в качестве земных волн. Наоборот, широкое применение миллиметровые волны могут найти в космических линиях связи, вне тропосферы, в условиях отсутствия гроз и водяных паров.

5.22. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Радиоволны оптического диапазона (условно от 0,03 *мк* до 2 *мм*) могут распространяться только как земные и свободно распространяющиеся. Под действием атмосферной рефракции траектория волн оптического диапазона искривляется, причем радиус кривизны вследствие меньшего влияния на столь высоких частотах полярных молекул водяного пара при нормальной атмосферной рефракции для пологих лучей достигает значения $R\approx 50\,000$ *км* против значения $R=25\,000$ *км* для ультракоротких волн.

Сильные дождь, снегопад и особенно туман полностью нарушают прохождение электромагнитных волн оптического диапазона в тропосфере. Существенное поглощение волн этого диапазона вызывают дымка и сильная мгла, значительно снижая дальность распространения.

При отсутствии осадков связь на волнах оптического диапазона как земных волнах возможна только в интервале от 0,4 до 20 *км*, притом только в пределах «окон» прозрачности, перечисленных в табл. 3.7. Все изложенное говорит о том, что при использовании оптических радиоволн в качестве средства связи имеет

смысл применять их в тех районах земного шара, где осадки наблюдаются крайне редко. Волны этого диапазона в полной мере пригодны для космической связи, вне пределов тропосферы. Как отмечалось в параграфе 3.15, при осуществлении радиосвязи вдоль поверхности Земли с целью устранения поглощающего действия гидрометеоров, в принципе, возможно вследствие высокой концентрации энергии и большой направленности антенн заключить траекторию распространяющейся волны в герметическую трубу, чтобы изолировать среду, в которой распространяются волны, от атмосферных осадков. Такая труба отнюдь не выполняет функции волновода, а является только защитным от атмосферных влияний кожухом.

Глава шестая

ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В СИСТЕМАХ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

6.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Космической радиосвязью условимся называть связь земной радиостанции с объектом, находящимся в космосе (ИСЗ, космический корабль или станция), связь между двумя космическими объектами, а также связь между двумя земными станциями, использующими в качестве связующего элемента естественное или искусственно выведенное на орбиту космическое тело. Примерами естественных объектов служат Луна, Солнце, Венера и т. д., а примерами искусственных тел — спутники связи.

При современном состоянии техники связи основной интерес представляют вопросы связи с космическими кораблями и применение ИСЗ для увеличения дальности радиосвязи. Поэтому в настоящей главе мы ограничимся рассмотрением только этих аспектов проблемы космической связи.

4 октября 1957 г., когда в СССР был успешно выведен на орбиту первый в мире искусственный спутник Земли, можно считать началом новой эры в истории человечества — эры освоения космического пространства. За короткий срок в СССР были достигнуты в этом направлении выдающиеся успехи, позволившие 12 апреля 1961 г. осуществить первый полет человека вокруг земного шара на космическом корабле «Восток». Еще до этого, в январе 1959 г. ракетой впервые была достигнута вторая космическая скорость 11,2 *км/сек*, необходимая для вывода космического аппарата из сферы земного притяжения. Это была «Луна-1». Обратная сторона Луны была сфотографирована в октябре 1959 г. автоматической станцией «Луна-3». Мягкая посадка на Луну была осуществлена 3 февраля 1966 г. Автоматическая станция «Венера-4» 18 октября 1967 г. вошла в атмосферу Венеры и от нее отделился спускаемый аппарат, передавший на Землю научные данные о строении атмосферы ближайшей к нам планеты. Наконец, 14 января 1969 г. была осуществлена первая в мире автоматическая стыковка космических кораблей «Союз-4» и «Союз-5». Тем самым было положено начало созданию в космосе орбитальных станций.

Большие успехи в освоении космоса имеются на счету и у американских ученых. 21 июля 1969 г. им удалось высадить на Луну

двух космонавтов, которые доставили на Землю пробы лунного грунта.

Эти и другие достижения в области запуска и выведения на орбиту ИСЗ и космических кораблей поставили в порядок дня вопрос об использовании ИСЗ в качестве средства увеличения дальности связи.

Как при связи между двумя космическими объектами, так и при использовании ИСЗ для увеличения дальности связи, применяются свободно распространяющиеся волны, легко проникающие сквозь атмосферу Земли по практически прямолинейным траекториям.

Для осуществления связи основное значение имеет продолжительность времени одновременной видимости ИСЗ из различных пунктов на поверхности земного шара. Она зависит от высоты, на которой ИСЗ пролетает над поверхностью земного шара, а также от ориентировки орбиты относительно земной оси. С этой точки зрения различают полярные, экваториальную и наклонные орбиты.

Искусственный спутник Земли, обращающийся по полярной орбите, в течение каждого оборота проходит над обоими полюсами. Если период обращения ИСЗ T не укладывается целое число раз в длительности суток, то проекция траектории ИСЗ на поверхность Земли будет проходить при каждом следующем обороте над новыми районами, и рано или поздно ИСЗ окажется над любой заданной точкой на поверхности Земли. Наоборот, экваториальный спутник будет обращаться всегда над экватором и будет виден в пределах полосы, ограниченной вполне определенными значениями северной и южной широты (в зависимости от высоты обращения спутника). ИСЗ с наклонными круговыми орбитами, при угле наклона ψ по отношению к экватору, достигает пунктов, расположенных над широтами $+\psi$ и $-\psi$.

6.2. ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИОВОЛН В МЕЖПЛАНЕТНОМ И МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

По современным представлениям плотность межзвездного газа недалеко от галактической плоскости составляет 1 атом в 1 $см^3$. Напомним, что у поверхности Земли плотность атмосферы достигает $2{,}7 \cdot 10^{19}$ *молекул*/$см^3$. Только вблизи горячих звезд под действием ультрафиолетового и рентгеновского излучений атомы полностью ионизируются, на больших же удалениях атомы не ионизированы. В окрестностях звезды кинетическая температура газа достигает 10^4°К и падает до 100°К на больших удалениях от нее.

В состав межзвездного газа входят водород, гелий и незначительное количество атомов металлов. Встречаются также простей-

шие соединения типа CH и CN. В состав межзвездной среды входит также космическая пыль, которую образуют частицы размерами 10^{-4}—10^{-5} *см*. Отношение средних плотностей газа и пыли составляет примерно 100:1. Плотность газо-пылевой межзвездной среды, однако, не одинакова, наблюдается тенденция к образованию сгустков, плотность которых в 10 раз превышает среднюю [93].

Измерения при помощи автоматических межпланетных станций и ИСЗ с вытянутой орбитой показали, что в межпланетном газе вблизи Земли плотность не превышает 50 частиц в 1 $см^3$ [94].

Коэффициент поглощения радиоволн в межзвездном газе можно вычислить по формуле [95]

$$\alpha = \frac{16\pi^2 e^6 N^2 \ln \dfrac{(2kT)^{5/2}}{2{,}115\, e^2 m^{1/2}\omega}}{3\sqrt{2\pi}\,(kTm)^{5/2}\,\omega^2 c}, \quad 1/см.$$

Здесь e — заряд, m — масса электрона, N — электронная концентрация, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, ω — круговая частота, c — скорость света. Все величины даны в единицах СГСЕ. На больших расстояниях вычисленное по этой формуле поглощение может составить ощутимую величину.

6.3. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ЧАСТОТ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

В этом параграфе рассматривается вопрос о выборе оптимальных частот для тех разновидностей линий космической связи, в которых излучаемые земным передатчиком радиоволны должны пройти сквозь атмосферу Земли (связь с космическим кораблем или станцией, применение спутников связи). Оптимальными в этом смысле можно считать те волны, которые легко проходят сквозь атмосферу, испытывая минимальное поглощение. Понятно, что со стороны более низких частот диапазон оптимальных частот ограничен максимально применимыми для коротковолновой связи частотами. В годы высокой солнечной активности и с учетом возможных отражений от спорадического слоя E_s (см. параграф 5.17) такими являются частоты порядка 65÷70 *Мгц*. Иными словами, нижняя граница полосы оптимальных частот обусловлена свойствами ионосферы. Наоборот, со стороны высоких частот ограничение вносят свойства тропосферы, частоты, превышающие 10 *Ггц*, как известно (см. параграф 3.14), испытывают заметное поглощение в дожде и тумане.

Отсюда, казалось бы, можно сделать вывод о том, что оптимальная полоса частот лежит в интервале от 70 *Мгц* до 10 *Ггц*. Но это не так, ибо, во-первых, частоты, примыкающие к МПЧ, хотя и проходят сквозь ионосферу, но испытывают при этом весьма ощутимое поглощение, которое можно количественно оценить при по-

мощи ф-лы (5.18). Результаты расчета степени поглощения метровых волн при нормальном падении на ионосферу представлены в табл. 6.1. Как следует из таблицы, по мере увеличения частоты поглощение заметно уменьшается.

Кроме того, при прохождении сквозь ионизированную область атмосферы продольная составляющая магнитного поля Земли вызывает поворот плоскости поляризации. Если космический объект и земная станция используют для связи плоско поляризованные волны, то при прохождении их через ионосферу происходит поворот плоскости поляризации. Может показаться, что для компенсации этого поворота достаточно изменить соответствующим образом ориентировку приемной антенны. Но это не так, ибо вследствие непрерывных флуктуаций электронной концентрации на пути распространения плоскость поляризации в месте приема также непрерывно меняет свою ориентировку.

Условимся называть потерями за счет вращения плоскости поляризации выраженное в *дб* уменьшение мощности сигнала на входе приемного устройства, обусловленное поворотом плоскости поляризации, против того значения, которое имела бы мощность в отсутствие поворота. Это соответствует максимальному значению потерь при учете среднего значения электронной концентрации. Флуктуации электронной концентрации приводят к изменению потерь только в пределах этих максимальных значений.

Таблица 6.1.

ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СКВОЗЬ ОБЛАСТИ *Д* и *Е* ИОНОСФЕРЫ

Частота, *Мгц*	30	50	100
Поглощение, *дб*	2,5	1,0	0,3

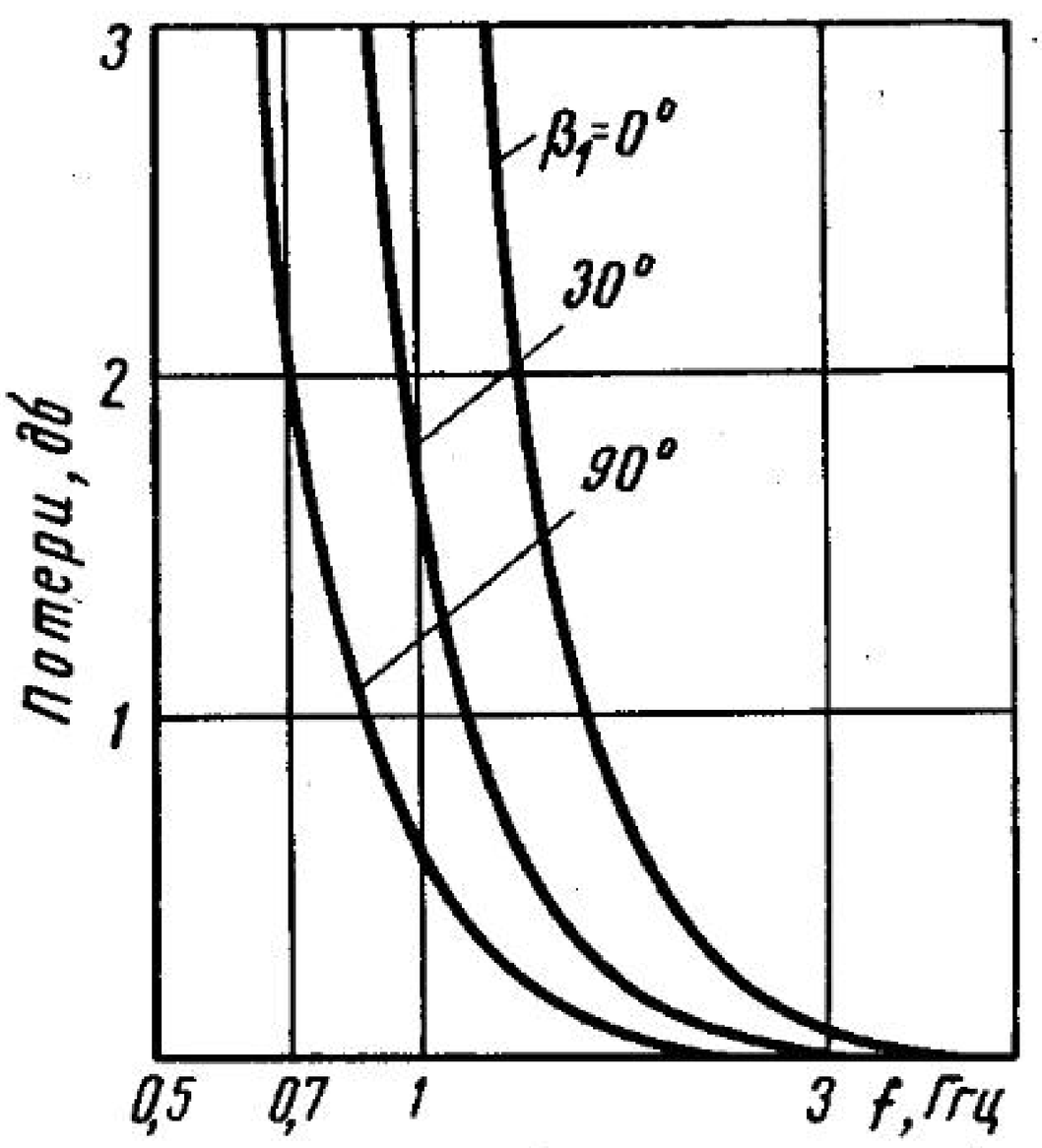


Рис. 6.1. Потери за счет вращения плоскости поляризации при прохождении через одиородиую иоиизированиую область

На рис. 6.1 показаны рассчитанные в зависимости от частоты значения потерь за счет вращения плоскости поляризации (в указанном выше смысле) при прохождении сквозь однородную ионизированную область атмосферы для трех значений углов скольжения β [96]. При этом предполагалось, что $N=2{,}8\cdot10^{12}$, $1/м^3$ в интервале высот от 230 до 370 *км* и $N=0$ на всех других высотах. Напряженность продольного магнитного поля $H_{пр}$ предполагалась равной 30 *а/м*.

Естественный метод борьбы с явлением вращения плоскости поляризации — применение антенн с круговой поляризацией (на передающем и приемном концах трассы). Как показывает рис. 6.1, на частотах до 1,42 *Гц* необходимо применять радиоволны с круговой поляризацией. В интервале от 1,4 до 4 *Гц* величину потерь можно определить по рис. 6.1. Наконец, на частотах выше 4 *Гц* потерями за счет вращения плоскости поляризации можно вообще пренебречь. Эта цифра и представляет собой нижнюю границу оптимальных частот.

Верхняя граница при учете поглощения в осадках, как указывалось, имеет порядок 10—12 *Гц*. При этом необходимо учитывать, что для полого направленных лучей (при малых углах возвышения β) приходится считаться с потерями в водяных парах и кислороде воздуха. Величину этих потерь можно определить по

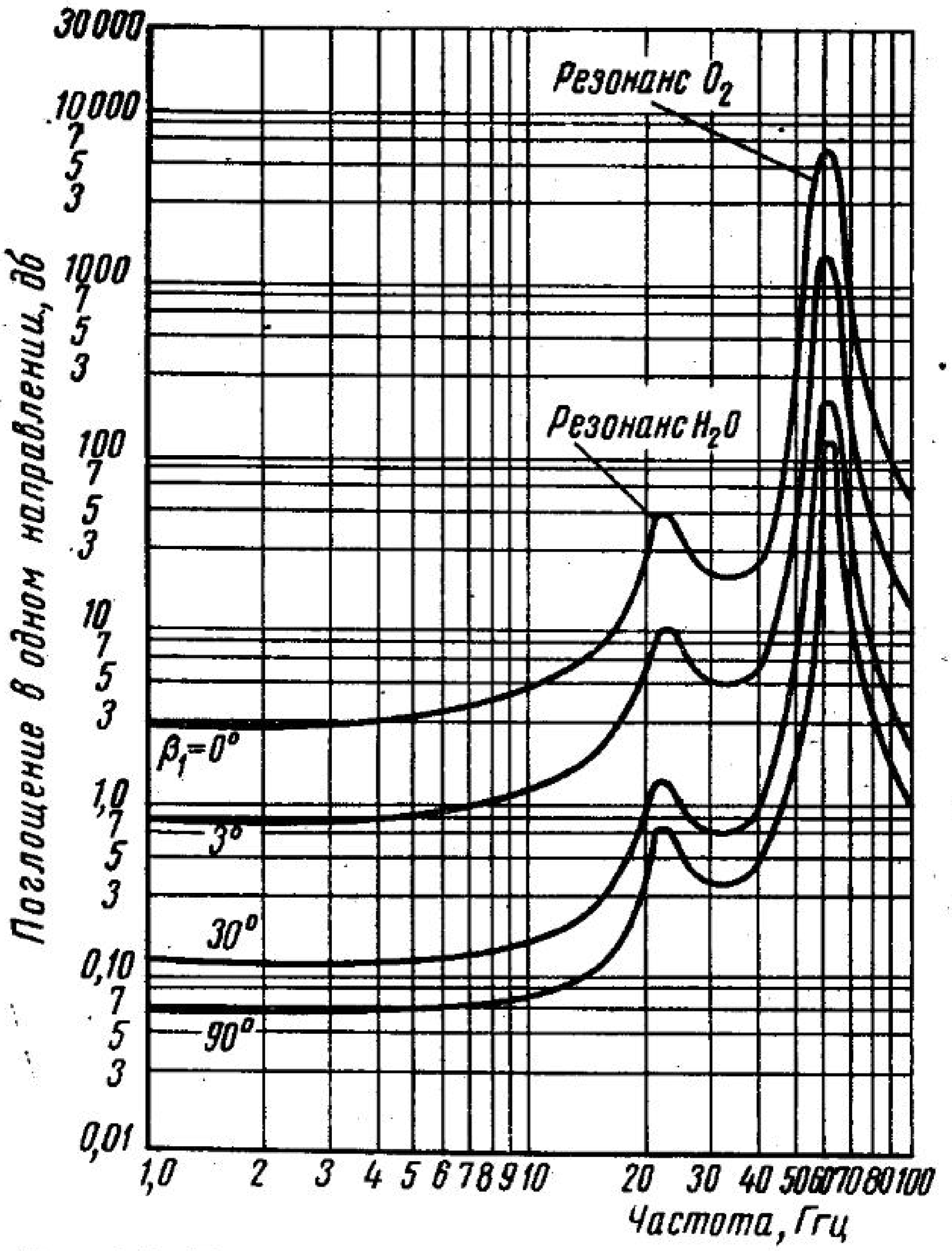


Рис. 6.2. Потери за счет молекулярного поглощения в кислороде воздуха и парах воды

графику, представленному на рис. 6.2. И с этой точки зрения верхней границей полосы оптимальных частот следует считать величину порядка 10—12 *Гц*.

Общий вывод заключается в том, что, исходя из особенностей распространения радиоволн, оптимальными для космической связи следует считать частоты в интервале от 4 до 10 (или 12) *Гц*.

6.4. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Три особенности отличают процессы распространения радиоволн в системах космической связи от процессов распространения в наземных условиях: во-первых, необычное влияние на траекторию луча атмосферной рефракции; во-вторых, явление допплеровского изменения частоты и, наконец, гораздо бо́льшее, чем в обычных условиях, время задержки сигнала при распространении. Рассмотрим каждую из этих особенностей в отдельности.

При распространении земных волн имеют дело с пологими лучами, скользящими вдоль поверхности Земли, и, как следует из изложенного в параграфе 3.3, влияние атмосферной рефракции проявляется в искривлении траектории луча. В частности, при наиболее часто встречающейся нормальной рефракции радиоволны распространяются по обращенным выпуклостью вверх круговым траекториям радиусом 25000 *км*. В системах космической связи (как при передаче информации на космические корабли или станции, так и при работе спутников связи) радиоволны проходят сквозь всю толщу атмосферы, притом не только под пологими, но под произвольными углами скольжения, вплоть до 90°.

Казалось бы, что прекрасно разработанную в астрономии теорию оптической рефракции можно непосредственно применить к проблемам космической связи. Но это не так, ибо, как известно, влажность воздуха почти не влияет на преломление электромагнитных волн оптического диапазо́на; наоборот, в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн содержание влаги сильно влияет на преломляющие свойства тропосферы.

Схема прохождения волны через тропосферу показана на рис. 6.3. Если рассматривать только диапазон сантиметровых волн, то влиянием ионосферы можно пренебречь. В диапазоне же дециметровых волн приходится учитывать рефракцию и в ионизированных слоях атмосферы.

Как следует из рис. 6.3, влияние тропосферной рефракции сводится к тому, что волна, излученная космическим объектом M, приходит под углом скольжения α, и ее направление отличается от действительного направления MA. Очевидно, что те же соотношения сохраняются при распространении волны от A к M. Задача, таким образом, сводится к определению по заданному удалению r и действительному углу β угла α, под которым приходит луч на поверхность Земли, в предположении, что известна зависимость $n=f(h)$ в пределах тропосферы (а в случае необходимости — и ионосферы). Т. е. требуется по заданному углу скольжения β и известной зависимости $n(h)$ определить траекторию луча.

Введем полярную систему координат с началом в центре земного шара (рис. 6.4). Радиус Земли, как и прежде, обозначим через a, а расстояние до произвольной точки траектории (радиус-вектор) — через r. Уравнение искомой траектории в принятых обозначениях представляет собой зависимость $r=f(\theta)$.

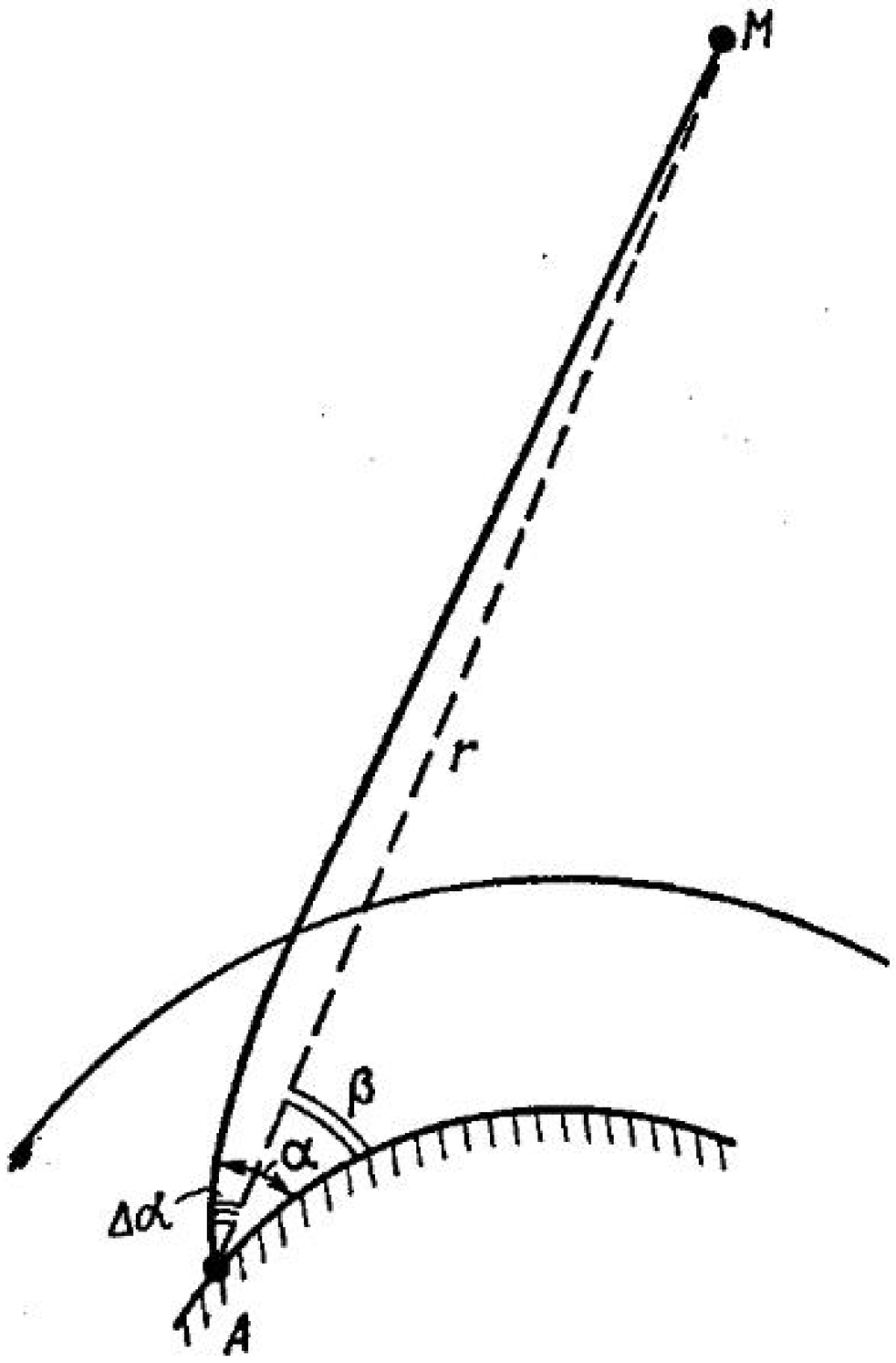


Рис. 6.3. Схема прохождения волны сквозь тропосферу при связи с космическим объектом

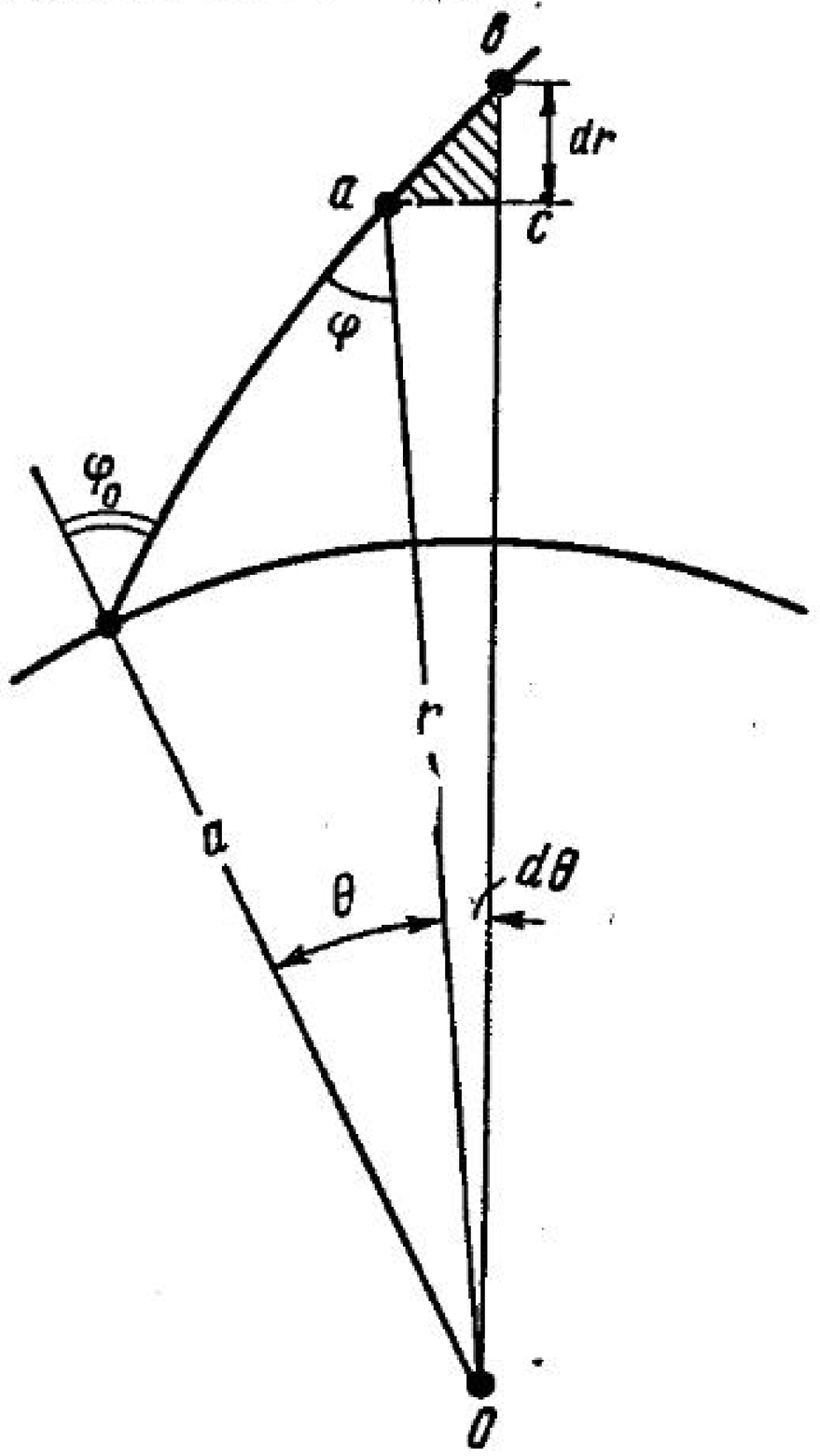


Рис. 6.4. К учету явления атмосферной рефракции при прохождении волны сквозь тропосферу

Из бесконечно малого треугольника abc имеем $ac=dr\,\mathrm{tg}\,\varphi$. Из элементарного сектора Oab далее следует: $rd\theta=ac=\mathrm{tg}\,\varphi\,dr$, откуда искомое уравнение траектории принимает вид

$$\theta=\int_a^r \frac{\mathrm{tg}\,\varphi}{r}\,dr. \qquad (6.1)$$

Для плоско-слоистой среды в каждой точке траектории должно выполняться условие (см. параграф 3.3)

$$n\sin\varphi=\mathrm{const}. \qquad (6.2)$$

В рассматриваемом случае тропосфера обладает свойствами сферически-слоистой среды и ф-ла (6.2) принимает вид

$$r\,n(r)\sin\varphi=\mathrm{const}. \qquad (6.2а)$$

Приравняв выражения, полученные из ф-лы (6.2а) для начальной точки траектории A и для любой ее точки, получим

$$a n_0 \sin \varphi_0 = r n(r) \sin \varphi, \qquad (6.3)$$

где n_0 — значение коэффициента преломления у поверхности Земли, а φ_0 — угол падения в той же точке.

Из ф-лы (6.3) находим: $\sin\varphi = A/rn(r)$, где для краткости введено обозначение $A = an_0\sin\varphi_0$. Выражая тангенс через синус, ур-ние (6.1) легко представить в виде

$$\theta = A \int_0^r \frac{dr}{r\sqrt{r^2 n(r) - A^2}}.$$

Зная зависимость $n(r) = n(a+h)$, при помощи вычислительных машин нетрудно найти зависимость $\theta = f(r)$ для заданного вертикального профиля коэффициента преломления и для любого начального значения угла падения φ_0. На основании подобных расчетов составлены удобные таблицы и номограммы, позволяющие вводить поправку на атмосферную рефракцию ($\Delta\alpha$ — на рис. 6.5) для заданных координат космического корабля или ИСЗ.

Другой особенностью систем космической связи является допплеровское изменение частоты излучаемого сигнала, связанное с весьма быстрым перемещением космического объекта (корабля, автоматической станции, спутника связи). Раньше мы встречались с допплеровским изменением частот (параграф 3.9), обусловленным перемещением отражающих областей в тропосфере и ионосфере. Но массы воздуха перемещаются медленно и допплеровское смещение обычно не превышает немногих *гц*.

Если f — частота, излучаемая передатчиком, а v — скорость, с которой изменяется длина пути, проходимого волнами, то измененное значение частоты в пункте приема определяется ф-лой $f' = f(1 \pm v/c)$, *гц*. Само изменение частоты (допплеровский сдвиг) вычисляется по формуле $\Delta f = f' - f = \pm vf/c = \pm v/\lambda$, *гц*.

Пожалуй, единственный случай, когда в линиях космической связи допплеровское изменение частоты можно не учитывать, это геостационарные спутники связи. Они практически не перемещаются относительно поверхности Земли и проходимое волнами расстояние от передатчика земной станции до спутника и от спутника до пункта приема остается постоянным. В спутниках связи с вытянутой эллиптической орбитой допплеровский сдвиг отсутствует только при прохождении апогея.

В настоящее время вычислительные методы астрономии прекрасно разработаны и не представляет никакого труда вычислить радиальную скорость спутника в любой точке траектории и тем самым определить допплеровский сдвиг частоты.

Особенно значительно допплеровское смещение частоты при осуществлении связи с космическими кораблями и станциями. Если, к примеру, станция удаляется от Земли со второй космической скоростью, т. е. 11,2 *км/сек*, то при несущей частоте 6 *Ггц* это приводит к допплеровскому сдвигу $\Delta f = 2{,}24 \cdot 10^5$ *гц*.

Наконец, линии космической связи отличаются от магистралей связи обычного типа необычно большой задержкой сигнала, которая затрудняет ведение двустороннего телефонного разговора. При телеграфной связи и передаче данных она значения не имеет.

При использовании геостационарных спутников связи, а также при применении спутников с вытянутой эллиптической орбитой, высота апогея которой равна радиусу орбиты геостационарного спутника, максимальное время запаздывания сигнала составляет $\Delta t = 2 \cdot 4 \cdot 10^7 / 3 \cdot 10^8 = 0{,}27$ *сек*. Эта задержка укладывается в нормы МККР для линий связи протяженностью 6000 *км* [96].

Понятно, что при связи с космическими кораблями, находящимися в межпланетном пространстве, время задержки соответственно возрастает. Так, например, для корабля, находящегося в районе Луны (удаление от Земли порядка 380 000 *км*), время задержки возрастает до $\Delta t = 2 \cdot 3{,}8 \cdot 10^8 / 3 \cdot 10^8 \approx 2{,}5$ *сек*, что существенно затрудняет ведение двустороннего телефонного разговора.

6.5. СВЯЗЬ МЕЖДУ КОСМИЧЕСКИМИ КОРАБЛЯМИ

Условия осуществления радиосвязи между двумя космическими кораблями, находящимися в пределах прямой видимости в межпланетном пространстве, существенно отличаются от таковых для земных станций. Отсутствие тропосферы и ионосферы на пути распространения волн снимает ряд ограничений в отношении выбора диапазона волн для передачи информации с одного корабля на другой. В этих условиях для связи можно применять практически волны всех диапазонов — от звуковых до оптических — и ограничения вызываются не особенностями распространения, а соображениями аппаратурного характера и размерами антенных устройств. С этой точки зрения предпочтение следует отдать наиболее коротким волнам: сантиметровым, миллиметровым и оптическим. В оптическом диапазоне, как известно, заданное усиление антенны удается реализовать при использовании антенн минимальных размеров. Ограничения в отношении уменьшения длины волны определяются трудностями наводки антенны на корреспондента при очень узкой диаграмме направленности. По-видимому, в этих условиях целесообразно применять антенны с переменной шириной диаграммы направленности и после установления радиоконтакта при расширенной диаграмме направленности переходить к более узкой.

Если на пути распространения радиоволн находится планета, то условия связи сильно усложняются. Для огибания непрозрачного препятствия на пути распространения следует применять по возможности более длинные волны, а при сильном затенении единственное средство восстановить связь — это прибегнуть к помощи ретрансляционной станции, из которой видны оба корреспондирующих объекта. Такая станция может находиться на третьем космическом корабле, либо на поверхности Земли.

ГРАФИКИ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ И УГЛА СДВИГА ФАЗЫ

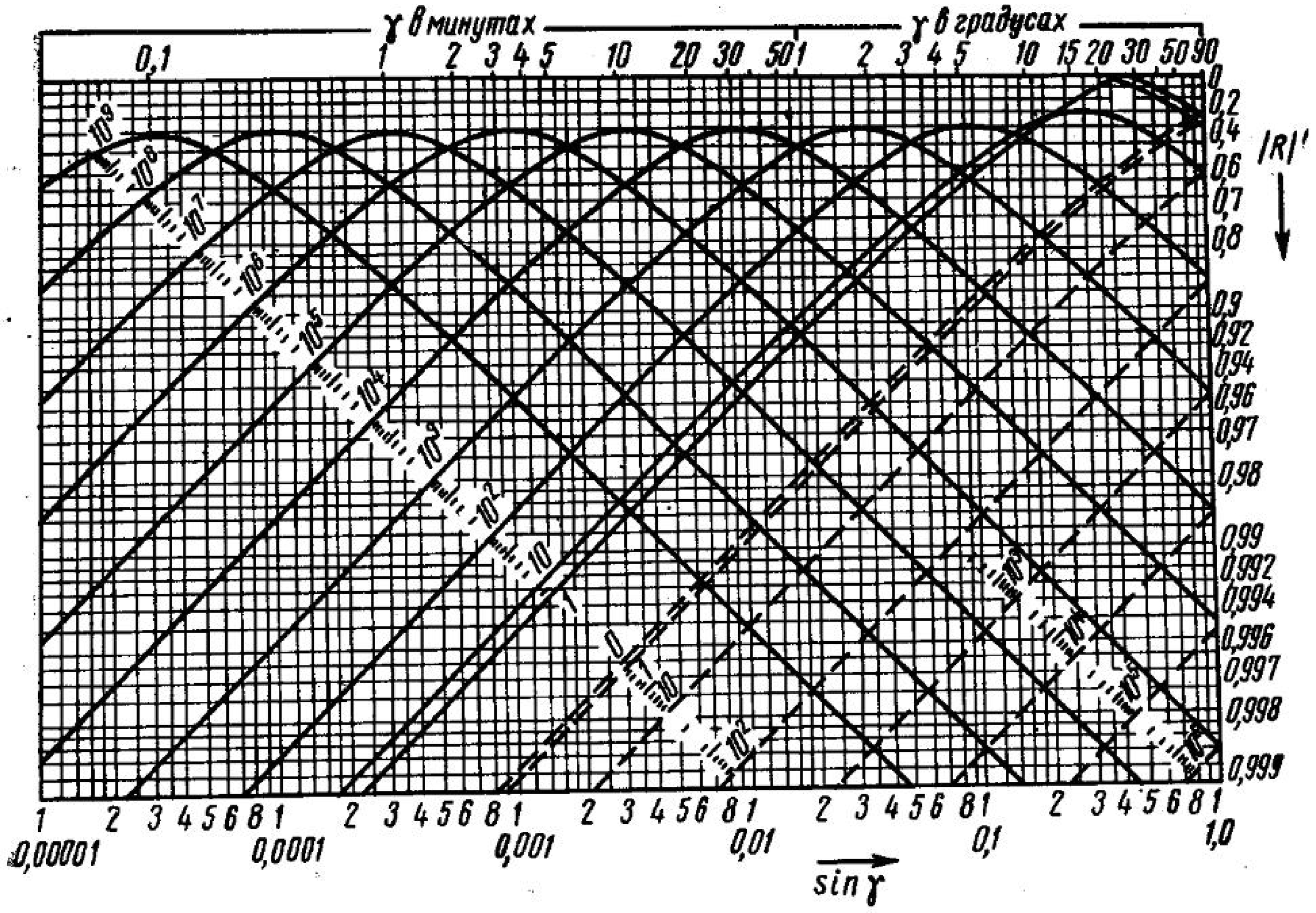
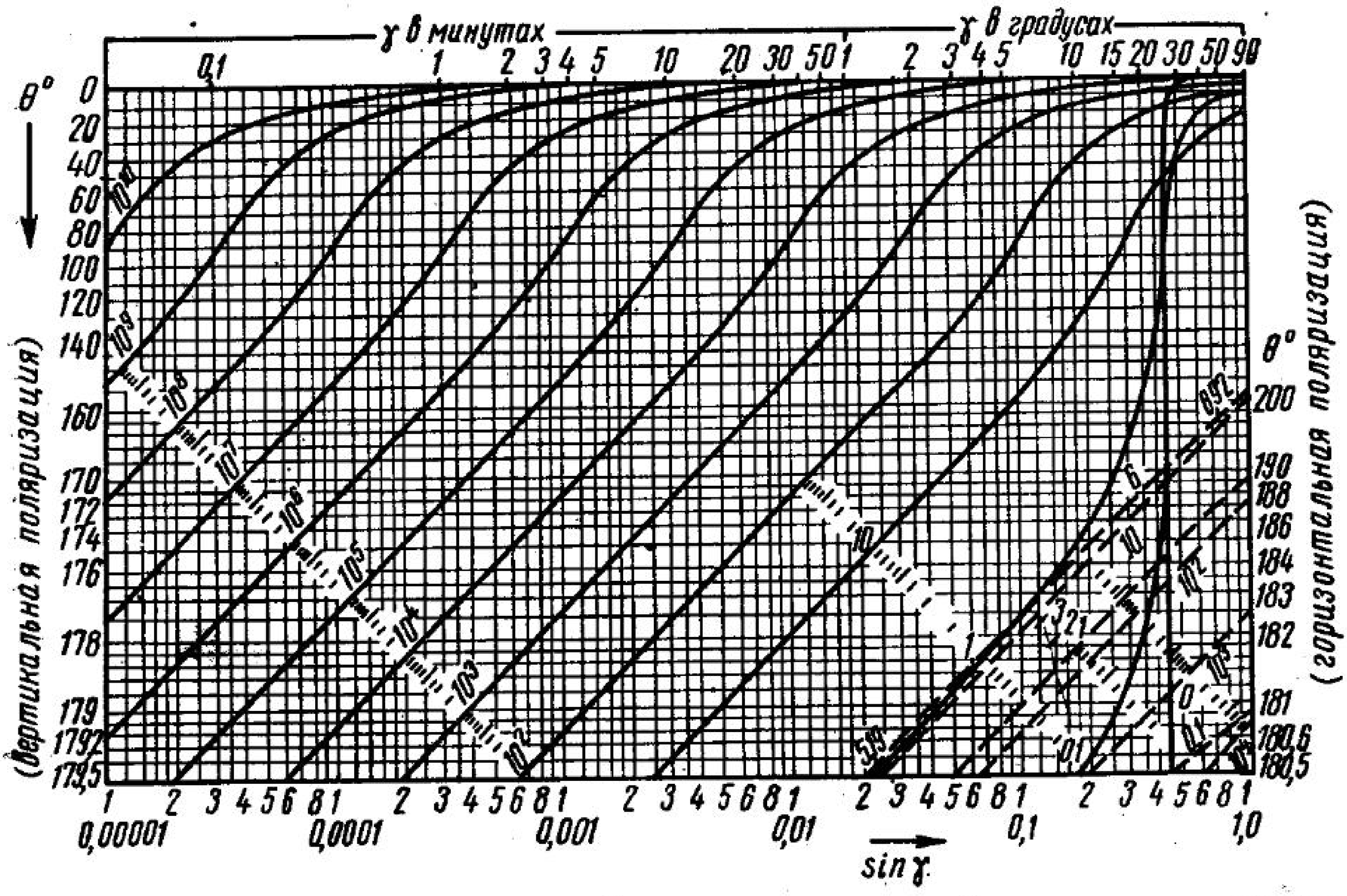


Рис. П.1. Зависимость модуля R коэффициента отражения от угла возвышения γ при разных значениях $Q=60\lambda\sigma(\varepsilon=4)$



Фис. П.2. Зависимость угла сдвига фазы при отражении θ от угла возвышения γ при разных значениях $Q=60\lambda\sigma(\varepsilon'=4)$

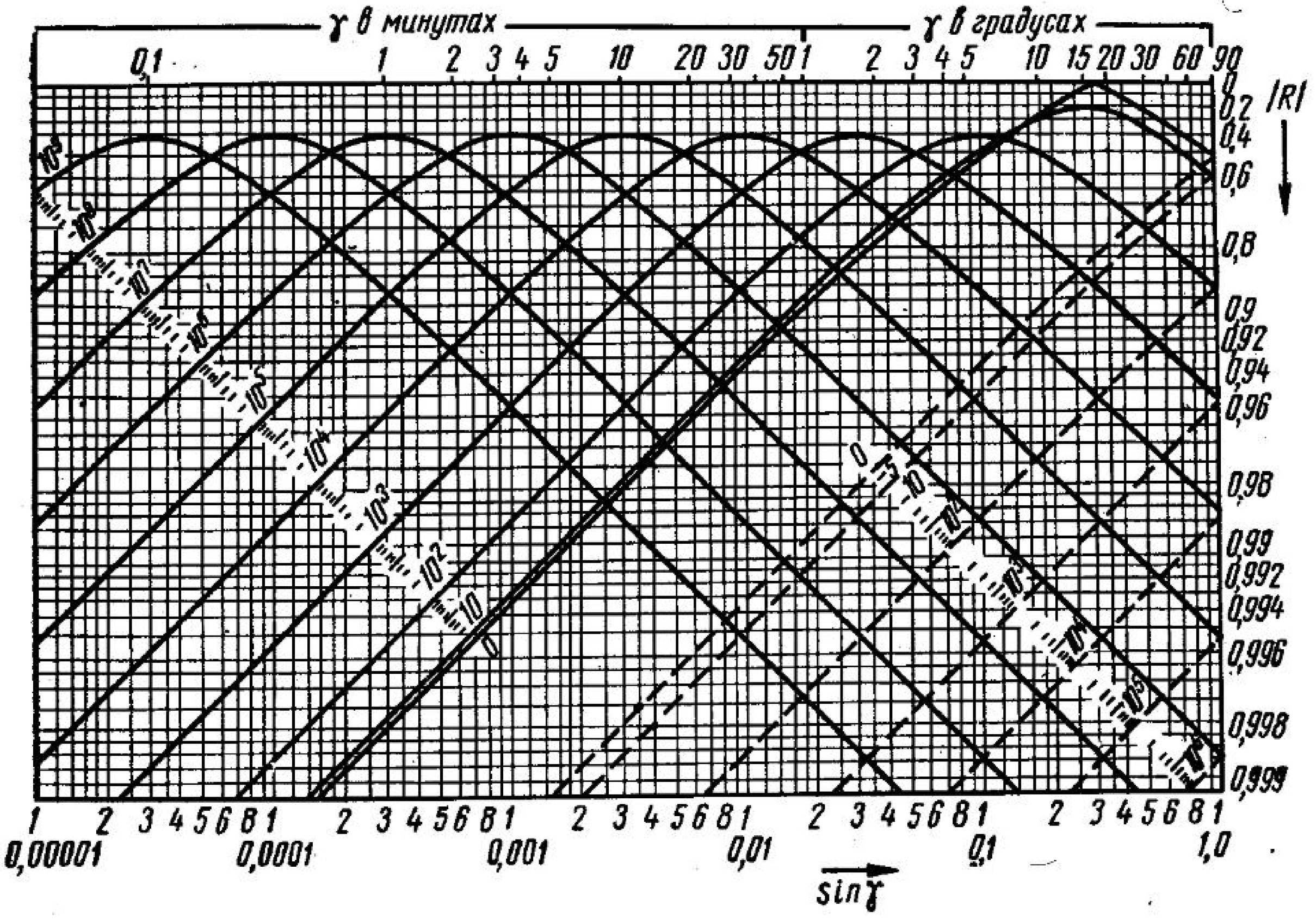


Рис. П.3. Зависимость модуля R коэффициента отражения от угла возвышения γ при разных значениях $Q=60$ $\lambda\sigma(\varepsilon'=10)$

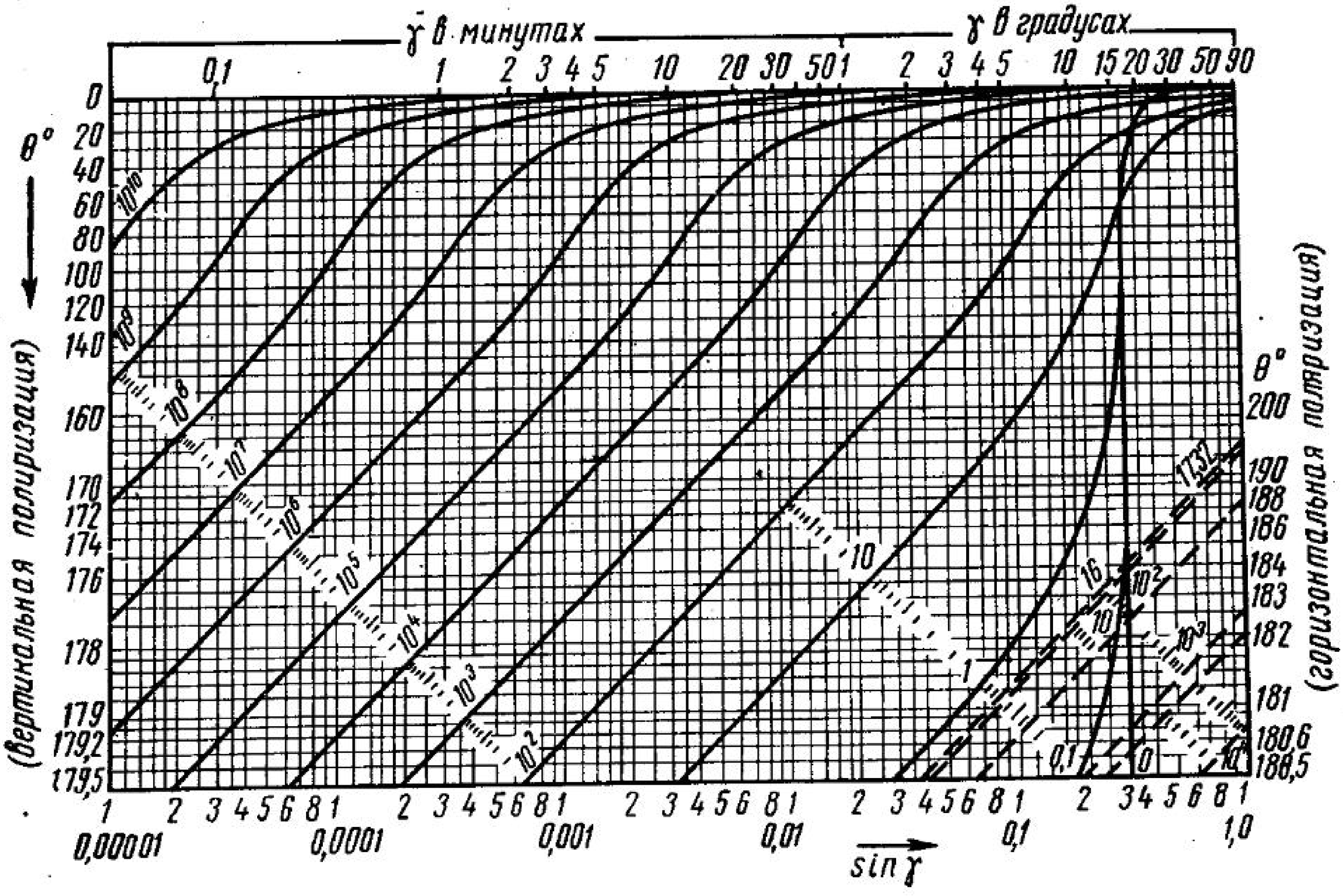


Рис. П.4. Зависимость угла сдвига фазы при отражении θ от угла возвышения γ при разных значениях $Q=60$ $\lambda\sigma(\varepsilon'=10)$

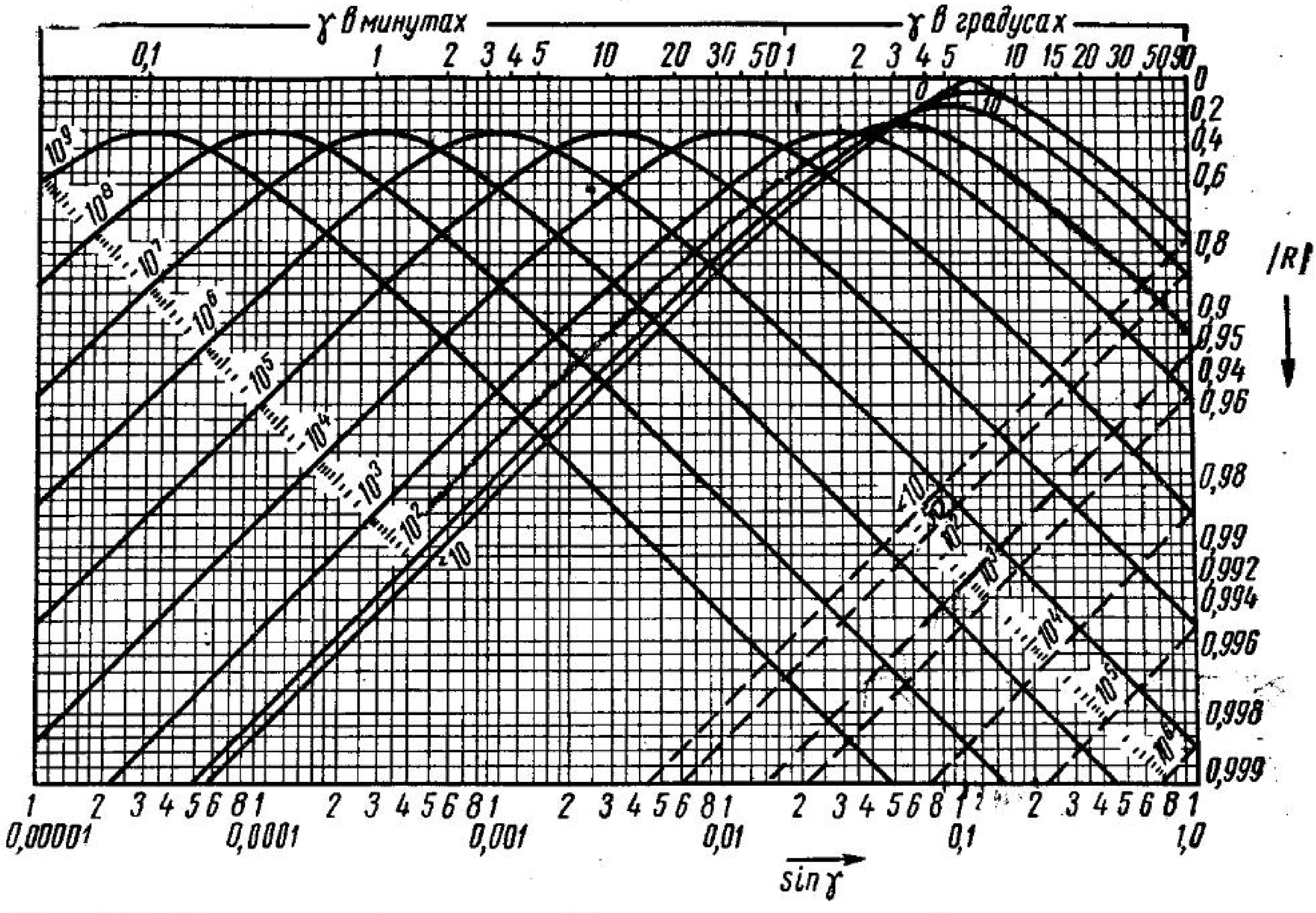


Рис. П.5. Зависимость модуля коэффициента отражения R от угла возвышения γ при разных значениях $Q=60\ \lambda\sigma\ (\varepsilon'=80)$

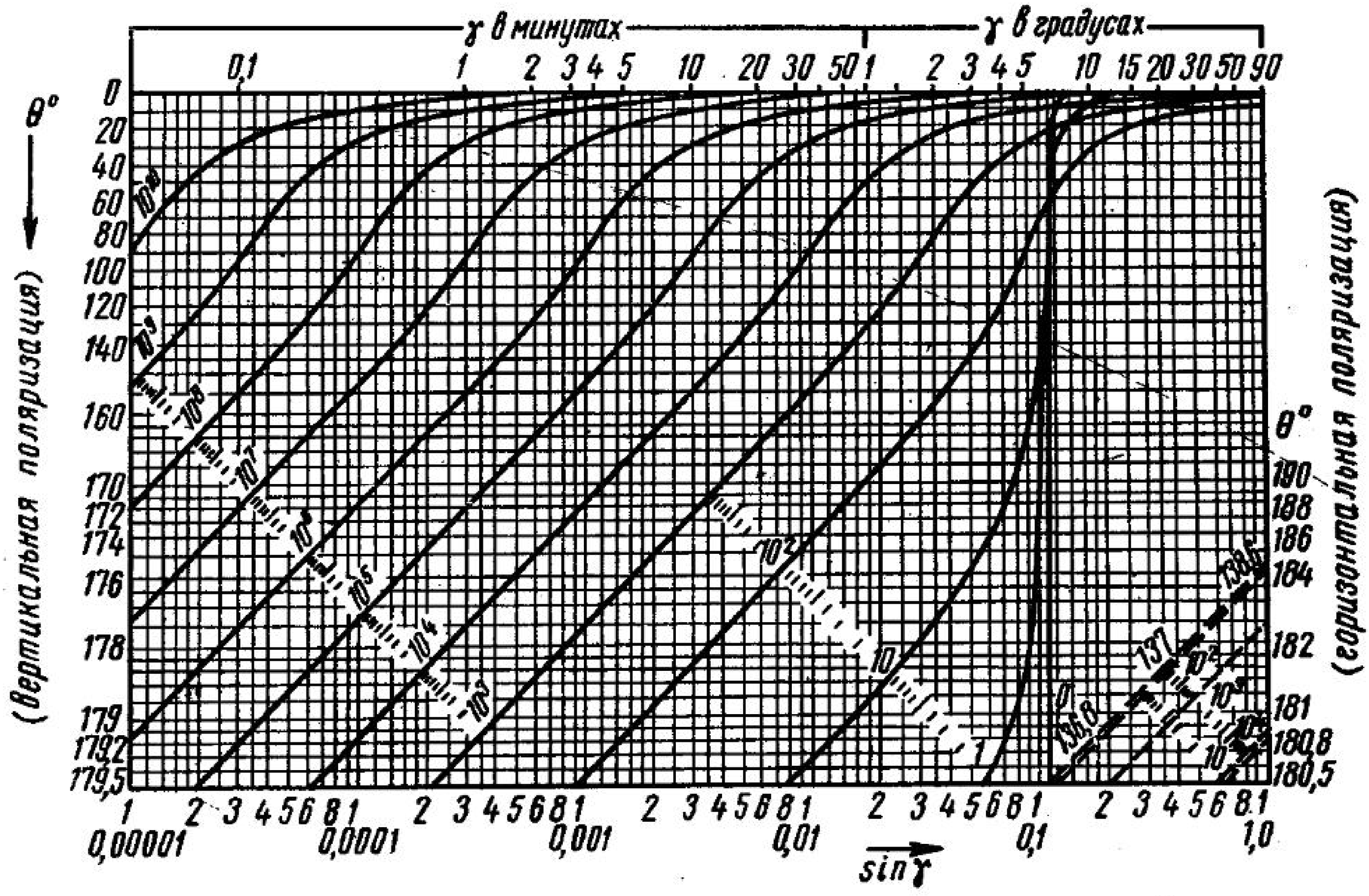


Рис. П.6. Зависимость угла сдвига фазы при отражении θ от угла возвышения γ при разных значениях $Q=60\ \lambda\sigma\ (\varepsilon'=80)$

ЛИТЕРАТУРА

1. Burrows C. R. — «Bell Syst. Techn. Journ», v. 16, 1937, p. 45.
2. Кашпровский В. Е. Локальные проводимости почв и их распределение на территории СССР. — «Геомагнетизм и аэрономия», т. 3, 1963, № 2, стр. 297—308.
3. Виеденский Б. А. К вопросу о распространении ультракоротких воли.— «Вестник теоретической и экспериментальной электротехники», 1928, № 12, стр. 439—446.
4. Введенский Б. А., Астафьев А. В., Аренберг А. Г. О радиосвязи на ультракоротких волнах. — «Вестник теоретической и экспериментальной электротехники», 1928, № 12, стр. 447—451.
5. Bullington K. — «Proc. IRE», v. 35, 1947, pp. 1122—1136.
6. Леонтович М. А. О приближенных граничных условиях для электромагнитного поли на поверхности хорошо проводящих тел. Сб. «Исследования по распространению радиоволн», изд. АН СССР, вып. 2, 1948, стр. 5—12.
7. Макарои Г. И. и Новиков В. В. Распространение электромагнитных волн над поверхностью с произвольным поверхностным импедансом. — «Проблемы дифракции и распространения волн», изд. Ленинградского Университета, вып. 1, 1962, стр. 96—115.
8. Гюнниен Э. М., Макаров Г. И. Поле точечного диполя над импедансной поверхиостью. — «Проблемы дифракции и распространеиия воли», изд. Ленинградского Университета, вып. 5, 1966, стр. 97—120.
9. Шулейкин М. В. Распространеиие электромагнитной эиергии (литогр.) М., изд. Первого русского радиобюро. 1923.
10. Burrows C. R., Gray M. C. — «Proc. IRE», v. 29, 1941, pp. 16—24.
11. Щукин А. Н. Распространение радиоволн. М., Связьиздат, 1940.
12. Eckersley P. P. — «Proc. IRE», v. 18, 1930, p. 1160.
13. Долуханов М. П. Расчет напряженности поля поверхностных волн при распространении последовательно над различными почвами.—«Электросвязь», 1939, № 4.
14. Millington G. — «Journ. IEE», v. 96, 1949, № 3, p. 53.
15. Гринберг Г. А. О береговой рефракции радиоволи. Т. 6, изд. АН СССР, 1942, стр. 185.
16. Гринберг Г. А., Фок В. А. К теории береговой рефракции электромагнитных волн. Сб. «Исследования по распространению радиоволн», изд. АН СССР, вып. 2, 1948, стр. 69—96.
17. Фейнберг Е. Л. О распространеиии радиоволн вдоль реальной поверхности, изд. АН СССР, серия физическая, т. 7, 1944, стр. 167.
18. Фейнберг Е. Л. Неодиородная трасса земного луча. — «Радиотехника», 1950, № 4, стр. 3—16.
19. Domb C., Pryce M. H. — «Journ. IEE», v. 94, 1947, pt3, p. 325—336.
20. Watson G. N. — «Proc. Roy. Soc. A, v. 95, 1918, p. 83—99.
21. Введенский Б. А. О дифракционном распространении радиоволи, ч. 1, ч. I, II и III.— «ЖТФ», т. 6, 1936, стр. 168; т. 6, 1936, стр. 1836; т. 7, 1937, стр. 1647.
22. Bremmer H. Terrestrial Radio Waves. Elsevier Publishing Co., Amsterdam, 1948.
23. Фок В. А. Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности. М., изд. АН СССР, 1946.

24. Белкина М. Г. Таблицы для вычисления электромагнитного поля в области тени для различных почв. М., «Советское радио», 1949.
25. Леонтович М. А., Фок В. А. Решение задачи о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности Земли по методу параболического уравнения. — «ЖЭТФ», т. 16, 1946, № 7, стр. 557.
26. Фок В. А. Поле от вертикального и горизонтального диполя, приподнятого над поверхностью Земли. — «ЖЭТФ», т. 19, 1949, № 10, стр. 916.
27. Tables of Modified Hankel Functions of Order One—Third and their Derivative. Апп. Harvard Univ. Computation Laboratory, v. 2, 1945.
28. Документы VIII Пленарной Ассамблеи МККР в Варшаве (1956).
29. Распространение ультракоротких волн. Перевод с англ. под редакцией Б. А. Шиллерова. М., «Советское радио», 1954.
30. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М., изд. АН СССР, 1961.
31. Ландсберг Г. С. Оптика. М., Физматгиз, 1954.
32. Shelleng J., Burrows C., Ferrel E. — «Proc. IRE», v. 21, 1953, p. 426—463.
33. Dickson F. H., Egli J. J., Herbstreit J. W. — «Proc. IRE», v. 41, 1953, p. 967—969.
34. Введенский Б. А., Пономарев М. И. Применение методов геометрической оптики для определения траектории волны в неоднородной атмосфере. — «Изв. АН СССР», ОТН, 1946, № 9, стр. 1201.
35. Фок В. А. Распространение прямой волны вокруг Земли при учете дифракции и рефракции. Сб. «Исследования по распространению радиоволи», изд. АН СССР, вып. 2-й, 1948, стр. 40.
36. Красильников В. А. О влиянии пульсаций коэффициента преломления в атмосфере на распространение УКВ. — «Изв. АН СССР», серия географическая и геофизическая. т. 13, 1949, № 1, стр. 33.
37. Долуханов М. П. К теории рассеяния УКВ в тропосфере.—«Известия высших учебных заведений», серия «Радиотехника», 1958, № 1, стр. 49—63.
38. Троицкий В. Н. Распространение УКВ далеко за горизонтом. — «Радиотехника», 1956, № 5, стр. 3.
39. Friis H. T., Crawford A. B., Hogg D. C. — «Bell Syst. Techn. Journ.», v. 36, 1957, p. 627—645.
40. Долуханов М. П. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн. М., «Связь», 1971.
41. Нортон, Воглер, Мансфилд, Шорт. Вероятность распределения суммарной амплитуды постоянного вектора и вектора, распределенного по закону Рэлея. «Вопросы дальней связи на УКВ», сб. статей (пер. с английского), М., «Советское радио», 1957, стр. 16—183.
42. Замирания. Физический Энциклоледический Словарь, т. 2, 1962, стр. 33—36.
43. Бин В. Влияние метеорологических условий на рассеяние радиоволн. — «Вопросы радиолокационной техники», 1956, № 5.
44. Дальнее тропосферное распространение УКВ. Сб. под редакцией Б. А. Введенского. М., «Советское радио», 1965.
45. Hogg D. C. — «Bell Syst. Techn. Journ.», v. 48, 1969, No 9, p. 2949—2962.
45a. Hickin B. M. — «GEC—AEI Journal Sci and Technol.», v. 35, 1969, No 3, p. 133—136.
46. Толберт Г. Стрейтон. — «ТИРИ», март 1961, стр. 702.
47. Николе М. Аэрономия. М., «Мир», 1964.
48. Истомин В. Г. Исследования ионного состава атмосферы Земли на геофизических ракетах в 1957—1959 гг. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 7, 1961, стр. 64—67.
49. Истомин В. Г. Некоторые результаты измерения спектра масс положительных ионов на третьем советском ИСЗ. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 4, 1960, стр. 171—183.
50. Истомин В. Г. Абсолютные концентрации ионных компонент атмосферы Земли на высотах от 100 до 200 *км*. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 11, 1961, стр. 94—97.

51. Данилов А. Д. Химия ионосферы. Л., Гидрометеорологическое изд-во, 1967.
52. Атмосфера верхняя. Физический Энциклопедический Словарь, т. 1, М., 1960, стр. 98—100.
53. Красовский В. И., Шкловский И. С. и др. Обнаружение в верхней атмосфере электронов с энергией около 10 кэв. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 6, 1961, стр. 113—126.
54. Грингауз К. И., Соломатин Э. К. Изменение потоков солнечного ветра при увеличении уровня солнечной активности по данным измерений на аппаратах «Венера-2» и «Венера-4».—«Космические исследования», т. 6, вып. 4, 1968, стр. 586.
55. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С. Корпускулярная гипотеза ионизации ночной ионосферы. — «Геомагнетизм и аэрономия», т. 1, 1961, стр. 164.
56. Красовский В. И. Советские исследования ионосферы с помощью ракет и ИСЗ. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2, 1958, стр. 61.
57. Крючков С. И. Условия распространения коротких электромагнитных волн в земной атмосфере. — «Журнал прикладной физики», т. 7, вып. 3, 1930, стр. 61.
58. Chapman S. — «Proc. Phys. Soc.», v. 43, 1930, p. 26.
59. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960.
60. Данилов А. Д. Химия, атмосфера и космос. Л., Гидрометеоиздат, 1968.
61. Грингауз К. И., Рудаков В. А. Измерения электронной концентрации в ионосфере до высот 420—470 *км*, произведенные во время МГГ при помощи радиоволн, излучавшихся с геофизических ракет АН СССР. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 6, 1961, стр. 48—62.
62. Ionospheric Sporadic E. Ed. by E. K. Smith, S. M. Matsushita, Oxford, Pergamon Press, 1962.
63. Келдыш М. В. Космические исследования. Сб. «Октябрь и технический прогресс», М., изд. АН СССР, 1967.
64. Кабанов Н. И. Дальнее отражение от Земли на коротких волнах — «Радиотехника и электроника», т. 5, 1960, № 10, стр. 1576—1592.
65. Мисюра В. А. и др. К измерениям параметров ионосферы методом «некогерентного» рассеяния радиоволн. — «Космические исследования», т. 6, 1968, вып. 5, стр. 726—729.
66. Фрадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. М., «Советское радио», 1957.
67. Альперт Я. Л., Белянский В. Б., Митяков Н. А. О радиоисследованиях структуры ионосферы при помощи ИСЗ «Космос» на когерентных частотах.—«Геомагнетизм и аэрономия», т. 3, 1963, № 1, стр. 10—24.
68. Месячные прогнозы распространения радиоволн за 1962 год. М., изд. АН СССР, 1961—1962.
69. Helliwell R., Morgan M. G. — «Proc. IRE», v. 47, 1959, p. 200—208.
70. Storey L. R. Phil. Trans. Roy. Soc., A, v. 246, 1953, p. 113—141.
71. Краснушкин П. Е., Яблочкин Н. А. Теория распространения сверхдлинных волн. Сб. трудов Всесоюзн. н. и. Института, 1955, № 4, стр. 9—20.
72. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., АН СССР, 1960.
73. Макаров Г. И., Новиков В. В. Некоторые свойства нормальных волн в задаче о распространении радиоволн в волноводном канале Земля—ионосфера. — «Проблемы дифракции и распространения волн». Изд. Ленинградского Университета, вып. V, 1966, стр. 51—61.
74. Wait J. R. — «Proc. IRE», v. 45, 1957, p. 760.
75. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М., ОГИЗ, 1948.
76. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., АН СССР, 1957.
77. Ries G. — «Radio Science», v. 2, 1967, No 4, p. 379—385.
78. Rev. UER, A, No 73, 1962, p. 109—121.
79. Hess H. A. — «Proc. IRE», v. 40, 1952, p. 1065—1068.

80. Бартенев Г. М., О прогнозах годичного цикла критических частот ионосферы и магнитных бурь. — «Изв. АН СССР», ОТН, 1947, № 9, стр. 1153—1171.
81. Бартенев Г. М. К теории прогнозов распространения коротких радиоволн. — «Доклады высшей школы», 1958, № 4.
82. Шулейкин М. В. Прохождение радиоволн по магистрали Москва—Хабаровск. — «Изв. АН СССР», ОТН, 1938, № 5.
83. Казанцев А. Н. Теоретические расчеты поглощения радиоволн в ионосфере. — «Изв. АН СССР», ОТН, 1946, № 9, стр. 1261—1296.
84. Казанцев А. Н. Поглощение коротких радиоволн в ионосфере и напряженность электрического поля в месте приема. «Изв. АН СССР», ОТН, 1947, № 9, стр. 1107—1137.
85. Казанцев А. Н. Основные данные для расчета распространения коротких радиоволн в ионосфере. Доклад на VIII Пленарной Ассамблее МККР в Варшаве, 1956.
86. Отчет рабочей групцы МККР. Документ VI/21. Варшава, 1961.
87. Котельников В. А. Теории потенциальной помехоустойчивости, М., Госэнергоиздат, 1956.
88. Харкевич А. А. Борьба с помехами. М., «Наука», 1965.
89. Bailey D. K., Bateman R. и др. — «Phys. Rev», v. 86, 1952, p. 141—145.
90. Radio Transmission by Ionospheric and Tropospheric Scatter. — «Proc. IRE», v. 48, 1960, p. 4—44.
91. Долуханов М. П., Дальнее распространение укв. М., «Связь», 1962.
92. Forsyth P. A., Vogan E. L. и др.. — «Proc. IRE», v. 45, 1957, p. 1642—1657.
93. Шкловский И. С. Вселенная, жизнь, разум. М., «Наука», 1965.
94. Пикельнер С. Б. Межпланетный газ. Физический Энциклопедический Словарь, т. 3, М., 1963, стр. 172.
95. Арманд Н. А. Распространение радиоволн в межзвездной и межпланетной среде. Физический Энциклопедический Словарь, т. 4, М., 1965, стр. 343.
96. Вассер Ж.-П. Радиорелейные линии в свете рекомендаций МККР. Радиорелейные линии связи. М., ИЛ, 1956, стр. 59—133.
97. Калинин А. И., Черенкова Е. Л. Распространение радиоволн и работа радиолиний. М., «Связь», 1971.