



Л. Н. Корсунский

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ
РАДИОВОЛН
ПРИ СВЯЗИ
С ИСКУССТВЕННЫМИ
СПУТНИКАМИ
ЗЕМЛИ**

Л. Н. Корсунский

РАСПРОСТРАНЕНИЕ
РАДИОВОЛН
ПРИ СВЯЗИ
С ИСКУССТВЕННЫМИ
СПУТНИКАМИ
ЗЕМЛИ



*Издательство „Советское радио“
Москва—1971*

Корсунский Л. Н. Распространение радиоволн при связи с искусственными спутниками Земли. М., изд-во «Советское радио», 1971, 208 стр., т. 5800 экз., цена 62 коп.

В книге излагаются основные вопросы распространения радиоволн при осуществлении радиосвязи с искусственными спутниками Земли (ИСЗ). Описывается дестабилизирующее влияние земной атмосферы на рабочую частоту, поляризацию, дальность и направление распространения волны при радиосвязи с высоколетящими ИСЗ; условия распространения волны в волноводе, образованном поверхностью Земли и ионосферным слоем F_2 , при радиосвязи с низколетящими ИСЗ. Приводятся необходимые данные для энергетического расчета линии радиосвязи с ИСЗ, рассматриваются вопросы, связанные с движением спутников и временем их существования на орбите, влиянием направленности антенн, выбором наиболее выгодного участка рабочего диапазона частот и др. Анализируются причины, вызывающие замирания сигнала при радиосвязи с ИСЗ, дается оценка частоты общих замираний и их влияние на качество связи. Приводятся некоторые рекомендации по организации системы связи с низколетящими ИСЗ в диапазоне коротких волн.

Книга предназначена для инженеров, занимающихся вопросами распространения радиоволн и связи, а также для студентов высших радиотехнических учебных заведений.

4 табл., 105 рис., библи. 103 назв.

Предисловие

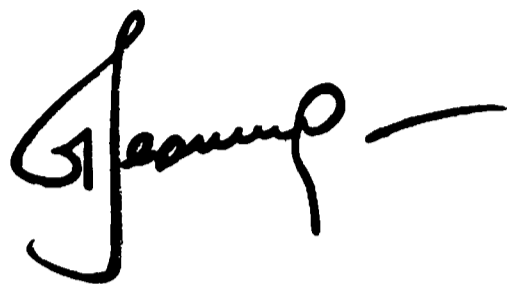
летчика-космонавта СССР Героя Советского Союза А. А. Леонова

Грандиозное развитие исследований, осуществляемых с помощью космических кораблей и искусственных спутников Земли, а также важность прикладных задач, решаемых в настоящее время с их помощью, вызывают необходимость в разработке вопросов, связанных с обеспечением космических полетов надежной радиосвязью. Линии космической радиосвязи делают возможным оперативный обмен информацией между Землей и космическими кораблями, между различными континентами и даже планетами. Особое значение приобретает радиосвязь, когда на борту космического корабля находится человек. В этом случае помимо чисто практических и научных функций радиосвязь выполняет важнейшую психологическую роль.

Предлагаемая вниманию читателя книга является одной из первых попыток обобщить большую часть проблем, касающихся распространения радиоволн на линиях космической радиосвязи. Анализ условий распространения радиоволн всегда находился в центре внимания при проектировании линии радиосвязи, однако применительно к космическим линиям специфические вопросы распространения не нашли достаточно полного и систематизированного изложения в литературе.

В книге Л. Н. Корсунского рассмотрен ряд вопросов, в значительной степени восполняющих этот пробел. В весьма доступной форме автор излагает различные аспекты распространения радиоволн при космической радиосвязи, дестабилизирующие влияния земной атмосферы, влияние направленных свойств антенн и др.

Несомненно, что эта книга окажется полезной для научных работников, специалистов, эксплуатирующих линии космической связи, аспирантов и студентов радиотехнических вузов, специализирующихся на космической радиосвязи, а также для широкого круга читателей, которых интересуют рассматриваемые проблемы.

A handwritten signature in black ink, appearing to be "Григорьев" (Grigoriev), followed by a horizontal line.

Введение

Развитие космических исследований, осуществляемых с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ) и космических кораблей, а также прикладные задачи, решаемые с их помощью (метеорологические и геодезические проблемы, использование их для целей связи), вызывают необходимость в обеспечении ИСЗ надежной радиосвязью как с Землей, так и между собой.

Метеорологические спутники, передающие информацию об облачном покрове и штормах, имеют очевидное практическое значение для насущных потребностей людей.

Геодезические спутники представляют более точные средства навигации при геодезических съемках наиболее труднодоступных местностей, для наиболее эффективной привязки друг к другу различных геодезических сетей и др.

Связные спутники позволяют эффективно расширить на несколько порядков используемый частотный диапазон радиоволн, кроме того, с помощью ИСЗ может быть обеспечена международная телефонная связь и телевидение.

Исследования показывают, что многоканальные межконтинентальные линии связи через ИСЗ могут быть во много раз экономичнее, чем существующие кабельные линии связи. Кроме того, известно, что высокая надежность системы связи может быть достигнута только в том случае, когда различные виды связи дублируют друг друга. Система связи через ИСЗ может явиться именно таким новым средством дублирования существующих средств связи. Так как в настоящее время одна ракета может вывести на орбиту большое число спутников, то возможно построение такой системы связи через ИСЗ, которая практически не может быть преднамеренно нарушена. Следует иметь в виду, что при радиосвязи ИСЗ как с Землей, так и между собой радиоволна распространяется в атмосфере Земли, поэтому при расчете линии радиосвязи необходимо учитывать различные дестабилизирующие факторы, связанные с влиянием земной атмосферы.

Настоящая работа посвящена рассмотрению дестабилизирующего влияния земной атмосферы на рабочую частоту, дальность и направление распространения волны, с тем чтобы учесть это при проектировании линии радиосвязи Земля —

космический корабль или линий связи, в которых высоколетящий ИСЗ используется в качестве ретранслятора. Кроме того, рассматриваются физические процессы, происходящие при распространении волны в волноводе, образуемом поверхностью Земли и ионосферой, а также вопросы обеспечения радиосвязи с низколетящими ИСЗ.

В первой главе показано, что следует учитывать влияние атмосферы Земли на распространение волны. Это влияние выражается не только в виде ослабления сигнала за счет поглощения при распространении через атмосферу, но и в виде изменения угловой рефракции, временных задержек, точности компенсаций доплеровских ошибок и др. Учитывая, что диэлектрическая проницаемость земной атмосферы кроме медленных изменений в пространстве и времени подвержена быстрым изменениям вследствие флуктуации температуры, влажности, давления и электронной концентрации. При рассмотрении указанных выше влияний атмосферы они разбиваются на стационарные и флуктуационные. Выводятся общие выражения, позволяющие учесть эти влияния.

Во второй главе на основании анализа, выполненного на модели атмосферы Земли с усредненными параметрами, дается количественная оценка указанных влияний. Эта оценка является достаточно точной для инженерных расчетов линии радиосвязи, если учесть достигнутую в настоящее время точность в изготовлении антенн и в их управлении.

По мере уточнения законов распределения показателя преломления земной атмосферы в пространстве и времени можно будет сделать уточнения в численных результатах, основываясь на общих выражениях первой главы.

Во второй главе показано, что влияние атмосферы Земли на волны, проходящие через нее, обусловлено влиянием двух ее областей: тропосферы и ионосферы. В тропосфере величины как регулярных, так и флуктуационных ошибок рефракции, дальности и частоты не зависят от частоты. Стандартная ошибка в определении угла места растет с увеличением высоты объекта и стремится к определенному значению. Стандартная ошибка по частоте при движении объекта по углу места возрастает с увеличением высоты, достигая максимума на верхней границе тропосферы, и далее убывает с высотой. Регулярные ошибки слабо зависят от влажности воздуха, в то время как флуктуационные могут меняться на порядок.

В ионосфере величины как регулярных, так и флуктуационных ошибок рефракции, дальности и частоты уменьшаются обратно пропорционально квадрату частоты. Стандартная ошибка в определении угла места растет с высотой, достигая

максимальной величины на высотах, несколько больших максимума ионизации, и далее убывает обратно пропорционально высоте. Известно, что наличие магнитного поля Земли придает ионизированному газу свойства анизотропной среды. Анизотропия ионосферы проявляется гораздо сильнее при распространении в продольном магнитном поле. Кроме того, при прочих равных условиях, разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами убывает обратно пропорционально квадрату частоты в направлении, параллельном магнитному полю Земли, и обратно пропорционально кубу частоты при распространении в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Расчеты показывают, что влияние анизотропии ионосферы на поляризацию проходящей волны можно не учитывать для волн короче 7—8 см.

Показано, что начиная с определенной частоты угловые ошибки и ошибки в определении дальности, обусловленные тропосферой, по величине больше ошибок, обусловленных ионосферой. Кроме того, дополнительная нестабильность по частоте, обусловленная тропосферой, при малых углах возвышения составляет 10^{-7} , при больших 10^{-9} и не может быть уменьшена за счет увеличения рабочей частоты. Следует отметить, что первая и вторая главы написаны на основании работ, опубликованных в 1963 г. [1]. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных, проводимое на протяжении последующих пяти лет, указывает на удовлетворительное их совпадение.

Третья глава посвящена практическим вопросам, связанным с энергетическим расчетом линии радиосвязи с ИСЗ. В ней приводятся данные по расчету напряженности поля в точке приема, рассмотрены вопросы, связанные с движением спутников и временем их существования на орбите, влиянием направленности антенн, вопросы, связанные с выбором наиболее выгоднейшего участка рабочего диапазона частот, определением уровня шумов на выходе приемника и др.

Показано, что если на обоих концах радиолинии используются ненаправленные антенны, то целесообразно применять наиболее низкие частоты. В случае использования на одном конце направленной антенны с эффективной площадью A [м²] энергетический потенциал радиолинии практически не зависит от частоты. В случае, если на обоих концах радиолинии используются направленные антенны, целесообразно работать на более высоких частотах, при этом становится очевидной целесообразность использования маломощных приемных устройств (мазеров).

Показано, что при одинаковой мощности ракеты-носителя на эллиптическую орбиту можно доставить больший груз,

чем на круговую. При движении ИСЗ по сильно вытянутой эллиптической орбите отношение времени видимости спутника к его периоду обращения оказывается значительно большим, чем в случае движения по круговой орбите, т. е. длительность сеанса связи в первом случае будет большей. Время существования спутника значительно возрастает с увеличением начальной высоты перигея. Увеличения продолжительности существования спутника можно достигнуть и при неизменной высоте перигея путем увеличения начальной высоты апогея, причем для этого требуется сравнительно небольшое увеличение скорости движения ИСЗ в перигее. Приводятся графики и номограммы, упрощающие выполнение расчета линии связи.

Четвертая глава посвящена вопросам обеспечения радиосвязи с низколетящими ИСЗ. В ней рассматриваются физические процессы, происходящие при распространении электромагнитных волн в волноводе, образуемом поверхностью Земли и ионосферным слоем F_2 , и показано, что при этом нужно различать два случая. Первый — распространение волны с частотой ниже критической частоты этого волновода, и тогда коэффициент затухания волны выражается экспоненциальным множителем, учитывающим потерю энергии волны на проводящих поверхностях. Вторым случаем — распространение волны с частотой выше критической частоты волновода. Тогда для заданной дальности связи и расстояний между ограничивающими поверхностями можно определить частоту волны, которая придет в точку приема с минимальным затуханием.

Рассмотрена особенность радиосвязи с летательными аппаратами на частотах выше оптимально применимой частоты (ОПЧ). Показано, что вследствие различия в степени облучения Земли Солнцем как по широте, так и по долготе ионосферный слой нельзя рассматривать как поверхность постоянной кривизны. При этом, благодаря особенности характеристик направленности антенн на ИСЗ, излучающий в широком угле, в том числе и под очень малыми углами к горизонту, реализуется односкачковое распространение без промежуточных отражений от Земли, что резко уменьшает поглощение в нижележащих слоях. В этом случае существенно повышается минимально применимая рабочая частота связи, что, в свою очередь, приводит к упрощению антенны как на ИСЗ, так и на Земле и к увеличению эффективного энергетического потенциала радиолинии.

Рассмотрены причины, вызывающие замирания сигнала при радиосвязи с ИСЗ. Показано, что поскольку скорость ИСЗ велика, то движением неоднородностей ионосферы отно-

сительно Земли можно пренебречь и учитывать только движение луча вдоль неоднородности ионосферы. При этом частота замираний зависит не только от скорости объекта, но и от внешнего и внутреннего масштабов турбулентности отражающего слоя и может достигать нескольких десятков герц. Замирания сигнала сказываются на условиях связи двояко: непрерывно изменяется отношение сигнала к шуму и на полезную модуляцию накладывается паразитная, приводящая к ухудшению разборчивости при работе в телефонном режиме.

Кратко рассмотрены некоторые вопросы организации связи с низколетящими ИСЗ с учетом территориального разнесения наземных центров, диаграмм направленности наиболее употребительных наземных антенн в вертикальной и горизонтальной плоскостях, а также способы управления ими. Показано, что для обеспечения связи с низколетящими ИСЗ далеко за пределами прямой видимости в диапазоне КВ необходимо использовать территориально разнесенные наземные центры в сочетании с передачей сообщений с ИСЗ одновременно на нескольких частотах. Количество частот зависит от конкретного энергетического потенциала радиолинии, сети наземных центров, их оборудования и др. Частоты, которые при этом могут использоваться, лежат в пределах 10—30 Мгц.

Книга предназначена для инженерно-технического состава, обслуживающего линии радиосвязи с ИСЗ, студентов высших учебных заведений.

Считаю своим долгом выразить глубокую благодарность рецензентам: летчику-космонавту СССР Герою Советского Союза А. А. Леонову и доктору технических наук, профессору М. А. Колосову за ряд ценных замечаний и советов, которые автор учел при переработке рукописи.

Глава первая

Влияние атмосферы на волны, проходящие через нее

Анализ влияния атмосферы на распространяющиеся в ней электромагнитные волны обычно проводится на основе исследования волнового уравнения, поэтому кратко рассмотрим результаты этого исследования.

1.1. Некоторые сведения из решения волнового уравнения

Распространение электромагнитной волны описывается волновым уравнением

$$\Delta u + k^2 m^2 u = 0, \quad (1.1.01)$$

где u — напряженность электрического поля или какой-либо из его компонент; k — волновое число $2\pi/\lambda$, λ — длина волны; m — комплексный показатель преломления, равный

$$m(\mathbf{r}, t) = n(\mathbf{r}, t) - j p(\mathbf{r}, t). \quad (1.1.02)$$

С целью учета влияния различных факторов представим комплексный показатель преломления в следующей форме:

$$m(\mathbf{r}, t) = m_0(\mathbf{r}) + m'(\mathbf{r}, t), \quad (1.1.03)$$

где $m_0(\mathbf{r})$ — показатель преломления без учета пульсаций; $m'(\mathbf{r}, t)$ — пульсирующая часть показателя преломления.

В свою очередь,

$$m'(\mathbf{r}, t) = m'_1(\mathbf{r}, t) + m'_2(\mathbf{r}, t), \quad (1.1.04)$$

где $m_1(\mathbf{r}, t)$ — флуктуации показателя преломления, вызванные изменениями температуры, влажности и давления в тропосфере; $m_2(\mathbf{r}, t)$ — флуктуации преломления, вызванные изменениями электронной плотности в ионосфере.

Аналогично величину $m_0(\mathbf{r})$ представим в виде

$$m_0(\mathbf{r}) = 1 + m_1(\mathbf{r}), \quad (1.1.05)$$

где $m_1(\mathbf{r})$ — среднее отклонение комплексного показателя преломления от единицы и

$$m_1(\mathbf{r}) = m_{11}(\mathbf{r}) + m_{12}(\mathbf{r}), \quad (1.1.06)$$

где $m_{11}(\mathbf{r})$ — отклонение комплексного показателя преломления от единицы, обусловленное средними значениями температуры, влажности и давления, т. е. влиянием тропосферы; а $m_{12}(\mathbf{r})$ — отклонение комплексного показателя преломления от единицы, обусловленное средним значением электронной плотности, т. е. влиянием ионосферы.

При этом следует помнить, что любая из составляющих комплексного показателя преломления (1.1.02) является комплексной величиной.

Если в уравнении (1.1.01) величину m заменить на m_0 , то оно будет описывать распространение электромагнитных волн в атмосфере без учета пульсаций.

Обозначая соответствующее ему решение через $u_0(\mathbf{r})$, получим

$$\Delta u_0 + k^2 m_0^2 u_0 = 0. \quad (1.1.07)$$

Решение этого уравнения ищем в виде

$$u_0(\mathbf{r}) = A_0(\mathbf{r}) e^{-jS_0(\mathbf{r})}, \quad (1.1.08)$$

где $A_0(\mathbf{r})$ — амплитуда волны; $S_0(\mathbf{r})$ — ее фаза.

Исследование распространения радиоволн в атмосфере без учета флюктуаций показателя преломления [т. е. исследование уравнения (1.1.07)] будем вести на основе приближения геометрической оптики. Как известно, это приближение справедливо, когда нет резких изменений показателя преломления на протяжении длины волны и отсутствует фокусировка лучей, что, в свою очередь, справедливо при распространении волны в атмосфере без учета пульсаций показателя преломления. С этой целью подставим решение в виде (1.1.08) в (1.1.07) и, используя соотношение

$$\frac{\Delta u_0}{u_0} = \Delta \ln u_0 + (\nabla \ln u_0)^2, \quad (1.1.09)$$

после разделения действительной и мнимой частей получим два уравнения:

$$\Delta \ln A_0 + (\nabla \ln A_0)^2 - (\nabla S_0)^2 + k^2 n_0^2(\mathbf{r}) - k^2 p_0(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.1.10)$$

$$\Delta S_0 + 2 \nabla \ln A_0 \nabla S_0 + 2k^2 n_0(\mathbf{r}) p_0(\mathbf{r}) = 0.$$

В системе (1.1.10) мы учли, что $m_0(\mathbf{r}) = n_0(\mathbf{r}) - jp_0(\mathbf{r})$.

Использование метода геометрической оптики сводится к пренебрежению в первом уравнении (1.1.10) суммой членов $\Delta \ln A_0 + (\nabla \ln A_0)^2 - k^2 p_0^2(\mathbf{r}) = 0$. Физически это соответствует пренебрежению отраженными и дифрагированными волнами. В этом случае (1.1.10) примет вид

$$(\nabla S_0)^2 = k^2 n_0^2(\mathbf{r}), \quad (1.1.11)$$

$$\Delta S_0 + 2 \nabla \ln A_0 \nabla S_0 + 2k^2 n_0(\mathbf{r}) p_0(\mathbf{r}) = 0.$$

Первое уравнение (1.1.11) есть уравнение для фазы волны, второе — для ее амплитуды.

В геометрической оптике для определения направления движения волны вводится понятие луча, который определяется как линия, ортогональная к поверхности постоянных фаз ($S_0(\mathbf{r}) = \text{const}$).

Исследуя первое уравнение (1.1.11), можно получить дифференциальное уравнение луча. В частности, для случая сферически однородной среды $n_0(\mathbf{r}) = n_0(r)$, где $r = |\mathbf{r}|$, это уравнение примет вид

$$r n_0(r) \sin \xi = \text{const}, \quad (1.1.12)$$

где ξ — угол между радиус-вектором \mathbf{r} и направлением луча.

Уравнение (1.1.12) выражает обобщенный закон Снеллиуса.

Решая первое уравнение (1.1.11), получим выражение для фазы волны

$$S_0(\mathbf{r}) = k \int_l n_0(\mathbf{r}) dl, \quad (1.1.13)$$

где l указывает, что интеграл в (1.1.13) берется вдоль луча.

Исследуя второе уравнение (1.1.11), можно определить фактор поглощения. Обозначим амплитуду волны при отсутствии поглощения через A_{10} , тогда второе уравнение (1.1.11) примет вид

$$\Delta S_0 + 2 \nabla \ln A_{10} \nabla S_0 = 0. \quad (1.1.14)$$

Амплитуду A_0 при наличии поглощения ищем в виде

$$A_0(\mathbf{r}) = A_{10}(\mathbf{r}) e^{-j\Gamma(\mathbf{r})}, \quad (1.1.15)$$

где $\Gamma(\mathbf{r})$ — коэффициент поглощения.

Подставляя (1.1.15) во второе уравнение (1.1.11) с учетом (1.1.14), получим

$$\nabla \Gamma(\mathbf{r}) \nabla S_0 = k^2 n_0(\mathbf{r}) p_0(\mathbf{r}), \quad (1.1.16)$$

откуда с учетом первого уравнения (1.1.11) имеем

$$\Gamma(\mathbf{r}) = k \int_l p_0(\mathbf{r}) dl \quad (1.1.17)$$

или

$$A_0(\mathbf{r}) = A_{10}(\mathbf{r}) e^{-jk \int_l p_0(\mathbf{r}) dl}. \quad (1.1.18)$$

Для случая распространения в вакууме $m_0 = 1$ и решение уравнения для точечного источника, помещенного в точке \mathbf{r}_1 , имеет вид

$$u_0(\mathbf{r}) = \frac{e^{-jk(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}. \quad (1.1.19)$$

Из (1.1.19) следует, что в вакууме лучи представляют собой прямые линии, исходящие из источника, и что они запаздывают по времени на величину

$$t' = \frac{k |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}{\omega} = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}{c}, \quad (1.1.20)$$

где c — скорость света в вакууме; ω — частота.

Из выражения (1.1.13) можно получить выражение для фазовой скорости распространения электромагнитной волны в среде. Время запаздывания фазы равно

$$t' = \frac{S_0}{\omega} = \frac{k \int_l n_0(\mathbf{r}) dl}{\omega} = \frac{1}{c} \int_l n_0(\mathbf{r}) dl, \quad (1.1.21)$$

фазовая скорость волны

$$a_\phi = \frac{dl}{dt} = \frac{c}{n_0(\mathbf{r})}. \quad (1.1.22)$$

Если показатель преломления не зависит от частоты, то фазовая скорость определяет скорость распространения сигнала. В противном случае сигнал будет распространяться с групповой скоростью [2]:

$$a_{\text{гр}} = \frac{c}{n_0(\mathbf{r}) + \omega \frac{dn_0(\mathbf{r})}{d\omega}}. \quad (1.1.23)$$

Влияние флюктуаций показателя преломления на распространяющуюся волну в уравнении (1.1.01) будем искать методом плавных возмущений, который заключается в том, что метод последовательных приближений применяется не к самой величине $u(\mathbf{r})$, а к ее производной. При этом в качестве нулевого приближения для функции $u(\mathbf{r})$ принимается решение уравнения (1.1.07).

Используя соотношение типа (1.1.09), уравнение (1.1.01) можно переписать в виде

$$\Delta \ln u + (\nabla \ln u)^2 + m^2 k^2 = 0. \quad (1.1.24)$$

Введем новую функцию

$$\psi(\mathbf{r}) = \ln u(\mathbf{r}) = \ln A(\mathbf{r}) - j S(\mathbf{r}), \quad (1.1.25)$$

где $A(\mathbf{r})$ — амплитуда возмущенной волны и $S(\mathbf{r})$ — ее фаза. Подставляя (1.1.25) в (1.1.24), получим

$$\Delta \psi(\mathbf{r}) + (\nabla \psi)^2 + m^2 k^2 = 0. \quad (1.1.26)$$

Для невозмущенной волны

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \ln u_0(\mathbf{r}) = \ln A_0(\mathbf{r}) - j S_0(\mathbf{r}) \quad (1.1.27)$$

и $\psi_0(\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta \psi_0 + (\nabla \psi_0)^2 + m_0(\mathbf{r}) k^2 = 0. \quad (1.1.28)$$

Представим

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \psi_1(\mathbf{r}), \quad (1.1.29)$$

тогда

$$\begin{aligned} \psi_1(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r}) - \psi_0(\mathbf{r}) &= \ln \left[\frac{A(\mathbf{r})}{A_0(\mathbf{r})} \right] - j[S(\mathbf{r}) - S_0(\mathbf{r})] = \\ &= \ln \left[\frac{A(\mathbf{r})}{A_0(\mathbf{r})} \right] - jS'(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (1.1.30)$$

Таким образом, действительная часть $\psi_1(\mathbf{r})$ представляет флюктуацию амплитуды волны, а мнимая часть — флюктуации фазы.

Подставляя в (1.1.26) выражение для ψ в виде (1.1.29), а для m в виде (1.1.03), получим

$$\begin{aligned} \Delta \psi_0 + \Delta \psi_1 + (\nabla \psi_0)^2 + 2\nabla \psi_0 \nabla \psi_1 + (\nabla \psi_1)^2 + \\ + (m_0^2 + 2m_0 m' + m'^2) k^2 = 0. \end{aligned} \quad (1.1.31)$$

Учитывая (1.1.28), получим

$$\Delta \psi_1 + \nabla \psi_1 (2\nabla \psi_0 + \nabla \psi_1) + m' k^2 (2m_0 + m') = 0. \quad (1.1.32)$$

Так как $|\nabla \psi_0| \approx 2\pi/\lambda$ и в рассматриваемом нами диапазоне частот на протяжении длины волны флюктуации амплитуды и фазы волны малы

$$\ln \frac{A(\mathbf{r})}{A_0(\mathbf{r})} < \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{и} \quad \nabla S'(\mathbf{r}) < \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (1.1.33)$$

т. е. выполняется соотношение $\nabla \psi_0 > \nabla \psi_1$, то, пренебрегая $\nabla \psi_1$ по сравнению с $\nabla \psi_0$ и m' по сравнению с m_0 , выражение (1.1.32) можно переписать:

$$\Delta \psi_1 + 2\nabla \psi_0 \nabla \psi_1 + 2k^2 m_0 m' = 0. \quad (1.1.34)$$

Выражение (1.1.34) связывает пульсации амплитуды и фазы волны с пульсациями комплексного показателя преломления среды.

Выражения для фазовой и групповой скорости с учетом флюктуации показателя преломления примут вид

$$a_{\text{ф}} = c/n(\mathbf{r}), \quad (1.1.35)$$

$$a_{\text{гр}} = \frac{c}{n(\mathbf{r}) + \omega \frac{dn(\mathbf{r})}{d\omega}}. \quad (1.1.36)$$

В уравнение флюктуаций амплитуды и фазы волны (1.1.34) входит случайная величина $m'(\mathbf{r}, t)$, поэтому его исследование будем вести статистическим методом, т. е. будем использовать случайные функции.

1.2. Некоторые сведения из теории случайных функций

Рассмотрим двумерное и трехмерное разложение случайной функции, ее функцию корреляции и структурную функцию [3]. Любую случайную величину, описываемую случайной функцией $f(\mathbf{r} t)$, будем рассматривать как функцию точки $f(\mathbf{r})$, а значения для различных моментов времени t будем рассматривать как различные реализации, по которым производится усреднение. Координаты точки, в которой рассматривается значение функции при трехмерном разложении, будем задавать вектором $\mathbf{r}(xyz)$, а при двумерном разложении — координатой x и вектором $\rho(yz)$ в плоскости $x = \text{const}$.

Для описания статистических свойств случайной функции используется функция корреляции $B_f(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2)$ и структурная функция $D_f(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2)$.

Функция корреляции определяется

$$B_f(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2) = \overline{f(\mathbf{r}_1) f^*(\mathbf{r}_2)}, \quad (1.2.01)$$

а структурная функция —

$$D_f(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2) = \overline{[f(\mathbf{r}_1) - f(\mathbf{r}_2)] [f^*(\mathbf{r}_1) - f^*(\mathbf{r}_2)]}. \quad (1.2.02)$$

Структурную и корреляционную функции можно рассматривать как функции аргументов \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , т. е. как функции средней точки $(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и вектора $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$.

Корреляционная и структурная функции являются медленно меняющимися функциями относительно аргумента $(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и быстро меняющимися относительно $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$.

Случайную функцию $f(\mathbf{r})$ можно представить в виде трехмерного интеграла Фурье — Стильеса

$$f(\mathbf{r}_1) = \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{j\mathbf{x}\mathbf{r}_1} d\nu_f(\mathbf{x}), \quad (1.2.03)$$

где вектор \mathbf{x} имеет компоненты x_x, x_y, x_z ; $d\nu_f(\mathbf{x})$ — случайная амплитуда неоднородностей вектора \mathbf{x} (т. е. неоднородностей размера $2\pi/|\mathbf{x}|$, ориентированных по направлению вектора \mathbf{x}).

Интегрирование (1.2.03) ведется по x_x, x_y, x_z .

В теории случайных функций предполагается, что

$$\overline{d\nu_f(\mathbf{x}) d\nu_f^*(\mathbf{x}')} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] d\mathbf{x} d\mathbf{x}', \quad (1.2.04)$$

где $\Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right]$ — трехмерная спектральная плотность вектора \mathbf{x} , заданная в точке $(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$; $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ — дельта-функция и $d\mathbf{x} = dx_x dx_y dx_z$.

Используя соотношение (1.2.04), можно показать, что для структурной и корреляционной функций существуют следующие разложения.

Для корреляционной функции

$$B_f \left[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\mathbf{x}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} \Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] d\mathbf{x}. \quad (1.2.05)$$

Функция корреляции относительно $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ четная, поэтому $\Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right]$ — четная относительно вектора \mathbf{x} , т. е.

$$\Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \Phi_f \left[-\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right], \quad (1.2.06)$$

и (1.2.05) можно переписать

$$B_f \left[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] \cos \mathbf{x}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{x}. \quad (1.2.07)$$

Для структурной функции

$$\begin{aligned} D_f \left[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] &= \\ &= 2 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] [1 - \cos \mathbf{x}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (1.2.08)$$

Выражения (1.2.07) являются разложением Фурье функции корреляции относительно $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. Выражение (1.2.08) представляет разложение структурной функции по составляющим типа $[1 - \cos \mathbf{x}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)]$.

Выражение для спектральной плотности связано с функцией корреляции обратным преобразованием Фурье:

$$\begin{aligned} \Phi_f \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] &= \\ &= \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} B_f \left[\mathbf{r} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] \cos \mathbf{x}\mathbf{r} d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (1.2.09)$$

Для локально-однородных функций между структурной и корреляционной функцией существует соотношение

$$D_f \left[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = 2 \left\{ B_f \left[0 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] - B_f \left[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] \right\}. \quad (1.2.10)$$

Зная одно из выражений для структурной функции, или функцию корреляции, или выражение для спектральной плотности, можно определить остальные две функции.

Если случайная функция представляет собой сумму или разность двух независимых случайных функций $f(\mathbf{r}) = f_1(\mathbf{r}) \pm f_2(\mathbf{r})$, то соответствующая ей спектральная плотность представляет сумму или разность спектральных плотностей каждой из слагаемых функций.

В случае, если случайная функция является изотропной, т. е. структурная и корреляционная функции зависят только от $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, а спектральная плотность зависит только от модуля вектора $|\mathbf{x}|$, то, проведя интегрирование по угловым координатам в выражениях (1.2.07), (1.2.08) и (1.2.09), получим

$$B_f \left[|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \frac{4\pi}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \int_0^\infty x \Phi_f \left[x \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] \sin x |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| dx, \quad (1.2.11)$$

$$D_f \left[|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = 8\pi \int_0^\infty \left(1 - \frac{\sin x |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{x |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right) \Phi_f \left[x \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] x dx, \quad (1.2.12)$$

$$\Phi_f \left[x \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 x \int_0^\infty r B_f \left[\mathbf{r} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] \sin x r dr. \quad (1.2.13)$$

В выражениях (1.2.11) — (1.2.13) x равно $|\mathbf{x}|$. Рассмотрим двумерное разложение случайных функций. Случайную функцию $f(x, y)$ можно представить в виде двумерного интеграла Фурье — Стильеса

$$f(x_1, y_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j(x_2 y_2 + x_3 z_3)} d\varphi_f(x_2, x_3, x_1) dx_2 dx_3. \quad (1.2.14)$$

Интегрирование (1.2.14) ведется по x_y и x_z , а $d\varphi_f(x_y, x_z, x_1)$ представляет собой амплитуду неоднородности размера x_y, x_z в плоскости X .

В случае, если $f(x_1, \rho_1)$ действительно, то

$$d\varphi_f(x_y, x_z, x_1) = d\varphi_f^*(-x_y, -x_z, x_1). \quad (1.2.15)$$

Для случайных амплитуд существует соотношение типа (1.2.04):

$$\begin{aligned} & \overline{d\varphi_f(x_y, x_z, x_1) d\varphi_f^*(x'_y, x'_z, x_2)} = \\ & = \delta(x_y - x'_y) \delta(x_z - x'_z) \times \\ & \times F_f \left\{ x_y, x_z, (x_1 - x_2) \left[\frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] \right\} dx_y dx'_y dx_z dx'_z, \end{aligned} \quad (1.2.16)$$

где
$$F_f \left\{ x_y, x_z, (x_1 - x_2) \left[\frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] \right\}$$

— двумерная плотность, одним из свойств которой является то, что она быстро убывает с увеличением аргумента $(x_1 - x_2)$ и заметно отличается от нуля в области $(x_1 - x_2) < 1/\sqrt{x_y^2 + x_z^2}$.

Используя соотношение (1.2.16), можно получить двумерное разложение для структурной и корреляционной функций:

$$\begin{aligned} & B_f \left[(\rho_1 - \rho_2) (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_f \left[x_y, x_z, (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] \times \\ & \times \cos [x_y (y_1 - y_2) + x_z (z_1 - z_2)] dx_y dx_z, \end{aligned} \quad (1.2.17)$$

$$\begin{aligned} & D_f \left[(\rho_1 - \rho_2) (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] - \\ & - D_f \left[0 (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] = \\ & = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_f \left[x_y, x_z, (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \frac{x_1 + x_2}{2} \right] \times \\ & \times \{1 - \cos [x_y (y_1 - y_2) + x_z (z_1 - z_2)]\} dx_y dx_z. \end{aligned} \quad (1.2.18)$$

Между трехмерной спектральной плотностью и двумерной существуют следующие соотношения:

$$F_f \left[\kappa_y \kappa_z (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \cos \kappa_x (x_1 - x_2) \Phi_f \left[\kappa_x \kappa_y \kappa_z \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] d\kappa_x, \quad (1.2.19)$$

$$\Phi_f \left[\kappa_x \kappa_y \kappa_z \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_f \left[\kappa_y \kappa_z x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] \cos \kappa_x x dx. \quad (1.2.20)$$

По существу, (1.2.19) является разложением Фурье двумерной спектральной плотности относительно $(x_1 - x_2)$, а (1.2.20) — его обратным преобразованием.

Записи $\Phi \left[\kappa_x \kappa_y \kappa_z \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right]$ и $\Phi \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right]$ — эквивалентны.

Учитывая четность двумерной спектральной плотности относительно x и полагая в (1.2.20) $\kappa_x = 0$, получим

$$\pi \Phi_f \left[0 \kappa_y \kappa_z \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \\ = \int_0^{\infty} F_f \left[\kappa_y \kappa_z x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] dx. \quad (1.2.21)$$

Если функция $f(x, \rho)$ изотропна, то в (1.2.17) и (1.2.18) можно произвести интегрирование по углам. Тогда

$$B_f \left[|\rho_1 - \rho_2| (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] = \\ = 2\pi \int_0^{\infty} I_0 [x |\rho_1 - \rho_2|] F_f \left[x (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] x dx, \quad (1.2.22)$$

$$D_f \left[|\rho_1 - \rho_2| (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] =$$

$$\begin{aligned}
& - D_f \left[0 (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] = \\
& = 4\pi \int_0^{\infty} \{1 - I_0 [x | \rho_1 - \rho_2 |]\} \times \\
& \times F_f \left[x (x_1 - x_2) \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \frac{x_1 + x_2}{2} \right] x dx, \quad (1.2.23)
\end{aligned}$$

где I_0 — функция Бесселя.

В случае, когда $x_1 = x_2$, т. е. разложение в плоскости $x = \text{const}$, выражения (1.2.22) и (1.2.23) можно переписать

$$\begin{aligned}
B_f \left[| \rho_1 - \rho_2 | 0 \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x_1 \right] &= 2\pi \int_0^{\infty} I_0 [x | \rho_1 - \rho_2 |] \times \\
& \times F_f \left[x 0 \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] x dx, \quad (1.2.24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_f \left[| \rho_1 - \rho_2 | 0 \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x_1 \right] &= 4\pi \int_0^{\infty} \{1 - I_0 [x | \rho_1 - \rho_2 |]\} \times \\
& \times F_f \left[x 0 \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] x dx. \quad (1.2.25)
\end{aligned}$$

Пульсации показателя преломления в статистической теории турбулентности описываются следующими структурными функциями:

а) Для тропосферы

$$\begin{aligned}
D_{n'_1} \left[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] &= \overline{[n'_1(\mathbf{r}_1) - n'_1(\mathbf{r}_2)]^2} = \\
& = C_{\text{тр}}^2 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} (|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)^{2/3} \quad (1.2.26) \\
l_{0\text{тр}} &< |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| < L_{0\text{тр}},
\end{aligned}$$

где $l_{0\text{тр}}$ — внутренний масштаб турбулентности, $L_{0\text{тр}}$ — внешний масштаб турбулентности.

б) Для ионосферы

$$\begin{aligned}
D_{n'_2} \left[|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] &= \overline{[n'_2(\mathbf{r}_1) - n'_2(\mathbf{r}_2)]^2} = \\
& = C_{\text{ион}}^2 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} (|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)^{2/3} \quad (1.2.27)
\end{aligned}$$

при $l_{0\text{ион}} < |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| < L_{0\text{ион}}$.

Из (1.2.26) и (1.2.27) видно, что при построении структурной функции любая из величин $C_{\text{тр}}^2$ или $C_{\text{ион}}^2$ берется в средней точке $(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$.

Величины $C_{\text{тр}}^2$ и $C_{\text{ион}}^2$, характеризующие пульсации, являются функциями высоты h [4] и могут быть вычислены по метеоданным и распределению ионизации ионосферы

$$C_{\text{тр}}^2(h) = \frac{3,6 \cdot 10^{-8} \bar{p}^2}{\bar{T}^4} \left[\frac{K_{\text{тр}}}{\sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial h}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_y}{\partial h}\right)^2}} \right]^{2/3} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{15400 \bar{q}}{\bar{T}}\right) \left(\frac{d\bar{t}}{dh} + 0,01\right) - 7700 \frac{d\bar{q}}{dh} \right]^2, \quad (1.2.28)$$

$$C_{\text{ион}}^2(h) = \frac{1650 L_{0\text{ион}}^{4/3}}{f^4} \left[\frac{dN(h)}{dh} \right]^2, \quad (1.2.29)$$

где $K_{\text{тр}}$ — коэффициент турбулентного обмена в тропосфере; \bar{p} — давление; \bar{T} — температура; \bar{q} — удельная влажность; \bar{u}_x и \bar{u}_y — компоненты горизонтальной скорости ветра; N — электронная концентрация; f — рабочая частота.

Выражения для спектральной плотности, соответствующие структурным функциям (1.2.26) и (1.2.27), будут иметь вид

$$\Phi_{n'_1\text{тр}} \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = 0,033 C_{\text{тр}}^2 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \kappa^{-11/3} \quad (1.2.30)$$

при $\kappa_{\text{тр мин}} < \kappa < \kappa_{\text{тр макс}}$,

где $\kappa_{\text{тр мин}} = 2\pi/L_{0\text{тр}}$;

$$\kappa_{\text{тр макс}} = 5,48/l_{0\text{тр}}, \quad (1.2.31)$$

$$\Phi_{n'_1\text{ион}} \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = 0,033 C_{\text{ион}}^2 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \kappa^{-11/3} \quad (1.2.32)$$

при $\kappa_{\text{ион мин}} < \kappa < \kappa_{\text{ион макс}}$,

где $\kappa_{\text{ион мин}} = 2\pi/L_{0\text{ион}}$;

$$\kappa_{\text{ион макс}} = 5,48/l_{0\text{ион}}. \quad (1.2.33)$$

Как в ионосфере, так и тропосфере при $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| < l_0$ структурная функция имеет квадратичный характер относительно $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ из чего следует, что $\Phi_n \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right]$ при $\kappa > \kappa_{\text{макс}}$ пренебрежимо мала [3].

Точный закон изменения функции спектральной плотности в области $\kappa < \kappa_{\text{мин}}$ неизвестен, так как из-за наличия нерегулярных неоднородностей не удастся получить общее выражение для структурной функции в области $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| > L_0$.

При различных ограничениях выражение для структурной функции несколько видоизменяется [3]. Если считать атмосферную турбулентность локально-однородной, то в качестве структурной функции можно использовать функцию, предложенную Карманом, тогда, например, для тропосферы:

$$D_{n'_1} \left[|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = 1,06 C_{\text{тр}}^2 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} L_{0\text{тр}}^2 \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \times \\ \times \left[1 - 0,465 \left(\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{2} \right)^{1/3} K_{1/3} \left(\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{L_{0\text{тр}}} \right) \right], \quad (1.2.34)$$

где $K_{1/3}$ — функция Ганкеля второго рода мнимого аргумента порядка $1/3$. В (1.2.34) коэффициенты подобраны так, чтобы при $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| < L_0$ она переходила в (1.2.26).

Соответствующая (1.2.34) спектральная плотность имеет вид

$$\Phi_{n'_1\text{тр}} \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \\ = \frac{0,033 C_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) L_{0\text{тр}}^{11/3} \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right)}{\left[1 + \kappa^2 L_{0\text{тр}}^2 \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \right]^{11/6}}. \quad (1.2.35)$$

Формула (1.2.35) при $\kappa > \frac{1}{L_{0\text{тр}} \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right)} = \kappa_{\text{тр мин}} \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right)$,

т. е. при $\kappa > \kappa_{\text{тр мин}}$, переходит в (1.2.30).

В дальнейшем для описания турбулентности в тропосфере в качестве функции спектральной плотности будем использовать (1.2.35) при $\kappa < \kappa_{\text{тр макс}}$,

$$\Phi_{n'_1\text{тр}} \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] \approx 0 \quad \text{при } \kappa > \kappa_{\text{тр макс}}. \quad (1.2.36)$$

Для ионосферы имеются аналогичные соотношения:

$$\Phi_{n'_1\text{ион}} \left[\kappa \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = \frac{0,033 C_{\text{ион}}^2 \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) L_{0\text{ион}}^{11/3} \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right)}{\left[1 + \kappa^2 L_{0\text{ион}}^2 \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \right]^{11/6}} \\ \text{при } \kappa < \kappa_{\text{ион макс}}; \quad (1.2.37)$$

$$\Phi_{n_1'_{\text{ион}}} \left[x \frac{r_1 + r_2}{2} \right] \approx 0 \quad \text{при } x > x_{\text{ион макс}} \quad (1.2.38)$$

Рассмотрев некоторые методы исследования волнового уравнения и некоторые вопросы из теории случайных функций, приступим к оценке влияния атмосферы на распространение радиоволн.

1.3. Стандартные ошибки, обуславливаемые атмосферой Земли

Используя данные из решения волнового уравнения, перейдем к рассмотрению влияния земной атмосферы на проходящую через нее волну, причем отдельно рассмотрим вносимые ею стандартные флюктуационные ошибки в определяемые параметры.

Стандартные ошибки рефракции

Согласно (1.1.19) распространение волны в вакууме происходит по прямым линиям. Наличие среды с неоднородным распределением показателя преломления вызывает искривление луча, что приводит к угловым ошибкам местоопределения.

Рассмотрим стандартную ошибку в определении угла места излучающего объекта за счет стандартной рефракции в атмосфере

На рис. 1 представлена типичная картина искривления луча в сферически однородной среде. Положение объекта M в пространстве зададим высотой h над поверхностью Земли и углом α , под которым от него приходят лучи. Ошибка стандартной рефракции определяется как угол между направлением волны, приходящей от объекта M , и истинным направлением на него:

$$\varphi_0 = \alpha - \gamma. \quad (1.3.01)$$

Закон Снеллиуса (1.1.12) в соответствии с обозначениями рис. 1 примет вид

$$n_0(h) \left(1 + \frac{h}{a} \right) \cos \beta = n_{0,3} \cos \alpha = B, \quad (1.3.02)$$

где a — радиус Земли; β — угол между направлением луча и линией, параллельной поверхности Земли; $n_0(h)$ — показатель преломления на высоте h ; n_{0z} — показатель преломления у поверхности Земли.

Следует учесть, что $h \ll a$.

В соответствии с выражением (1.3.02) уравнение луча имеет вид

$$R(\alpha h) = \int_0^h \frac{B}{\sqrt{n_0^2(h) \left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 - B^2}} \frac{dh}{\left(1 + \frac{h}{a}\right)}. \quad (1.3.03)$$

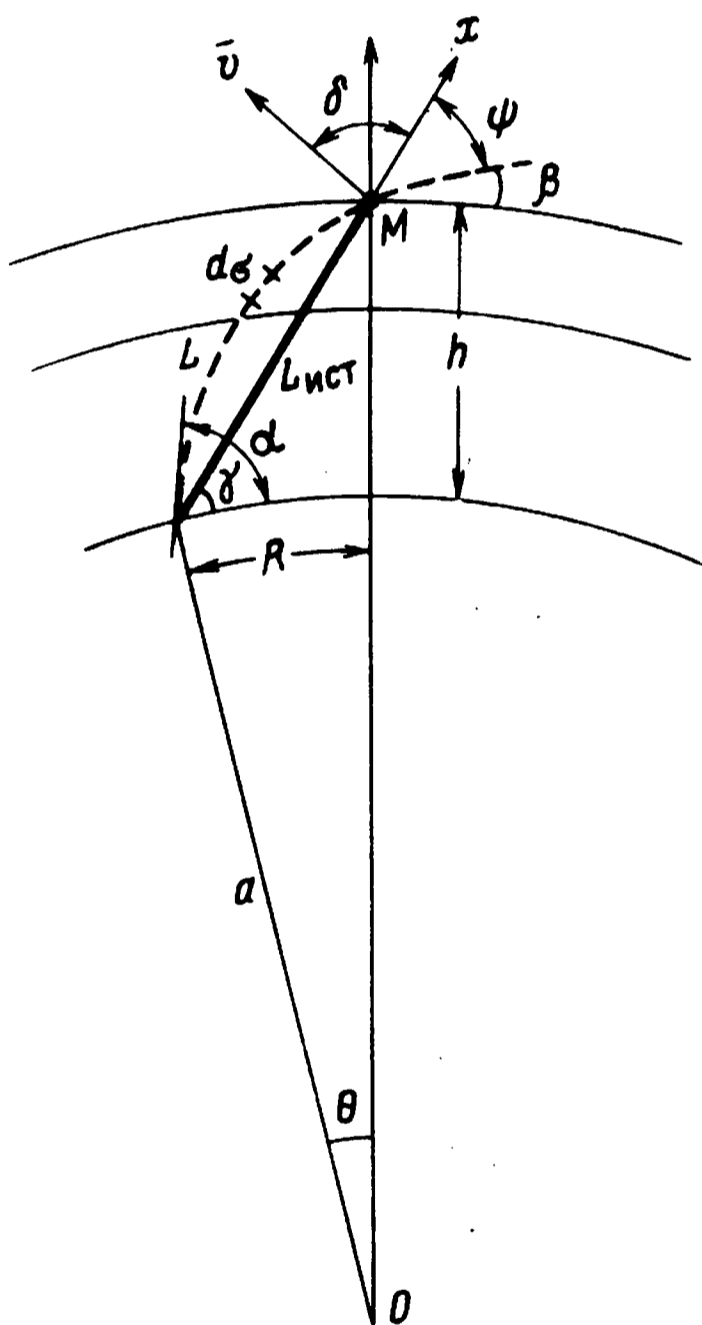


Рис. 1.

Используя (1.3.03), можно получить выражение для γ и, подставляя его в (1.3.01), получим

$$\begin{aligned} \varphi_0(\alpha h) &= a - \\ &= \arctg \frac{\cos \frac{R(\alpha h)}{a} - \frac{a}{a+h}}{\sin \frac{R(\alpha h)}{a}}. \end{aligned} \quad (1.3.04)$$

Выражение (1.3.04) представляет собой разность двух больших чисел, и для непосредственного вычисления его нужно проварьировать. С этой целью показатель преломления $n_0(h)$ представим в виде (1.1.05)

$$n_0(h) = 1 + n_1(h). \quad (1.3.05)$$

Подставляя (1.3.05) в (1.3.03), разлагая подынтегральную функцию (1.3.03) в ряд Тейлора по степеням $n_1(h)$ и n_{1z} и ограничиваясь первым порядком малости, после преобразований получим

$$\varphi_0(\alpha h) = \frac{\cos \alpha}{a} \left[1 + \frac{a \sin \alpha}{\sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2ah + h^2} - a \sin \alpha} \right] \times$$

$$\times \int_0^h \frac{\left(1 + \frac{h}{a}\right) [n_{13} - n_1(h)]}{\left[\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 - \cos^2 \alpha\right]^{3/2}} dh. \quad (1.3.06)$$

Рассмотрим два частных случая:

а) Для больших углов α

$$a^2 \sin^2 \alpha \gg 2ah + h^2.$$

Тогда (1.3.06) можно записать

$$\varphi_0(\alpha h) = \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{h} \int_0^h [n_{13} - n_1(h)] dh. \quad (1.3.07)$$

б) Для случая малых углов α выражение (1.3.06) запишется

$$\varphi_0(\alpha h) = \frac{a^{1/2} \cos \alpha}{2^{3/2}} \int_0^h \frac{[n_{13} - n_1(h)]}{h^{3/2}} dh. \quad (1.3.08)$$

При получении (1.3.07) и (1.3.08) учитывалось, что $h \ll a$.

Из (1.3.07) и (1.3.08), учитывая (1.1.06), можно получить выражения для определения угловых ошибок, обусловленных наличием тропосферы и ионосферы.

В случае больших углов α

$$\varphi_{0 \text{ тр}}(\alpha h) = \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{h} \int_0^h [n_{113} - n_{11}(h)] dh, \quad (1.3.09)$$

$$\varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{h} \int_0^h [n_{123} - n_{12}(h)] dh. \quad (1.3.10)$$

В случае малых углов α

$$\varphi_{0 \text{ тр}}(\alpha h) = \frac{\alpha^{1/2} \cos \alpha}{2^{3/2}} \int_0^h \frac{[n_{113} - n_{11}(h)] dh}{h^{3/2}}, \quad (1.3.11)$$

$$\varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = \frac{\alpha^{1/2} \cos \alpha}{2^{3/2}} \int_0^h \frac{[n_{123} - n_{12}(h)] dh}{h^{3/2}}. \quad (1.3.12)$$

Выражения (1.3.09) — (1.3.12) дают возможность определить стандартную ошибку рефракции, если известно распределение показателя преломления по высоте.

Стандартные ошибки в определении дальности

Для определения ошибок по дальности в атмосфере с учетом ионизации необходимо учитывать групповую скорость распространения волны.

Известно, что для ионизированной среды показатель преломления равен

$$n_0(h) = \sqrt{\varepsilon(h) - \frac{80,8N(h)}{f^2}}, \quad (1.3.13)$$

где $\varepsilon(h)$ — диэлектрическая проницаемость, обусловленная параметрами тропосферы; $N(h)$ — функция распределения ионизации по высоте; f — частота в гц. Член $80,8 N(h)/f^2$ учитывает ионизацию среды.

Выражение (1.3.13) приведем к форме (1.1.05):

$$\begin{aligned} n_0(h) &= \sqrt{[1 + n_1(h)]^2 - \frac{80,8N(h)}{f^2}} \approx \\ &\approx [1 + n_1(h)] - \frac{40N(h)}{f^2} = 1 + n_{11}(h) + n_{12}(h), \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

где

$$n_{12}(h) = 40N(h)/f^2. \quad (1.3.15)$$

Подставляя (1.3.13) в (1.1.23), получим выражение для групповой скорости в атмосфере:

$$a_{\text{гр}} = \frac{c [1 + n_{11}(h) + n_{12}(h)]}{[1 + n_{11}(h)]^2}. \quad (1.3.16)$$

В дальнометрии дальность определяется в предположении, что волна распространяется в вакууме, тогда согласно (1.1.20) измеряемая дальность определится $ct' = L_{\text{изм}}$.

Отличие среды от вакуума приведет к тому, что траектория луча будет отличной от прямой и скорость распространения будет отличной от c , а это приведет к ошибке измерения дальности, которая определяется как разность между измеренной и истинной дальностями

$$\Delta = L_{\text{изм}} - L_{\text{ист}}. \quad (1.3.17)$$

Элемент длины $dL_{\text{изм}} = c dt'$, где $dt' = d\sigma/a_{\text{гр}}$ — время, за которое волна пройдет участок $d\sigma$ с групповой скоростью $a_{\text{гр}}$. Учитывая выражение (1.3.16) для $a_{\text{гр}}$, можно записать

$$L_{\text{изм}}(\alpha h) = \int_0^h \frac{[1+n_{11}(h)]^2 \left(1 + \frac{h}{a}\right) dh}{\sqrt{[1+n_{11}(h)+n_{12}(h)]^2 \left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 - [1+n_{113}+n_{123}]^2 \cos^2 \alpha}}. \quad (1.3.18)$$

Величина $L_{\text{ист}}$ может быть определена по теореме косинусов (см. рис. 1).

$$L_{\text{ист}}^2 = a^2 + (a+h)^2 - 2a(a+h) \cos \theta. \quad (1.3.19)$$

Таким образом,

$$L_{\text{ист}}(\alpha h) = \sqrt{h^2 + 2a(h+a) - 2a(a+h) \cos \frac{R(\alpha h)}{a}}, \quad (1.3.20)$$

где $R(\alpha h)$ определяется по (1.3.03).

Подставляя (1.3.18) и (1.3.20) в (1.3.17), получим выражение для определения стандартной ошибки по дальности

$$\Delta(\alpha h) = \int_0^h \frac{[1+n_{11}(h)]^2 \left(1 + \frac{h}{a}\right) dh}{\sqrt{\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 [1+n_{11}(h)+n_{12}(h)]^2 - [1+n_{113}+n_{123}]^2 \cos^2 \alpha} - \sqrt{h^2 + 2a(a+h) - 2a(a+h) \cos \frac{R(\alpha h)}{a}}}, \quad (1.3.21)$$

которое, как и (1.3.04), представляет собой разность двух больших чисел и для непосредственного вычисления неудобно, поэтому его также необходимо проварьировать. Для этого подынтегральную функцию выражения (1.3.21) разложим в ряд Тейлора по степеням $n_{11}(h)$, $n_{12}(h)$, n_{11z} и n_{12z} и ограничимся первым порядком малости.

После преобразований выражение (1.3.21) можно записать в виде

$$\Delta(\alpha h) = \int_0^h \frac{\left(1 + \frac{h}{a}\right) n_{11}(h) dh}{\sqrt{\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 - \cos^2 \alpha}} - \int_0^h \frac{\left(1 + \frac{h}{a}\right) n_{12}(h) dh}{\sqrt{\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 - \cos^2 \alpha}}. \quad (1.3.22)$$

Как видно из (1.3.22), первый член обуславливает влияние тропосферы, а второй — влияние ионосферы.

Если учесть, что $\frac{h}{a} \ll 1$, выражения (1.3.22) можно записать в следующем виде:

$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = \int_0^h \frac{n_1(h) dh}{\sqrt{\sin^2 \alpha + \frac{2h}{a}}}, \quad (1.3.23)$$

$$\Delta_{\text{ион}}(\alpha h) = - \int_0^h \frac{n_2(h) dh}{\sqrt{\sin^2 \alpha + \frac{2h}{a}}}. \quad (1.3.24)$$

Выражения (1.3.23) и (1.3.24) дают возможность определить ошибки по дальности, вызываемые влиянием тропосферы и ионосферы, если известна зависимость показателя преломления от высоты.

Стандартные ошибки по частоте

Движение цели вызывает изменение фазы принимаемого сигнала и, кроме того, если показатель преломления изменяется во времени, то фаза сигнала также будет изменяться во времени.

Известно, что частота определяется как производная фазы по времени, поэтому независимо от того, чем вызвано изменение фазы во времени, можем записать

$$\Omega = - \frac{dS}{dt}, \quad (1.3.25)$$

где Ω — добавочная частота; S — фаза волны.

Рассмотрим изменение частоты, вызванное движением объекта в среде с показателем преломления $n_0(h)$. Положение объекта в пространстве будем характеризовать углом α и расстоянием L до него по лучу (см. рис. 1).

Для определения фазы волны используем выражение (1.1.13). Поскольку показатель преломления $n_0(h)$ является заданной функцией высоты h , то в переменных L и α получим следующее выражение для фазы:

$$S(\alpha L) = k \int_0^L n_0[h(\alpha L)] dL. \quad (1.3.26)$$

В случае, если объект неподвижен, то $dS/dt=0$ и принимаемая частота изменяться не будет. Если объект движется, то

$$\Omega = - \frac{dS(\alpha L)}{dt} = - \frac{dS(\alpha L)}{dL} \frac{dL}{dt} - \frac{dS(\alpha L)}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt}. \quad (1.3.27)$$

Учитывая, что $\frac{dL}{dt} = v_L$ и соотношение (1.3.27), получим

$$\Omega = -kn_0[h(\alpha L)]v_L - \frac{d\alpha}{dt} k \int_0^L \frac{dn_0[h(\alpha L)]}{dh} \frac{\partial h(\alpha h)}{\partial \alpha} dL. \quad (1.3.28)$$

В выражении (1.3.28) первый и второй члены определяют изменения частоты, вызванные движением объекта по лучу и перпендикулярно ему соответственно, и второй член по сравнению с первым пренебрежимо мал.

Тогда в переменных h и a получим

$$\Omega = -kn_0(h)v_L. \quad (1.3.29)$$

При распространении волны в вакууме выражение для фазы имеет вид

$$S = kL_{\text{ист}}. \quad (1.3.30)$$

В этом случае движение объекта приводит к изменению частоты, называемому доплеровским смещением:

$$\Omega_d = -k \frac{dL_{\text{ист}}}{dt} = -kv_{L_{\text{ист}}}. \quad (1.3.31)$$

Из указанного следует, что наличие среды приводит к изменению частоты, отличному от доплеровского смещения.

Определим ошибку доплеровского смещения следующим образом:

$$\Delta\Omega = \Omega - \Omega_d. \quad (1.3.32)$$

Подставляя (1.3.29) и (1.3.31) в (1.3.32), с учетом (1.1.05) получим

$$\Delta\Omega = -k(v_L - v_{L_{\text{ист}}}) - k[n_1(h)]v_L. \quad (1.3.33)$$

Для определения $(v_L - v_{L_{\text{ист}}})$ вернемся к рис. 1, на котором введены следующие обозначения: ψ — угол между направлением на объект из точки наблюдения и лучом; δ — угол между направлением из точки наблюдения и направлением движения объекта. С учетом этих обозначений

$$v_L = v \cos(\delta + \psi), \quad v_{L_{\text{ист}}} = v \cos \delta,$$

и выражение (1.3.33) можно переписать

$$\Delta\Omega = -kv [\cos(\delta + \psi) - \cos \delta] - k[n_1(h)v \cos(\delta + \psi)]. \quad (1.3.34)$$

После простых тригонометрических преобразований, учитывая, что угол ψ практически очень мал, получим

$$\Delta\Omega = kv \sin \psi \sin \delta - k[n_1(h)v \cos \delta]. \quad (1.3.35)$$

Определим значение $\sin \psi$ с учетом рис. 1:

$$\sin \psi = \frac{1}{L_{\text{ист}} n_0(h) \left(1 + \frac{h}{a}\right)} \left[n_{03} \left(a + h - a \cos \frac{R(\alpha h)}{a} \right) \cos \alpha - a \sin \frac{R(\alpha h)}{a} \sqrt{n_0^2(h) \left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 - n_{03}^2 \cos^2 \alpha} \right]. \quad (1.3.36)$$

Многочлен, заключенный в квадратные скобки, представляет собой разность двух больших чисел и его необходимо проварьировать, для чего в выражение (1.3.36) подставим $n_0(h)$, приведенное в (1.3.05), а $R(\alpha h)$ — в форме (1.3.03). Разложим выражение, находящееся в квадратных скобках, по степеням $n_1(h)$, n_{13} и, ограничиваясь первым порядком малости, пренебрегаем в множителе перед квадратной скобкой величиной $n_1(h)$ по сравнению с единицей. Тогда после преобразования получим

$$\begin{aligned} \sin \psi = & a \cos \alpha \left[\frac{n_{13} - n_1(h)}{\sqrt{h^2 + 2ah + a^2 \sin^2 \alpha}} - \right. \\ & \left. - \frac{a \sin \alpha}{\sqrt{h^2 + 2ah + a^2 \sin^2 \alpha} - a \sin \alpha} \times \right. \\ & \left. \times \int_0^h \frac{(a+h)[n_{13} - n_1(h)] dh}{(h^2 + 2ah + a^2 \sin^2 \alpha)^{3/2}} \right]. \end{aligned} \quad (1.3.37)$$

Подставим значение $\sin \psi$ из (1.3.37) в (1.3.35) с учетом $n_1(h) = n_{11}(h) + n_{12}(h)$.

Рассмотрим два случая.

Для больших углов α

$$\begin{aligned} \Delta \Omega_{\text{тр}}(\alpha h) = & kv \sin \delta \operatorname{ctg} \alpha \left\{ [n_{113} - n_{11}(h)] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{h} \int_0^h [n_{113} - n_{11}(h)] dh \right\} - kn_{11}(h) v \cos \delta, \end{aligned} \quad (1.3.38)$$

$$\begin{aligned} \Delta \Omega_{\text{ион}}(\alpha h) = & kv \sin \delta \operatorname{ctg} \alpha \left\{ [n_{123} - n_{12}(h)] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{h} \int_0^h [n_{123} - n_{12}(h)] dh \right\} - kn_{12}(h) v \cos \delta. \end{aligned} \quad (1.3.39)$$

Для малых углов α

$$\begin{aligned} \Delta \Omega_{\text{тр}}(\alpha h) = & kv \cos \alpha \sin \delta [n_{113} - n_{11}(h)] \sqrt{\frac{a}{2h}} - \\ & - kn_{11}(h) v \cos \delta \end{aligned} \quad (1.3.40)$$

$$\begin{aligned} \text{и} \quad \Delta\Omega_{\text{ион}}(\alpha h) = kv \cos \alpha \sin \delta [n_{123} - n_{12}(h)] \sqrt{\frac{a}{2h}} - \\ - kn_{12}(h) v \cos \delta. \end{aligned} \quad (1.3.41)$$

В выражениях (1.3.38) — (1.3.41) первые члены определяют ошибки в доплеровской частоте, вызванные наличием атмосферы и движением объекта радиально относительно точки наблюдения; они пропорциональны $\sin \delta$. Вторые члены определяют эту же ошибку за счет удаления объекта от точки наблюдения. Эти выражения могут быть использованы для расчета, если известно распределение показателя преломления по высоте.

1.4. Флюктуации

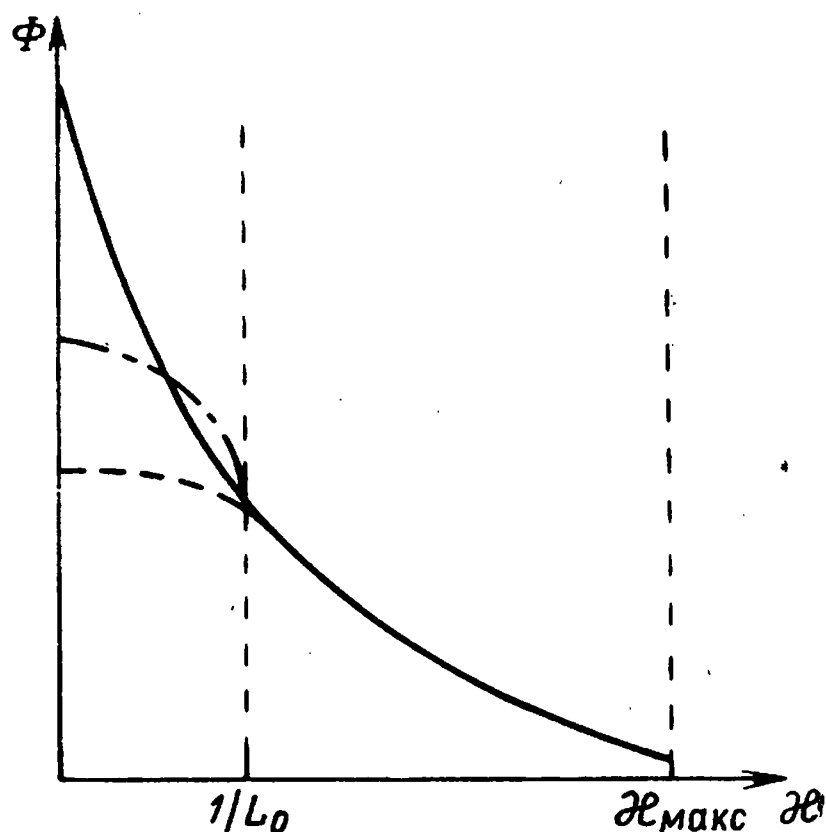
В настоящее время факт флюктуации амплитуды и фазы принимаемого излучения радиозвезды в метровом диапазоне волн общеизвестен.

Это явление по аналогии с мерцанием звезд в видимом спектре получило общеупотребительное название мерцания амплитуды и фазы радиоисточника [5, 6]. Наблюдения за мерцаниями в метровом диапазоне волн показали, что они обусловлены рассеянием энергии волны на довольно крупных неоднородностях электронной концентрации в ионосфере, вытянутых вдоль магнитных силовых линий, а иногда скоплениями таких неоднородностей, занимающих большие географические области. Было показано, что эффект рассеяния, вызываемый такого рода распределением неоднородностей, хорошо описывается прохождением однородной волны через плоский изменяющийся «по фазе» экран [7—11].

На основании такого рассмотрения и сопоставления с экспериментальными данными в [9] указывается, что среднеквадратичные флюктуации амплитуды и угла прихода пропорциональны четвертой степени длины волны. Отсюда делается вывод, что сильные мерцания на частоте 400 Мгц наблюдаются редко, во время исключительно сильных возмущений. На основании наблюдений мерцаний радиозвезд в метровом диапазоне [12, 13] делается оценка размеров ионосферных нерегулярностей, которые оказываются порядка 5 км.

В связи с этим рассмотрим условия рассеяния радиоволн на неоднородностях в атмосфере (тропосфере и ионосфере), возникающего за счет флюктуаций диэлектрической прони-

цаемости при турбулентном перемешивании [4]. В этой работе показано, что для правильной оценки эффективного сечения рассеяния нужно правильно задать спектр неоднородности. В зависимости от того, каким он будет выбран, получается различная зависимость эффективного сечения от длины волны и угла рассеяния.



Р и с. 2.

На рис. 2 дан общий вид спектральных функций: сплошной линией обозначен спектр для локально-однородной турбулентности, пунктирной — для однородной турбулентности, штрих-пунктирной — реальный спектр, обусловленный наличием регулярных неоднородностей. Здесь сказываются регулярные неоднородности больших размеров.

Из теории рассеяния света неоднородной средой известно, что если размеры неоднородностей в ней малы по сравнению с длиной волны, то индикатриса рассеяния описывается уравнением $I_{\theta} = I_{\pi/2}(1 + \cos^2 \theta)$, где I_{θ} и $I_{\pi/2}$ — интенсивности света, рассеянного соответственно под углом θ и $\pi/2$.

При увеличении размеров рассеивающих частиц вся энергия будет концентрироваться внутри все более узкого угла (эффект Ми) и индикатриса рассеяния будет иметь очень узкую «диаграмму направленности», ориентированную вдоль падающей волны.

Так как при связи ИСЗ в пределах прямой видимости угол $\theta = 0$, то влияние неоднородностей больших размеров можно в первом приближении не учитывать и рассматривать флюктуации (мерцания) определяемых величин как результат флюктуаций диэлектрической проницаемости атмосферы

(показателя преломления), которые в свою очередь обуславливаются турбулентным перемешиванием.

Флюктуации углов рефракции

Так как показатель преломления атмосферы подвержен непрерывным флюктуациям относительно средней величины $n_0(\mathbf{r})$, то распространяющаяся волна испытывает флюктуации по амплитуде, фазе и частоте.

Флюктуации фазы волны приводят к флюктуациям углов рефракции, а флюктуации показателя преломления — к флюктуациям скорости распространения радиоволны, что вызывает флюктуацию по дальности.

Для определения флюктуации углов рефракции необходимо определить флюктуации фазы волны. Рассмотрим флюктуацию угла рефракции для плоской волны, распространяющейся в направлении x . При этом выражение (1.1.34), связывающее пульсации амплитуды и фазы волны с пульсациями комплексного показателя преломления, имеет вид

$$\Delta\psi_1 - 2jk \frac{d\psi_1}{dx} + 2k^2 n'(rt) = 0. \quad (1.4.01)$$

Основной характеристикой флюктуации угла рефракции является среднеквадратичное значение $\sqrt{\overline{\varphi'^2}}$.

Флюктуация угла φ' , определяемая в точках ρ_1 и ρ_2 , составляет

$$\varphi' = \frac{S(L\rho_1) - S(L\rho_2)}{k|\rho_1 - \rho_2|}. \quad (1.4.02)$$

Тогда, с учетом выражений, приведенных в § 1.2, можно записать

$$\overline{\varphi'^2} = \frac{[S(L\rho_1) - S(L\rho_2)]^2}{k^2 |\rho_1 - \rho_2|^2} = \frac{D_s \left[(\rho_1 - \rho_2) \circ \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \right) L \right]}{k^2 |\rho_1 - \rho_2|^2}, \quad (1.4.03)$$

где S — флюктуации фазы волны; D_s — структурная функция пульсации фазы волны в плоскости $x=L$; ρ_1 и ρ_2 — радиус-векторы, определяющие положение точки в плоскости $x = \text{const}$.

Из последнего выражения видно, что для определения флюктуации углов рефракции необходимо знать выраже-

ние для структурной функции пульсации фазы волны в плоскости $x=L$.

Формула, выражающая структурную функцию пульсации фазы волны в плоскости $x=L$ через спектральную плоскость пульсаций показателя преломления, имеет вид

$$D_s \left[(\rho_1 - \rho_2) 0 \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} L \right] =$$

$$= 4\pi^2 k^2 \int_0^L dx \int_0^\infty [1 - I_0(x |\rho_1 - \rho_2|)] \Phi_{n'} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] x dx, \quad (1.4.04)$$

где $\Phi_{n'} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right]$ — спектральная плотность показателя преломления, заданная в точке $\left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right)$ определяемая для тропосферы и ионосферы выражениями (1.2.35) — (1.2.38).

Подставляя (1.4.04) в (1.4.03) и учитывая, что

$$\overline{\varphi'^2}(|\rho_1 - \rho_2|) = \overline{\varphi'_{\text{тр}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|) + \overline{\varphi'_{\text{ион}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|),$$

$$\Phi_{n'} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] = \Phi_{n_{\text{тр}}} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] + \Phi_{n_{\text{ион}}} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right],$$

получим

$$\overline{\varphi'_{\text{тр}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|) = \frac{4\pi^2}{|\rho_1 - \rho_2|^2} \times$$

$$\times \int_0^L dx \int_0^\infty [1 - I_0(x |\rho_1 - \rho_2|)] \Phi_{n_{\text{тр}}} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] x dx \quad (1.4.05)$$

и

$$\overline{\varphi'_{\text{ион}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|) = \frac{4\pi^2}{|\rho_1 - \rho_2|^2} \times$$

$$\times \int_0^L dx \int_0^\infty [1 - I_0(x |\rho_1 - \rho_2|)] \Phi_{n_{\text{ион}}} \left[x \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right] x dx. \quad (1.4.06)$$

Рассмотрим флуктуацию углов рефракции в тропосфере, для чего в качестве функции спектральной плотности используем (1.2.35) и (1.2.36), тогда

$$\begin{aligned} \overline{\varphi_{\text{тр}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|) &= \frac{0,033 \cdot 4\pi^2}{|\rho_1 - \rho_2|^2} \times \\ &\times \int_0^L C_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) L_{\text{тр}}^{11/3} \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) dx \times \\ &\times \int_0^x \frac{[1 - I_0(x|\rho_1 - \rho_2|)]}{\left[1 + x^2 L_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) \right]^{11/6}} dx. \end{aligned} \quad (1.4.07)$$

На рис. 3 представлены графики множителей:

$$A = 1 - I_0(x|\rho_1 - \rho_2|),$$

$$B = \left[1 + x^2 L_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) \right]^{-11/6},$$

$$V = \left[x^2 L_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) \right]^{-11/6}$$

как функций переменной x при различных соотношениях параметров $l_{0\text{тр}}$, $L_{0\text{тр}}$ и $|\rho_1 - \rho_2|$. Как следует из расчетов, результаты которых приведены на рис. 3, а для случая $0 < |\rho_1 - \rho_2| < l_{0\text{тр}}$, отличие V от B мало сказывается на значении второго интеграла (1.4.07), так как основной вклад в значение интеграла производится в области $x > x_{\text{мин}}$ (см. 1.2.31) и для всех значений от

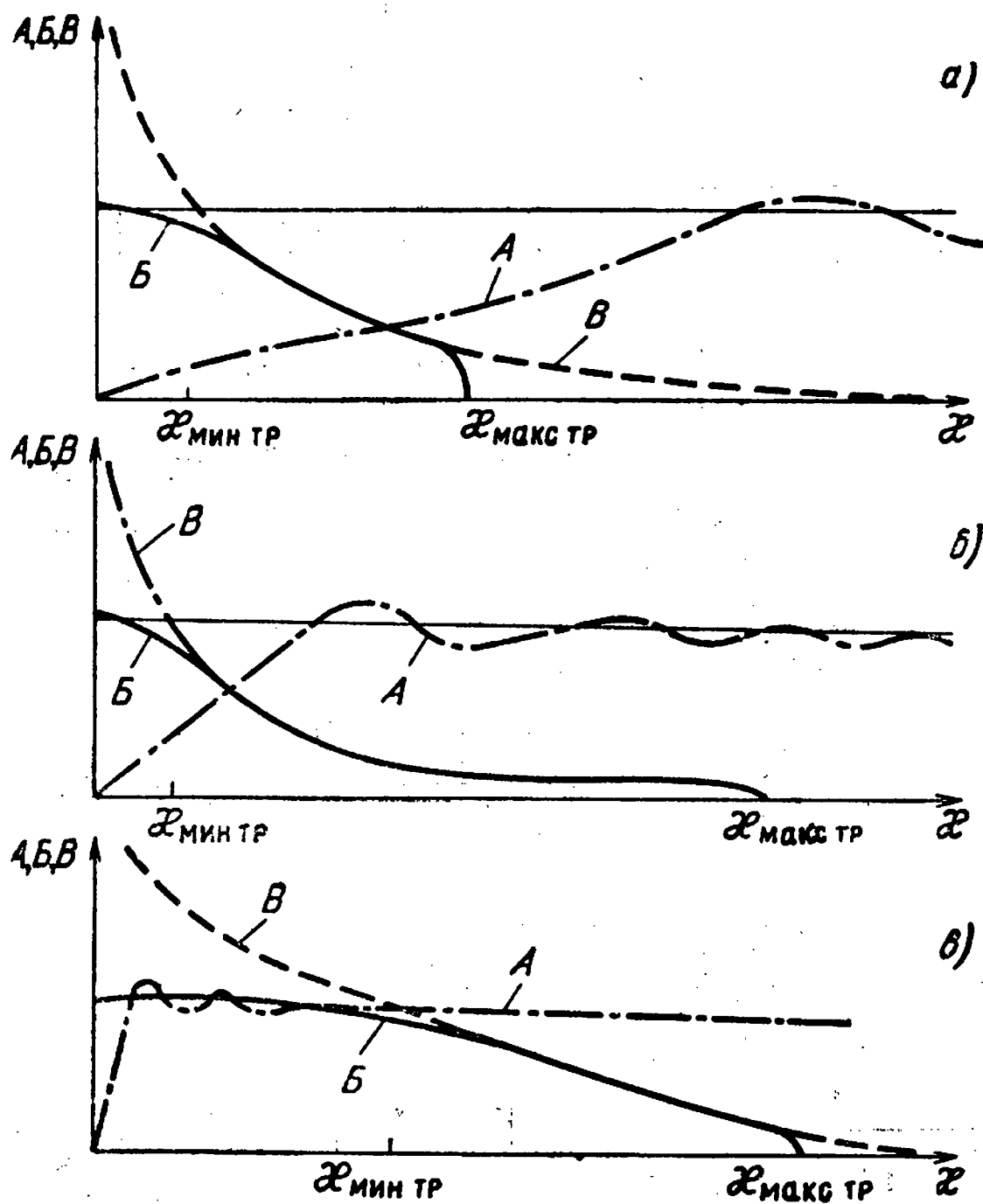
$$0 < x < x_{\text{макс тр}} \quad x|\rho_1 - \rho_2| \ll 1 \quad \text{и} \quad A = \frac{1}{4} x^2 (\rho_1 - \rho_2).$$

Учитывая это и производя соответствующую замену в выражении (1.4.07), после интегрирования получим

$$\overline{\varphi_{\text{тр}}'^2}(\rho_1 - \rho_2) = 1,72 \int_0^L C_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) l_{0\text{тр}}^{-1/3} \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) dx, \quad (1.4.08)$$

$$\sqrt{\overline{\varphi_{\text{тр}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = 1,31 \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) l_{0\text{тр}}^{-1/3}(x) dx}. \quad (1.4.09)$$

На рис. 3, б рассматривается случай $l_{0 \text{ тр}} < |\rho_1 - \rho_2| < L_{0 \text{ тр}}$. Здесь отличие B от B в области $x < x_{\text{мин}}$ мало скажется на величине второго интеграла (1.4.07). Основной вклад в этот интеграл вносится в области $x_{\text{мин}} - x_{\text{макс}}$, поэтому B можно заменить на $x^{-11/3} L_{\text{тр}}^{-11/3} \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right)$ и верхний предел во втором интеграле выражения (1.4.07) распространить до бесконечности.



Р и с. 3.

Тогда после соответствующей замены и интегрирования получим

$$\overline{\varphi'_{\text{тр}}^2} (|\rho_1 - \rho_2|) = \frac{1,46}{|\rho_1 - \rho_2|^{1/3}} \int_0^L C_{\text{тр}}^2 \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} x \right) dx, \quad (1.4.10)$$

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр}}^2} (|\rho_1 - \rho_2|)} = 1,21 (|\rho_1 - \rho_2|)^{-1/6} \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) dx}. \quad (1.4.11)$$

На рис. 3, в рассматривается случай $|\rho_1 - \rho_2| > L_{0 \text{ тр}}$. Основной вклад в значение второго интеграла (1.4.07) происходит на участке $0 < \kappa < \kappa_{\text{мин}}$, тогда, приняв $A \approx 1$ и распространив верхний предел до бесконечности, после интегрирования получим

$$\overline{\varphi'_{\text{тр}}{}^2}(|\rho_1 - \rho_2|) = \frac{0,79}{(|\rho_1 - \rho_2|)^2} \int_0^L C_{\text{тр}}^2\left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2}x\right) L_{0 \text{ тр}}^{5/3} \times \\ \times \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2}x\right) dx, \quad (1.4.12)$$

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр}}{}^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = 0,86 (|\rho_1 - \rho_2|)^{-1} \times \\ \times \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) L_{0 \text{ тр}}^{5/3}(x) dx}. \quad (1.4.13)$$

Аргумент $(\rho_1 + \rho_2)/2$, указывающий, что значения величин необходимо брать в средней точке, в выражениях (1.4.09), (1.4.11) и (1.4.13) для простоты опущен. Если считать, что $l_{0 \text{ тр}}(x)$ и $L_{0 \text{ тр}}(x)$ при распространении волны остаются постоянными, и обозначить

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр макс}}{}^2}} = \frac{1,31}{l_{0 \text{ тр}}^{1/6}} \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) dx}, \quad (1.4.14)$$

то

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр}}{}^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = \sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр макс}}{}^2}} \quad (1.4.15)$$

при $0 < |\rho_1 - \rho_2| < l_{0 \text{ тр}}$,

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр}}{}^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = 0,92 \left[\frac{l_{0 \text{ тр}}}{|\rho_1 - \rho_2|} \right]^{1/6} \sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр макс}}{}^2}} \quad (1.4.16)$$

при $l_{0 \text{ тр}} < |\rho_1 - \rho_2| < L_{0 \text{ тр}}$

и

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр}}{}^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = 0,68 \frac{L_{0 \text{ тр}}^{5/6} l_{0 \text{ тр}}^{1/6}}{|\rho_1 - \rho_2|} \sqrt{\overline{\varphi'_{\text{тр макс}}{}^2}} \quad (1.4.17)$$

при $|\rho_1 - \rho_2| > L_{0 \text{ тр}}$.

Подставляя в (1.4.07) значения спектральной плотности из (1.2.37) и (1.2.38) и производя аналогичный анализ, получим для ионосферы

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион макс}}{}^2}} = \frac{1,31}{l_{0 \text{ ион}}^{1/6}} \sqrt{\int_0^L C_{\text{ион}}^2(x) dx}, \quad (1.4.18)$$

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = \sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион макс}}'^2}} \quad (1.4.19)$$

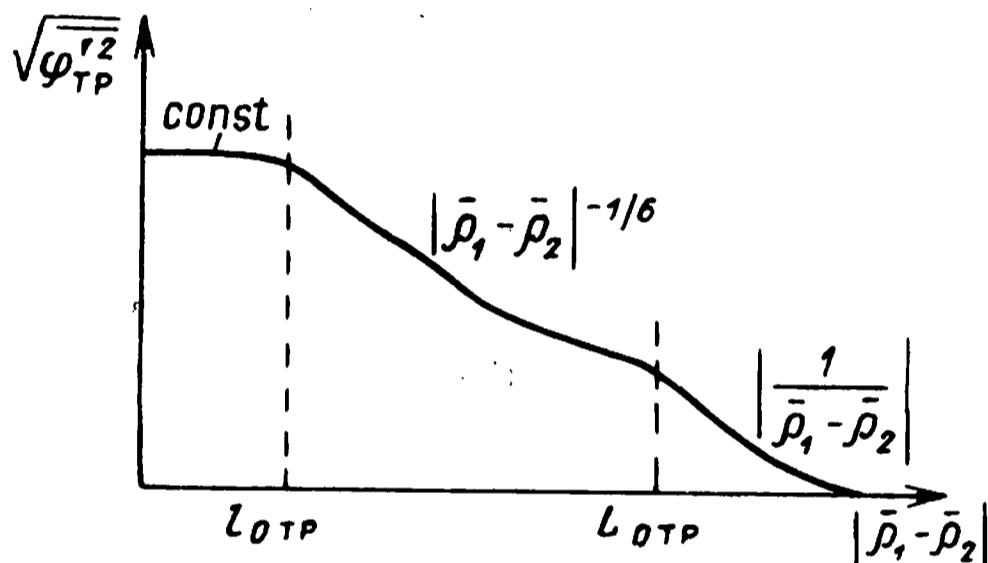
при $l_{0 \text{ ион}} < |\rho_1 - \rho_2| < L_{0 \text{ ион}}$,

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = 0,92 \left[\frac{l_{0 \text{ ион}}}{|\rho_1 - \rho_2|} \right]^{1/6} \sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион макс}}'^2}} \quad (1.4.20)$$

при $l_{0 \text{ ион}} < |\rho_1 - \rho_2| < L_{0 \text{ ион}}$,

$$\sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион}}'^2}(|\rho_1 - \rho_2|)} = 0,68 \frac{L_{0 \text{ ион}}^{5/6} l_{0 \text{ ион}}^{1/6}}{|\rho_1 - \rho_2|} \sqrt{\overline{\varphi'_{\text{ион макс}}'^2}} \quad (1.4.21)$$

при $|\rho_1 - \rho_2| > L_{0 \text{ ион}}$.



Р и с. 4.

Выражения (1.4.14) и (1.4.18) дают возможность вычислить максимальное значение среднеквадратичной ошибки угла рефракции для тропосферы и ионосферы в зависимости от параметров турбулентности; а выражения (1.4.15) — (1.4.17), (1.4.19) — (1.4.21) — зависимость среднеквадратичной ошибки угла рефракции от $|\rho_1 - \rho_2|$ (рис. 4).

Флюктуации дальности

Вследствие флюктуаций показателя преломления имеют место флюктуации скорости распространения волны, что приводит к флюктуациям измеренных дальностей.

Флюктуацию дальности будем рассматривать для плоской волны, распространяющейся в направлении x на расстояние L .

Флюктуационная ошибка L' , как и для случая стандартной ошибки дальности, определяется

$$L' = L_{\text{изм}} - L, \quad (1.4.22)$$

где $L_{\text{изм}} = ct'$; t' — время запаздывания, определяемое дальномером. Тогда

$$dt' = \frac{dx}{a_{\text{гр}}(x\rho_1)}, \quad (1.4.23)$$

$$t' = \int_0^L \frac{dx}{a_{\text{гр}}(x\rho_1)},$$

а измеряемая дальность

$$L_{\text{изм}} = \int_0^L \frac{cdx}{a_{\text{гр}}(x\rho_1)}. \quad (1.4.24)$$

Подставляя (1.4.24) в (1.4.22), получим выражение для флюктуации дальности:

$$L' = \int_0^L \frac{cdx}{a_{\text{гр}}(x\rho_1)} - L. \quad (1.4.25)$$

Выражение для групповой скорости в этом случае будет аналогичным (1.3.16), но отличие показателя преломления от единицы здесь обусловлено флюктуациями

$$a_{\text{гр}}(x\rho_1) = \frac{c [1 + n'_1(x\rho) + n'_2(x\rho)]}{[1 + n'_1(\rho)]^2}. \quad (1.4.26)$$

Подставляя (1.4.26) в (1.4.25), получим

$$L'(L\rho) = \int_0^L \frac{[1 + n'_1(x\rho)]^2 dx}{1 + n'_1(x\rho) + n'_2(x\rho)} - L. \quad (1.4.27)$$

Разложим (1.4.27) по степеням $n'_1(x\rho)$ и $n'_2(x\rho)$ и, ограничиваясь первым приближением, получим

$$L'(L\rho) = \int_0^L [n'_1(x\rho) - n'_2(x\rho)] dx \quad (1.4.28)$$

или, вводя обозначение

$$n'_1(x\rho) - n'_2(x\rho) = n''(x\rho), \quad (1.4.29)$$

выражение (1.4.28) можно переписать

$$L'(L\rho) = \int_0^L n''(x\rho) dx. \quad (1.4.30)$$

Представим $L'(L\rho)$ и $n''(x\rho)$ в виде двумерного интеграла Фурье — Стилтеса (1.2.14):

$$L'(L\rho) = \iint_{-\infty}^{\infty} e^{j[x_y y + x_z z]} d\varphi_{L'}(x_y, x_z, L), \quad (1.4.31)$$

$$n''(x\rho) = \iint_{-\infty}^{\infty} e^{j[x_y y + x_z z]} d\varphi_{n''}(x_y, x_z, L). \quad (1.4.32)$$

Подставляя (1.4.31) и (1.4.32) в (1.4.30), получим

$$d\varphi_{L'}(x_y, x_z, L) = \int_0^L d\varphi_{n''}(x_y, x_z, x) dx. \quad (1.4.33)$$

Умножим (1.4.33) на комплексно-сопряженную величину и, учитывая соотношения (1.2.16), (1.2.21) и (1.2.22), после преобразований получим выражение для функции корреляции флюктуаций дальности в плоскости $x=L$:

$$\begin{aligned} & B_{L'} \left[|\rho_1 - \rho_2|, 0, \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, L \right] = \\ & = 4\pi^2 \int_0^L dx \int_0^{\infty} I_0 \left[x |\rho_1 - \rho_2| \right] \Phi_{n''} \left[x, \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, x \right] x dx. \end{aligned} \quad (1.4.34)$$

Среднеквадратичное значение флюктуации дальности получается из (1.4.34) при $|\rho_1 - \rho_2| = 0$, т. е.

$$\overline{L'^2(L\rho_1)} = 4\pi^2 \int_0^L dx \int_0^{\infty} \Phi_{n''}(x\rho, x) x dx. \quad (1.4.35)$$

Если учесть (1.4.29), то функцию спектральной плотности можно записать

$$\Phi_{n''}(x\rho, x) = \Phi_{n'_1}(x\rho_1, x) + \Phi_{n'_2}(x\rho, x). \quad (1.4.36)$$

Из (1.4.35) и (1.4.36) следует, что

$$\overline{L'^2(L\rho_1)} = \overline{L'^2_{\text{тр}}(L\rho_1)} + \overline{L'^2_{\text{ион}}(L\rho_1)}, \quad (1.4.37)$$

тогда

$$\overline{L'^2_{\text{тр}}(L\rho_1)} = 4\pi \int_0^L dx \int_0^\infty \Phi_{n_1'}[x\rho_1, x] x dx, \quad (1.4.38)$$

$$\overline{L'^2_{\text{ион}}(L\rho_1)} = 4\pi^2 \int_0^L dx \int_0^\infty \Phi_{n_2'}[x\rho_1, x] x dx. \quad (1.4.39)$$

Рассмотрим флюктуацию дальности в тропосфере, для чего в (1.4.38) подставим выражение для спектральной плотности из (1.2.35) и (1.2.36), тогда

$$\begin{aligned} \overline{L'^2_{\text{тр}}(L\rho_1)} &= 0,033 \cdot 4\pi^2 \times \\ &\times \int_0^L C_{\text{тр}}^2(\rho_1, x) L_{0\text{тр}}^{11/3}(\rho, x) dx \int_0^{x_{\text{макс}}} \frac{x dx}{[1 + L_{0\text{тр}}^2(\rho_1, x) x^2]^{11/6}}. \end{aligned} \quad (1.4.40)$$

Основной вклад во втором интеграле (1.4.40) происходит в области $x \ll x_{\text{макс тр}}$, поэтому верхний предел интегрирования по x можно распространить до бесконечности. Тогда, произведя интегрирование, получим

$$\overline{L'^2_{\text{тр}}(L\rho_1)} = 0,78 \int_0^L C_{\text{тр}}^2(\rho_1, x) L_{0\text{тр}}^{5/3}(\rho_1, x) dx \quad (1.4.41)$$

и окончательно

$$\sqrt{\overline{L'^2_{\text{тр}}}} = 0,885 \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) L_{0\text{тр}}^{5/3}(x) dx}. \quad (1.4.42)$$

В (1.4.42) опущен аргумент ρ_1 , указывающий, что значения $C_{\text{тр}}$ и $L_{0\text{тр}}$ нужно брать вдоль луча.

Подставляя в (1.4.39) выражения для спектральной плотности из (1.2.37) и (1.2.38), получим аналогичную формулу для определения среднеквадратичного значения флюктуации дальности за счет флюктуации показателя преломления в ионосфере:

$$\sqrt{\overline{L'^2_{\text{ион}}}} = 0,885 \sqrt{\int_0^L C_{\text{ион}}^2(x) L_{0\text{ион}}^{5/3}(x) dx}. \quad (1.4.43)$$

Формулы (1.4.42) и (1.4.43) могут быть использованы для подсчета флюктуаций дальности.

Флюктуации частоты

Флюктуация частоты определяется как производная пульсация фазы по времени.

Поскольку флюктуация фазы плоской волны, распространяющейся в направлении x , описывается уравнением (1.4.01), то, продифференцировав его по времени, получим уравнение для флюктуации частоты

$$\Delta \dot{\psi}_1 - j2k \frac{d\dot{\psi}_1}{dx} + 2k^2 \dot{n}'(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1.4.44)$$

Выполняя преобразования, аналогичные тем, которые выполнялись при определении флюктуации углов рефракции, получим

$$\overline{\omega'^2(\rho_1, L)} = \pi k^2 \int_0^L dx \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\dot{n}'} [0, x_y, x_z, \rho_1, x] dx_y dx_z. \quad (1.4.45)$$

Для определения среднеквадратичного значения пульсации частоты необходимо знать функцию спектральной плотности для пульсации производных показателя преломления в атмосфере.

Найдем эту функцию в предположении замороженной турбулентности. Это значит, что неоднородности движутся в каком-то направлении со скоростью \mathbf{u} и не расплываются друг относительно друга. В этом случае поле пульсации показателя преломления, представленного в виде интеграла Фурье — Стилтъяеса, примет вид

$$n'(\mathbf{r}, t) = \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{j\mathbf{x}(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)} d\nu_n(\mathbf{x}). \quad (1.4.46)$$

Продифференцировав (1.4.46) по времени, получим

$$\begin{aligned} \dot{n}'(\mathbf{r}, t) &= \iiint_{-\infty}^{\infty} -j(\mathbf{x}\mathbf{u}) e^{j\mathbf{x}(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)} d\nu_n(\mathbf{x}) = \\ &= \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{j\mathbf{x}(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)} d\nu_{\dot{n}'}(\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (1.4.47)$$

где

$$d\nu_{\dot{n}'}(\mathbf{x}) = -j(\mathbf{x}\mathbf{u}) d\nu_n(\mathbf{x}). \quad (1.4.48)$$

Умножая (1.4.48) на комплексно-сопряженную величину и учитывая (1.2.04), получим

$$\begin{aligned} & \overline{dv_{n'}(\mathbf{x}) dv_{n'}^*(\mathbf{x}') =} \\ & = (\mathbf{x} \mathbf{u})(\mathbf{x}' \mathbf{u}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \Phi_{n'} \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] dx dx', \end{aligned} \quad (1.4.49)$$

откуда

$$\Phi_{n'} \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right] = (\mathbf{x} \mathbf{u})^2 \Phi_{n'} \left[\mathbf{x} \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right]. \quad (1.4.50)$$

Подставляя (1.4.50) в (1.4.45) и учитывая, что турбулентность изотропна, т. е. $\Phi_{n'}$ зависит только от $|\mathbf{x}|$, получим

$$\overline{\omega'^2(\rho L)} = \pi^2 k^2 \int_0^L \mathbf{u}^2(\rho_1 x) dx \int_0^\infty x^3 \Phi_{n'}[x \rho_1 x] dx.$$

Учитывая, что

$$\overline{\omega'^2(\rho_1 L)} = \overline{\omega'_{\text{тр}}^2(\rho_1 L)} + \overline{\omega'_{\text{ион}}^2(\rho_1 L)},$$

можно записать

$$\overline{\omega'_{\text{тр}}^2(\rho_1 L)} = \pi^2 k^2 \int_0^L \mathbf{u}^2(\rho_1 x) dx \int_0^\infty x^3 \Phi_{n_{\text{тр}}} [x \rho_1 x] dx, \quad (1.4.51)$$

$$\overline{\omega'_{\text{ион}}^2(\rho_1 L)} = \pi^2 k^2 \int_0^L \mathbf{u}^2(\rho_1 x) dx \int_0^\infty x^3 \Phi_{n_{\text{ион}}} [x \rho_1 x] dx. \quad (1.4.52)$$

Для определения значения среднеквадратичной флуктуации частоты, обусловленной флуктуациями показателя преломления в тропосфере, подставим в (1.4.51) значения для спектральной плотности из (1.2.35) и (1.2.36). Тогда

$$\begin{aligned} \overline{\omega'_{\text{тр}}^2(\rho_1 L)} & = \pi^2 k^2 0,033 \int_0^L \mathbf{u}^2(\rho_1 x) C_{\text{тр}}^2(\rho_1 x) L_{0\text{тр}}^{11/3}(\rho_1 x) dx \times \\ & \times \int_0^{x_{\text{макс}}} \frac{x^3 dx}{[1 + x^2 L_{0\text{тр}}(\rho_1 x)]^{11/6}}. \end{aligned} \quad (1.4.53)$$

Основной вклад во внутренний интеграл (1.4.53) происходит в области $x > x_{\text{мин}}$, поэтому в знаменателе единицей можно пренебречь, тогда

$$\overline{\omega'_{\text{тр}}{}^2(\rho_1 L)} = \pi^2 k^2 0,033 \int_0^L u^2(\rho_1 x) C_{\text{тр}}^2(\rho_1 x) dx \int_0^{x_{\text{макс тр}}} x^{-2/3} dx \quad (1.4.54)$$

или после интегрирования

$$\overline{\omega'_{\text{тр}}{}^2(\rho_1 L)} = 1,72 \frac{\omega^2}{c^2} \int_0^L u^2(\rho_1 x) C_{\text{тр}}^2(\rho_1 x) l_{0\text{тр}}^{-1/3}(\rho_1 x) dx. \quad (1.4.55)$$

Введем понятие нестабильности частоты, обусловленной прохождением через неоднородную среду и равной отношению $\sqrt{\overline{f'^2}}/f_{\text{раб}}$, где $f_{\text{раб}}$ — рабочая частота.

Тогда из (1.4.55) получим для тропосферы

$$\frac{\sqrt{\overline{f'_{\text{тр}}{}^2}}}{f_{\text{раб}}} = 1,31 \frac{\sqrt{\int_0^L u^2(\rho_1 x) C_{\text{тр}}^2(\rho_1 x) l_{0\text{тр}}^{-1/3}(\rho_1 x) dx}}{c}, \quad (1.4.56)$$

аналогично для ионосферы

$$\frac{\sqrt{\overline{f'_{\text{ион}}{}^2}}}{f_{\text{раб}}} = 1,31 \frac{\sqrt{\int_0^L u^2(\rho_1 x) C_{\text{ион}}^2(\rho_1 x) l_{0\text{ион}}^{-1/3}(\rho_1 x) dx}}{c}. \quad (1.4.57)$$

Формулы (1.4.56) и (1.4.57) могут быть использованы для определения флуктуации частоты при прохождении через тропосферу и ионосферу.

1.5. Влияние анизотропии ионосферы на проходящую волну

Как известно, наличие постоянного магнитного поля Земли придает ионизированному газу свойства анизотропной среды.

В ионосфере анизотропия проявляется в том, что падающая волна расщепляется на две составляющие (обыкновенную и необыкновенную), которые распространяются с различными фазовыми скоростями. Вследствие этого электро-

магнитная волна при распространении в анизотропной среде меняет вид поляризации. Последнее, как известно, дает возможность на земле, с одной стороны, осуществлять прием на антенну с любой линейной поляризацией, не соответствующей поляризации передающей антенны, а с другой стороны, приводит к изменению интенсивности принимаемого сигнала, т. е. к так называемому поляризационному замиранию.

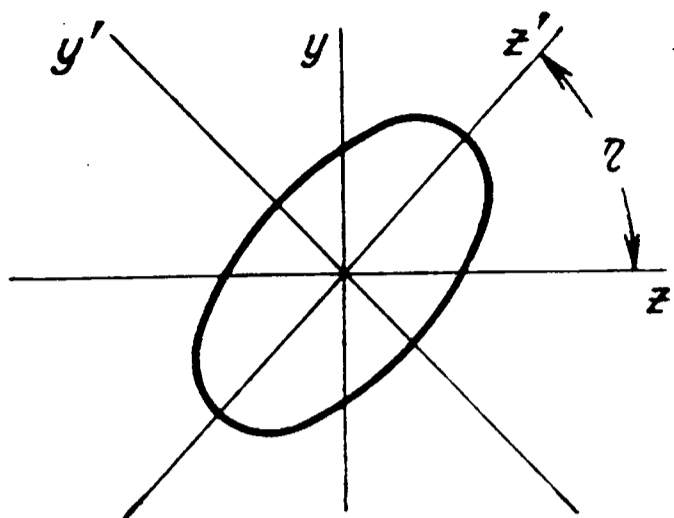


Рис. 5.

Рассмотрим эти вопросы несколько подробнее. В общем случае электромагнитную волну можно представить как колебания векторов электрического и магнитного полей, концы которых описывают эллипсы. Эллипсы имеют определенные отношения малых и больших полуосей и определенную ориентацию. В этом случае говорят, что волна поляризована эллиптически (рис. 5).

Как показано в [4], большая полуось эллипса β определяется из выражения

$$\beta = \frac{\sqrt{2} E_{y1} E_{z1} \sin \varphi_1}{\sqrt{E_{y1}^2 + E_{z1}^2} - \sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \varphi_1}}, \quad (1.5.01)$$

отношение малой полуоси к большой определяется выражением

$$\rho_1 = \frac{\sqrt{E_{y1}^2 + E_{z1}^2} - \sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \varphi_1}}{\sqrt{E_{y1}^2 + E_{z1}^2} + \sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \varphi_1}}, \quad (1.5.02)$$

и угол η , на который большая полуось отклонена от оси z , определяется из условия

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{\xi \cos \varphi_1}{\sqrt{(1 + \xi^2)^2 - 4\xi^2 \sin^2 \varphi_1} + 1 - \xi}, \quad (1.5.03)$$

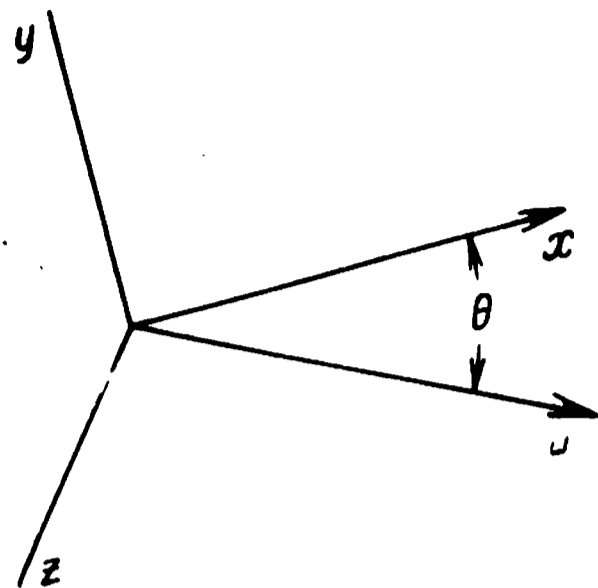
где E_{y1} и E_{z1} — амплитуды составляющих электрического колебания по осям y и z ; φ_1 — разность фаз между колебаниями в направлении z и y ; ξ — отношение меньшей из величин E_{z1} и E_{y1} к большей.

При прохождении некоторого расстояния между обыкновенной и необыкновенной волнами возникает разность фаз ψ_1 ,

при этом значение амплитуд результирующего колебания по осям z и y определяется громоздкими выражениями, приведенными в [4], которые не дают наглядной картины влияния анизотропии ионосферы. С тем, чтобы это влияние было наглядным, рассмотрим несколько частных случаев.

а) Изменение поляризации плоскополяризованной волны для случая, когда направление распространения параллельно магнитному полю Земли. В этом случае $\theta=0$ (рис. 6), отношение большой полуоси эллипса к малой $\omega=1$, $E_{z1}=0$, $\varphi_1=0$ и падающую волну можно записать [4]:

$$E_y = E_{y1} \cos \omega t, \quad E_z = 0.$$



Р и с. 6.

После прохождения волной расстояния, при котором между обыкновенной и необыкновенной волнами возникает разность фаз ψ_1 , согласно (1.5.04) можно записать

$$E_y = E_{y1} \cos \frac{\psi_1}{2} \cos \omega t, \quad E_z = -E_{y1} \sin \frac{\psi_1}{2} \cos \omega t.$$

Эта волна также является плоскополяризованной, и ее плоскость поляризации повернута от начального положения на угол $\psi_1/2$. Таким образом, распространение плоскополяризованной волны в продольном магнитном поле сопровождается вращением плоскости поляризации.

б) Изменение поляризации плоскополяризованной волны для случая, когда направление распространения перпендикулярно магнитному полю Земли. В этом случае $\theta=\pi/2$ и $\omega=\infty$, $\varphi_1=0$. Падающую волну можно записать

$$E_y = E_{y1} \cos \omega t, \quad E_z = E_{z1} \cos \omega t.$$

Для приходящей волны можно записать

$$E_y = E_{y1} \cos \omega t, \quad E_z = E_{z1} \cos (\omega t + \varphi).$$

Исследуем поляризацию этой волны по формулам (1.5.01) — (1.5.03) для случая $E_{z1} > E_{y1}$. В этом случае

приходящая волна поляризована эллиптически с большой по-
луосью и тогда

$$\beta = \frac{\sqrt{2} E_{y1} E_{z1} \sin \psi_1}{\sqrt{E_{y1}^2 + E_{z1}^2} - \sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \psi_1}},$$

$$\rho_1 = \frac{\sqrt{E_{y1}^2 + E_{z1}^2} - \sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \psi_1}}{\sqrt{E_{y1}^2 + E_{z1}^2} + \sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \psi_1}},$$

$$\operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{2E_{y1} E_{z1} \cos \psi_1}{\sqrt{(E_{y1}^2 + E_{z1}^2)^2 - 4E_{y1}^2 E_{z1}^2 \sin^2 \psi_1} + E_{z1}^2 - E_{y1}^2}.$$

На рис. 7 даны графики этих величин в зависимости от
угла ψ_1 . Рис. 8 иллюстрирует характер поляризации при-
ходящей волны для различных значений ψ_1 .

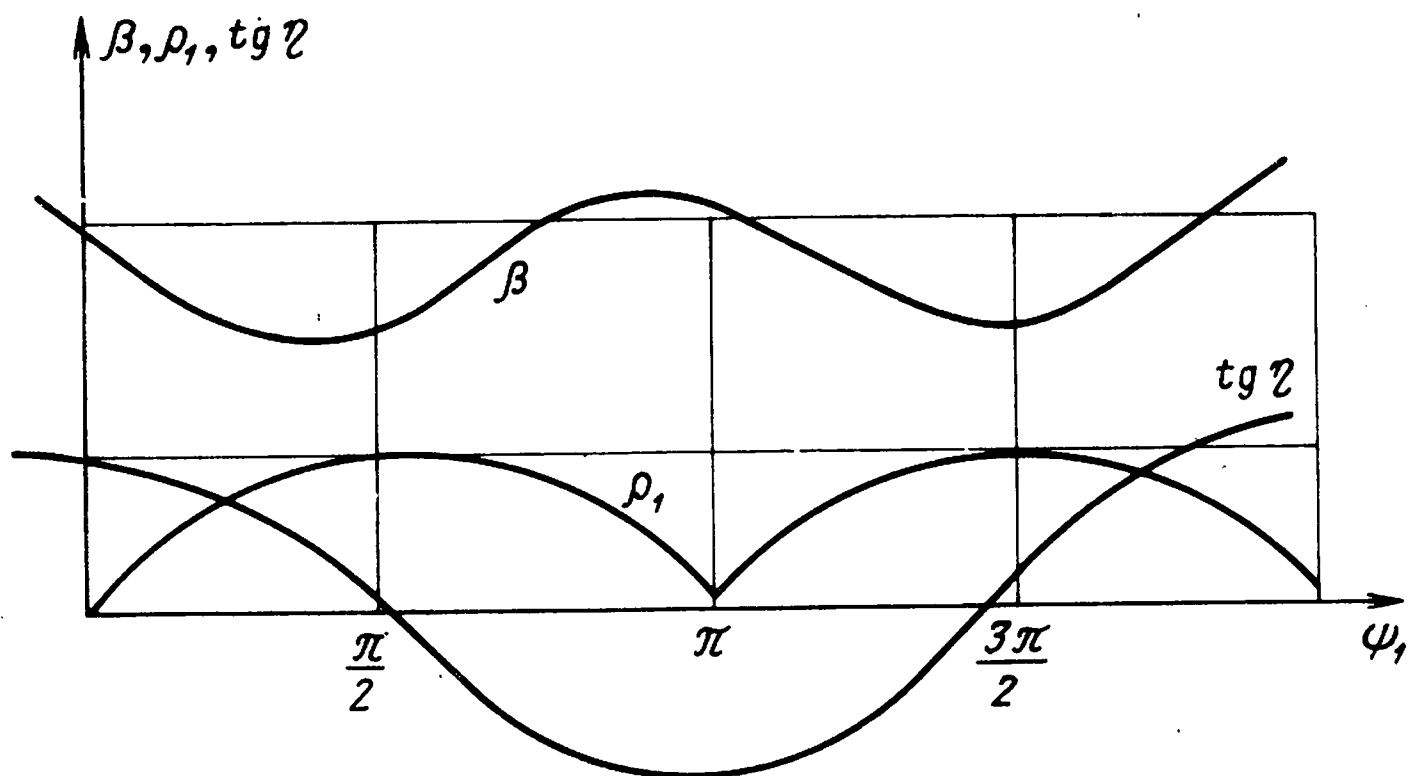


Рис. 7.

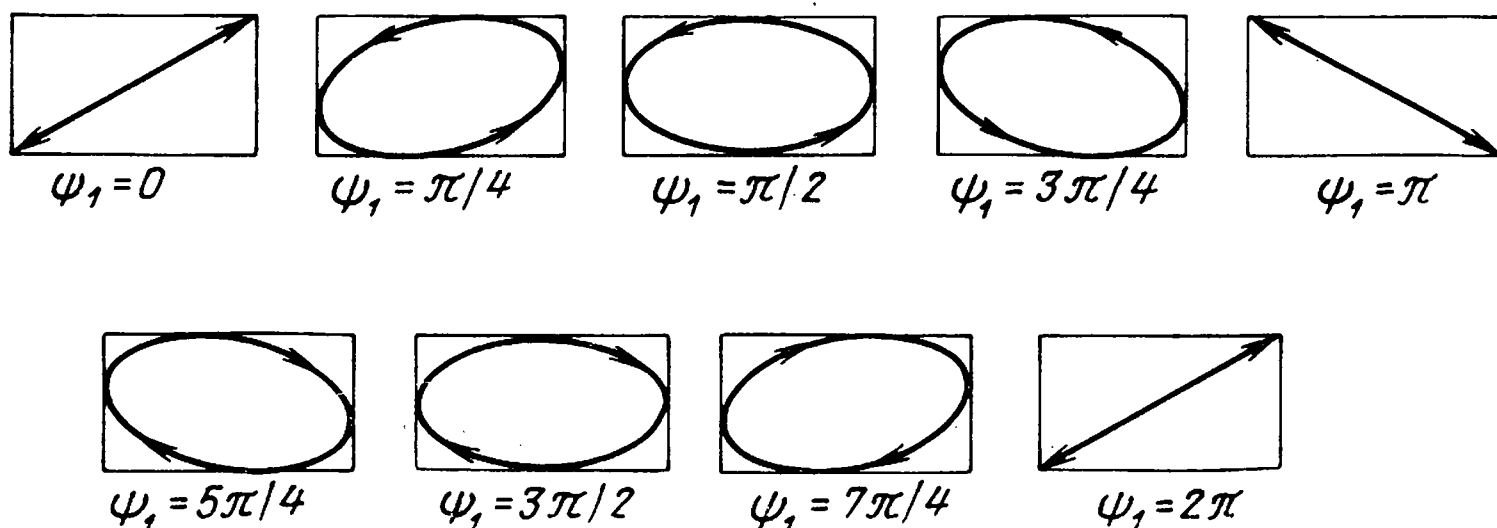


Рис. 8.

в) Изменение поляризации волны, поляризованной по кругу, для случая, когда направление распространения параллельно магнитному полю Земли.

В этом случае $\theta=0$, $\omega=1$, $\varphi_1=\pi/2$.

Падающую волну можно записать

$$E_y = E_0 \cos \omega t, \quad E_z = -E_0 \sin \omega t.$$

После прохождения волной расстояния, при котором между обыкновенной и необыкновенной волнами возникает разность фаз ψ_1 , можно записать

$$E_y = E_0 \cos \omega t, \quad E_z = E_0 \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = -E_0 \sin \omega t,$$

т. е. при распространении волны с круговой поляризацией в направлении магнитного поля Земли поляризация волны не изменяется.

г) Область изменения углов между направлением распространения и магнитным полем Земли, в пределах которой поляризация обыкновенной и необыкновенной волн незначительно отличается от круговой.

С практической точки зрения представляет интерес рассмотреть область изменения углов θ , в пределах которой поляризацию обыкновенной и необыкновенной волн с требуемой точностью можно считать круговой (случай почти продольного распространения), т. е. найти область значений θ , в пределах которой ω незначительно превосходит единицу.

Это требование может быть выражено неравенством [2]:

$$1 + M > \frac{f_p \sin^2 \theta}{2f \cos \theta} + \sqrt{\left[\frac{f_p \sin^2 \theta}{f \cos \theta} \right]^2 + 1};$$

здесь M определяет степень отклонения ω от единицы.

Разрешая неравенство относительно $\sin \theta$, получим

$$\sin \theta <$$

$$\sqrt{\frac{\sqrt{\left[\frac{f_M(2+M)}{f_p(1+M)} \right]^4 + 4 \left[\frac{f_M(2+M)}{f_p(1+M)} \right]^2} - \left[\frac{f_M(2+M)}{f_p(1+M)} \right]^2}{2}}, \quad (1.5.04)$$

где f_p — частота гиромагнитного резонанса.

На рис. 9 дан график значений углов, рассчитанный по (1.5.04). Из рис. 9 можно сделать очень важный вывод: в большинстве практических случаев значение ω не превосходит 1,2, т. е. распространение происходит почти так же, как в продольном поле.

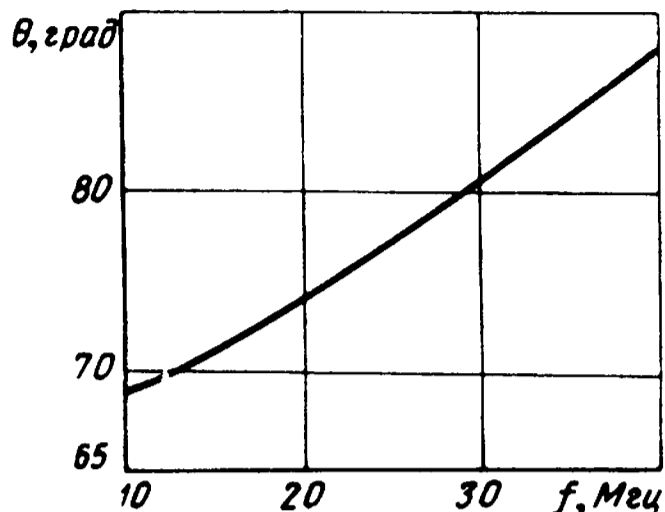


Рис. 9.

Как было показано выше, волна с круговой поляризацией при распространении в продольном поле имеет $\omega = 1$ и не изменяет своей поляризации.

Рассмотрим, какие изменения в поляризации испытывает эта волна, когда ω незначительно превышает единицу. Тогда, полагая $\varphi \approx \pi/2$, можно записать падающую волну

$$E_y = E_0 \cos \omega t, \quad E_z = -E_0 \sin \omega t.$$

После прохождения волной расстояния, при котором между обыкновенной и необыкновенной волнами возникает разность фаз ψ_1 , получим

$$E_y = E_0 \sqrt{1 - \frac{4\omega(\omega^2 - 1)}{(\omega^2 + 1)^2} \sin^2 \frac{\psi_1}{2}} \cos \omega t, \quad (1.5.05)$$

$$E_z = E_0 \sqrt{1 + \frac{4\omega(\omega^2 - 1)}{(\omega^2 + 1)^2} \sin^2 \frac{\psi_1}{2}} \cos [\omega t + \varphi_2(\psi_1)],$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_2(\psi_1) = & \pi - \operatorname{arctg} \left\{ \left[1 - \frac{2\omega(\omega - 1)}{\omega^2 + 1} \right] \operatorname{tg} \frac{\psi_1}{2} \right\} - \\ & - \operatorname{arctg} \left\{ \left[1 - \frac{2(\omega - 1)}{\omega^2 + 2\omega - 1} \right] \operatorname{ctg} \frac{\psi_1}{2} \right\} \end{aligned}$$

при $0 < \psi_1 < \pi$,

$$\begin{aligned} \varphi_2(\psi_1) = & 2\pi - \operatorname{arctg} \left\{ \left[1 - \frac{2\omega(\omega - 1)}{\omega^2 + 1} \right] \operatorname{tg} \frac{\psi_1}{2} \right\} - \\ & - \operatorname{arctg} \left\{ \left[1 - \frac{2(\omega - 1)}{\omega^2 + 2\omega - 1} \right] \operatorname{ctg} \frac{\psi_1}{2} \right\} \end{aligned}$$

при $\pi < \psi_1 < 2\pi$.

Для колебаний (1.5.05) на рис. 10 представлены зависимости значения большой полуоси эллипса, выраженной в единицах β/E_0 , отношение ρ_1 малой полуоси эллипса к большой и угла наклона η большой полуоси эллипса к оси z в функции от ψ_1 , полученные при $\omega = 1, 2$.

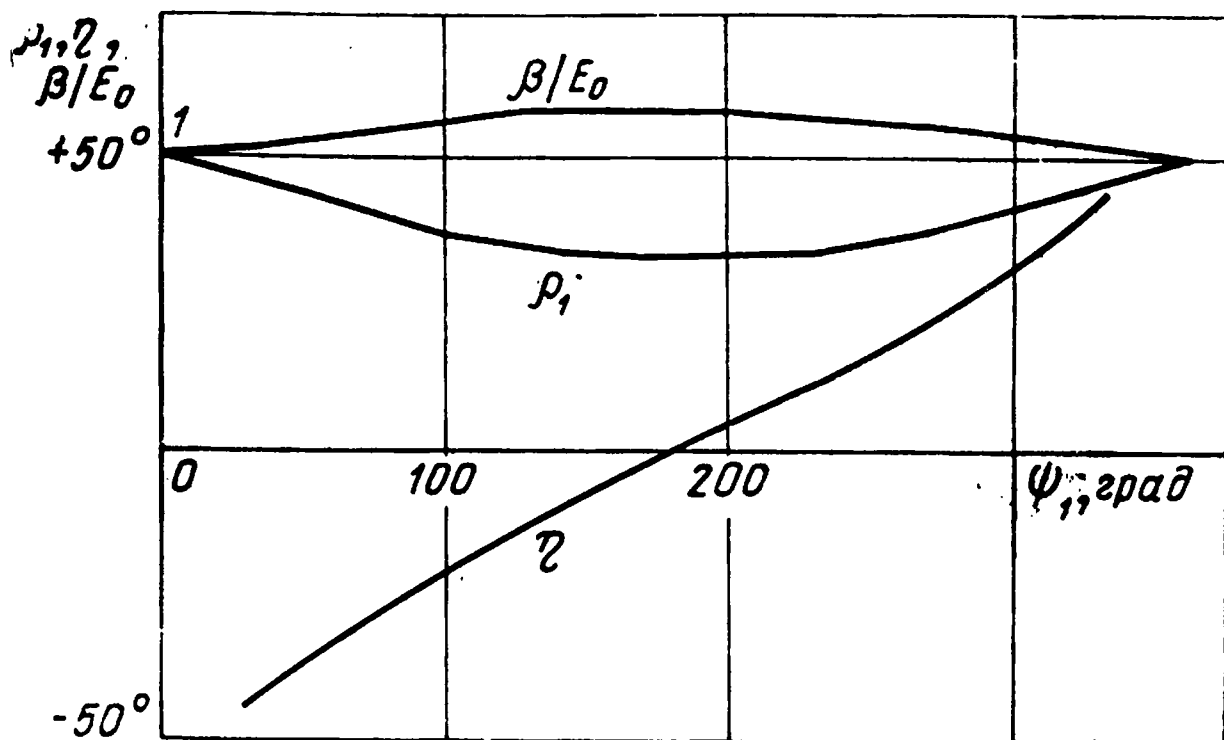


Рис. 10.

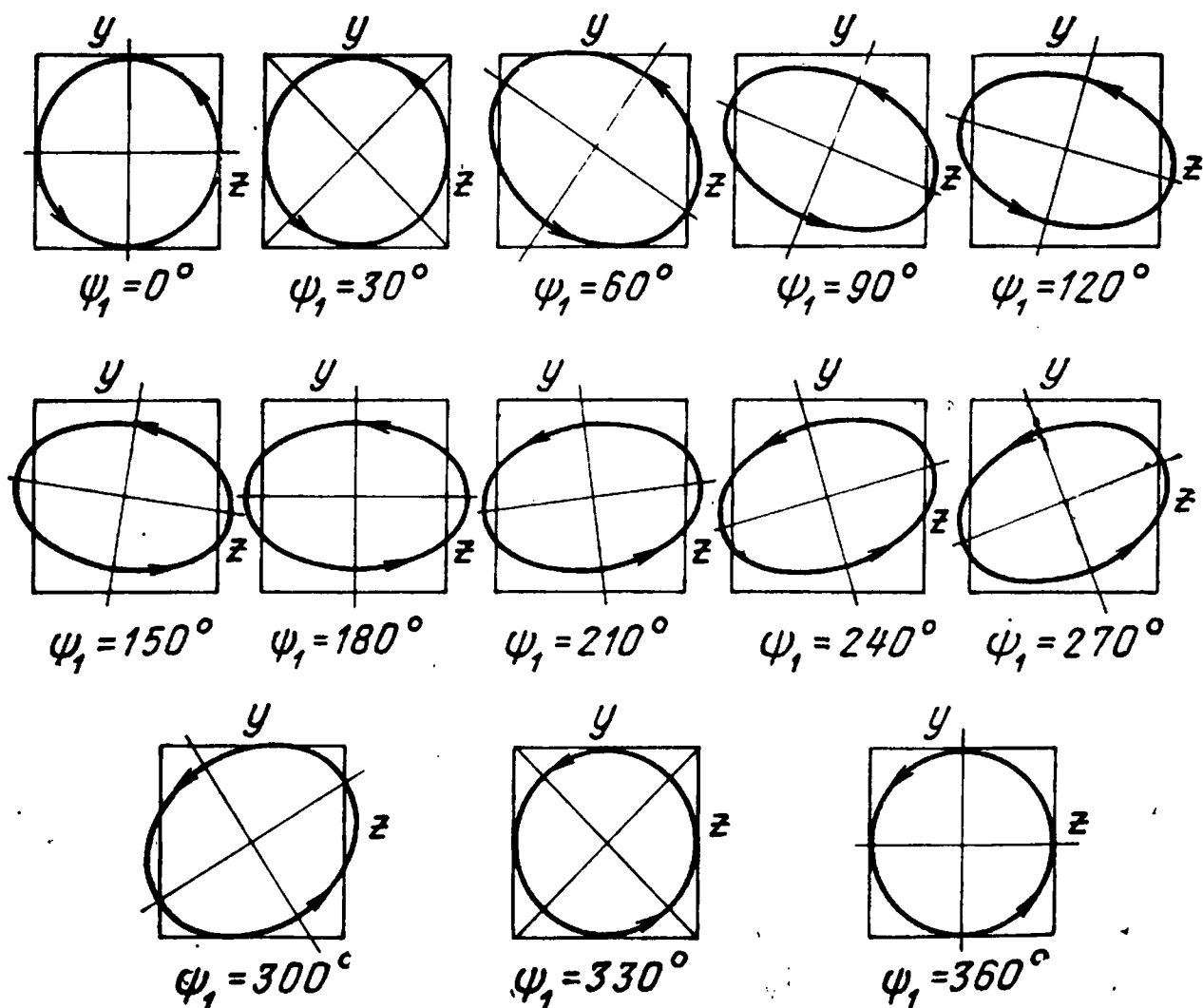


Рис. 11.

На рис. 11 иллюстрируется изменение поляризации волны, поляризованной по кругу, для различных ψ_1 при $\omega = 1, 2$.

Количественный анализ ошибок, обусловленных атмосферой Земли

2.1. Обсуждение принятой модели атмосферы Земли

Для количественной оценки ошибок, рассмотренных в 1-й главе, необходимо знать распределение по высоте стандартного показателя преломления в тропосфере и ионосфере n_{11} и n_{12} , а также параметров турбулентности, описывающих флуктуации показателя преломления, $C_{\text{тр}}^2$, $L_{0 \text{ тр}}$, $l_{0 \text{ тр}}$, $C_{\text{ион}}^2$, $L_{0 \text{ ион}}$, $l_{0 \text{ ион}}$.

Показатель преломления тропосферы для частот ниже 50 Гц задается следующим выражением [14]:

$$n_{11}(h) = \frac{79 \cdot 10^{-6}}{T(h)} \left[p(h) + \frac{4800 l(h)}{T(h)} \right], \quad (2.1.01)$$

где $T(h)$ — температура, в °К; $p(h)$ — давление, мбар; $l(h)$ — парциальное давление пара, мбар; h — высота, км.

Как следует из выражения (2.1.01), показатель преломления в тропосфере зависит от температуры, влажности, давления и не зависит от частоты. По (2.1.01) были рассчитаны и построены кривые (рис. 12) распределения показателя преломления по высоте, причем давление рассчитывалось по барометрической формуле

$$p = 1000 e^{-0,12h} [\text{мбар}].$$

Кривые 1 и 2 соответствуют случаю, когда температура у поверхности Земли равна 270°К и падает на величину 6° на километр до высоты 10 км, а затем остается постоянной. При этом кривая 1 соответствует влажности 100%, а кривая 2 — влажности 0%. Кривые 3, 4 соответствуют случаю, когда температура у поверхности Земли равна 300°К.

Показатель преломления в ионосфере определяется выражением (1.3.13), в котором $\varepsilon(h) = 1$, т. е.

$$n_0(h) = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N(h)}{f^2}}. \quad (2.1.02)$$

Так как для рассматриваемого диапазона частот $80,8 N(h)/f^2 < 1$, то, разложив выражение (2.1.02) по степеням $80,8 N(h)/f^2$, получим в первом приближении

$$n_0(h) = 1 - 40,4 \frac{N(h)}{f^2}, \quad (2.1.03)$$

откуда
$$n_{12}(h) = -40,4 \frac{N(h)}{f^2}. \quad (2.1.04)$$

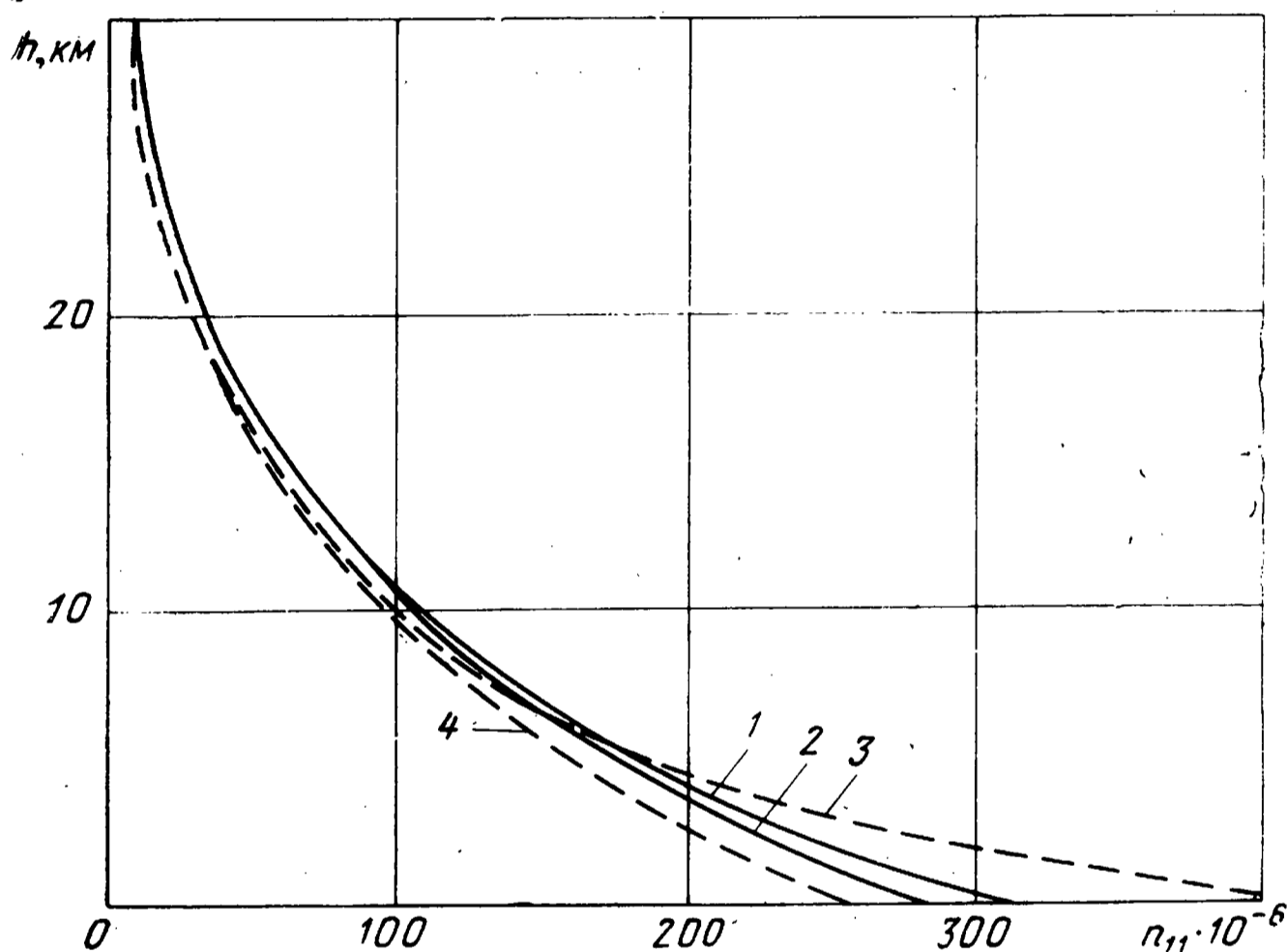


Рис. 12.

Как видно из (2.1.04), показатель преломления обратно пропорционален квадрату частоты. Кроме того, $n_{12}(h)$ пропорционален ионизации среды $N(h)$, поэтому распределение показателя преломления $n_{12}(h)$ по высоте полностью повторяет распределение ионизации по высоте. На рис. 13 дан примерный график распределения ионизации по высоте.

Рассмотрим распределение по высоте параметров турбу-

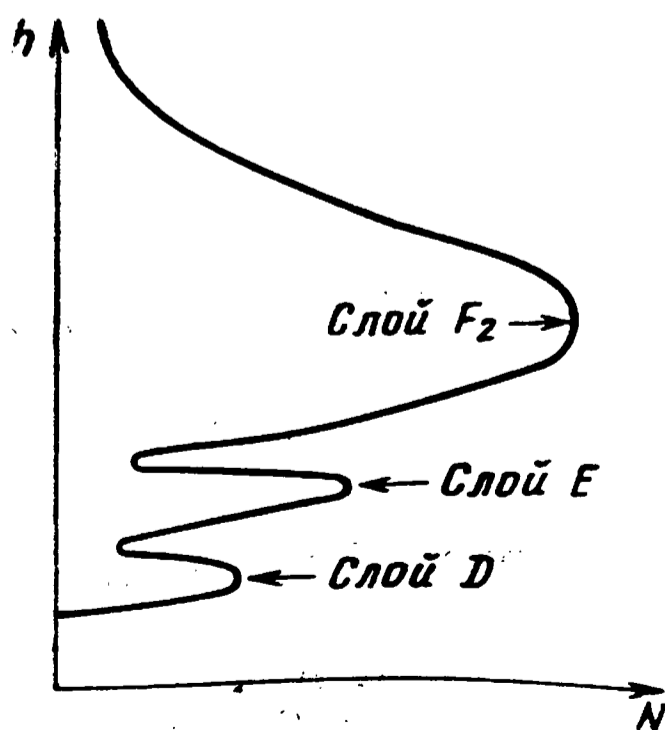


Рис. 13.

лентности. Величина $C_{\text{тр}}^2$ определяется выражением (1.2.28):

$$C_{\text{тр}}^2(h) = \frac{3,6 \cdot 10^{-8} \bar{p}^2}{\bar{T}^4} \left[\frac{K_{\text{тр}}}{\sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial h}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_y}{\partial h}\right)^2}} \right]^{2/3} \times$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{15\,400 \bar{q}}{\bar{T}}\right) \left(\frac{d\bar{T}}{dh} + 0,01\right) - 7700 \frac{d\bar{q}}{dh} \right]^2, \quad (2.1.05)$$

по которому были рассчитаны и построены кривые изменения $C_{\text{тр}}^2$ по высоте (рис. 14). Кривая 1 соответствует усредненному значению $C_{\text{тр}}^2$ для июня 1950 г., 2 — усредненному значению для января 1950 г.

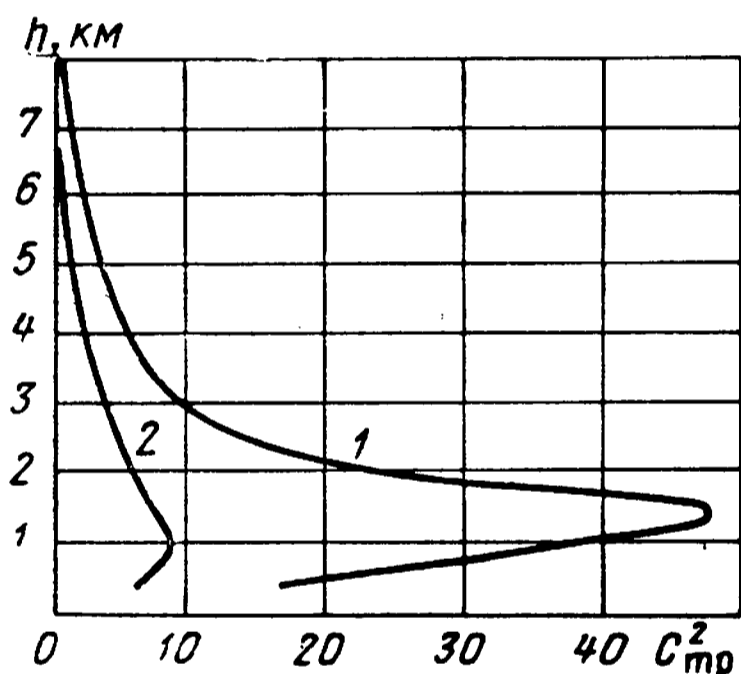


Рис. 14.

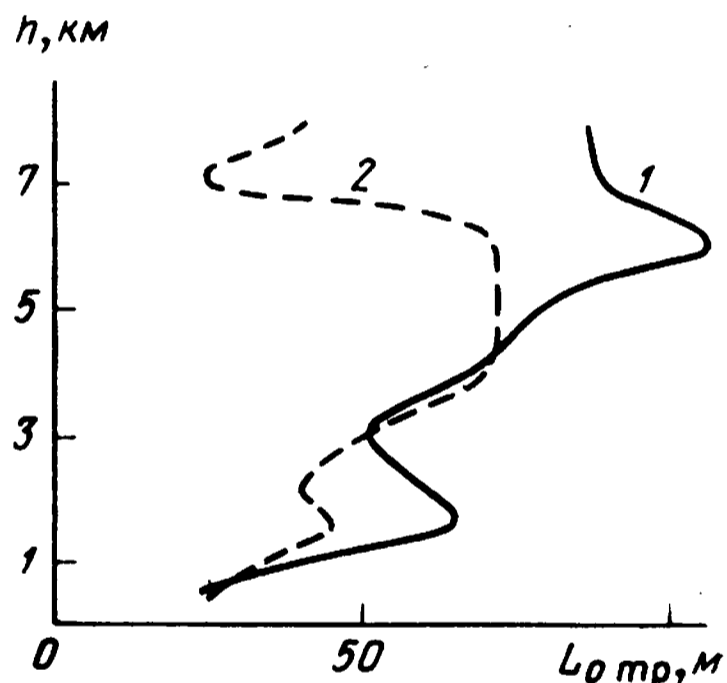


Рис. 15.

Величина $L_{0 \text{ тр}}$ определяется выражением [3]:

$$L_{0 \text{ тр}} = \left[\frac{K_{\text{тр}}}{\sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial h}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_y}{\partial h}\right)^2}} \right]^{1/2}. \quad (2.1.06)$$

На рис. 15 приведены усредненные кривые распределения $L_{0 \text{ тр}}(h)$, полученные при обработке метеоданных по формуле (2.1.06). Кривая 1 соответствует значению L_0 для июня 1950 г., кривая 2 — для января 1950 г.

Внутренний размер турбулентности $l_{0 \text{ тр}}$ определяется выражением [4]:

$$l_{0 \text{ тр}} = \sqrt[4]{\frac{5400 \lambda^3}{c_p^3 \rho^3 \mathcal{E}}}, \quad (2.1.07)$$

где λ — коэффициент теплопроводности; c_p — удельная теплоемкость; ρ — плотность воздуха;

$$\mathcal{E} = K_{\text{тр}} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial h} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_y}{\partial h} \right)^2 \right]. \quad (2.1.08)$$

Подставляя (2.1.08) в выражение (2.1.07), с учетом (2.1.06) можно получить выражение для внутреннего масштаба турбулентности:

$$l_{0 \text{ тр}} = \sqrt[4]{\frac{5400 \lambda^3 L_{0 \text{ тр}}^4}{c_p^3 \rho^3 K_{\text{тр}}^3}}. \quad (2.1.09)$$

В настоящее время нет сколько-нибудь надежных данных о распределении внутреннего масштаба турбулентности тропосферы с высотой, однако имеются данные [4], что эта величина лежит в пределах 1 мм — 1 см. Действительно, подставляя в (2.1.09) значения для воздуха $\lambda = 0,000533 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град} = 0,0223 \text{ кг} \cdot \text{м/сек}^3 \cdot \text{град}$, $c_p = 0,241 \text{ кал/г} \cdot \text{град} = 10^{-3} \text{ м}^2/\text{сек}^2 \cdot \text{град}$, $\rho = 1,26 \text{ кг/м}^3$, $K_{\text{тр}} = 50 \text{ м}^2/\text{сек}$, $L_{0 \text{ тр}} = 50 \text{ м}$, получим $l_{0 \text{ тр}} = 0,625 \text{ см}$. Значения λ , c_p и ρ взяты из [15], а $K_{\text{тр}}$ и $L_{0 \text{ тр}}$ получены нами при обработке метеоданных.

Величина $C_{\text{ион}}^2$ определяется выражением (1.2.29):

$$C_{\text{ион}}^2 = \frac{1650 L_{0 \text{ ион}}^{4/3}}{f^4} \left[\frac{dN(h)}{dh} \right]^2. \quad (2.1.10)$$

Входящая в выражение (2.1.10) величина $L_{0 \text{ ион}}$ определяется

$$L_{0 \text{ ион}} = \left[\frac{K_{\text{ион}}}{\sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial h} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_y}{\partial h} \right)^2}} \right]^{1/2}, \quad (2.1.11)$$

где $K_{\text{ион}}$ — коэффициент турбулентного обмена в ионосфере [4]. В настоящее время нет точных данных об изменении

коэффициента турбулентного обмена и градиентов скоростей ветра с высотой, поэтому выражение (2.1.11) для определения $L_{0 \text{ ион}}$ использовать нельзя. Ионосферные наблюдения неоднородностей ионизированных слоев E и F₂ показывают, что значения $L_{0 \text{ ион}}$ лежат в пределах 200—500 м [16].

Внутренний размер неоднородностей ионосферы определяется [4]:

$$l_{0 \text{ ион}} = \sqrt{\frac{27 c_n^3 L_{0 \text{ ион}}^4}{K_{\text{ион}}^3}}, \quad (2.1.12)$$

где c_n — коэффициент диффузии.

Из вышеизложенного следует, что для вычисления

$$n_{11}, C_{\text{тр}}^2, L_{0 \text{ тр}}, l_{0 \text{ тр}} \text{ и } n_{12}, C_{\text{ион}}^2, L_{0 \text{ ион}}, l_{0 \text{ ион}}$$

необходимо знать распределение по высоте давления, влажности, температуры, ионизации, коэффициента турбулентного обмена, а также градиентов температуры, влажности и скорости ветра, которые зависят

от времени суток, времени года, географической широты.

Принимая во внимание, что эти параметры изменяются в пространстве и времени, осуществить их полный учет не представляется возможным и поэтому для количественной оценки влияния атмосферы Земли была выбрана упрощенная модель атмосферы Земли. На рис. 16 показано распределение показателя преломления по высоте в тропосфере и ионосфере для принимаемой нами упрощенной модели атмосферы Земли, где n_{113} — значение показателя преломления у поверхности Земли; h_1 — высота тропосферы; h_2 — нижняя граница ионосферы; H — эквивалентная толщина ионосферы; $n_{12 \text{ макс}}$ — максимальное значение показателя преломления в ионосфере. Как видно из рисунка, сложная ионосфера заменена одним слоем с треугольным распределением показателя преломления по высоте.

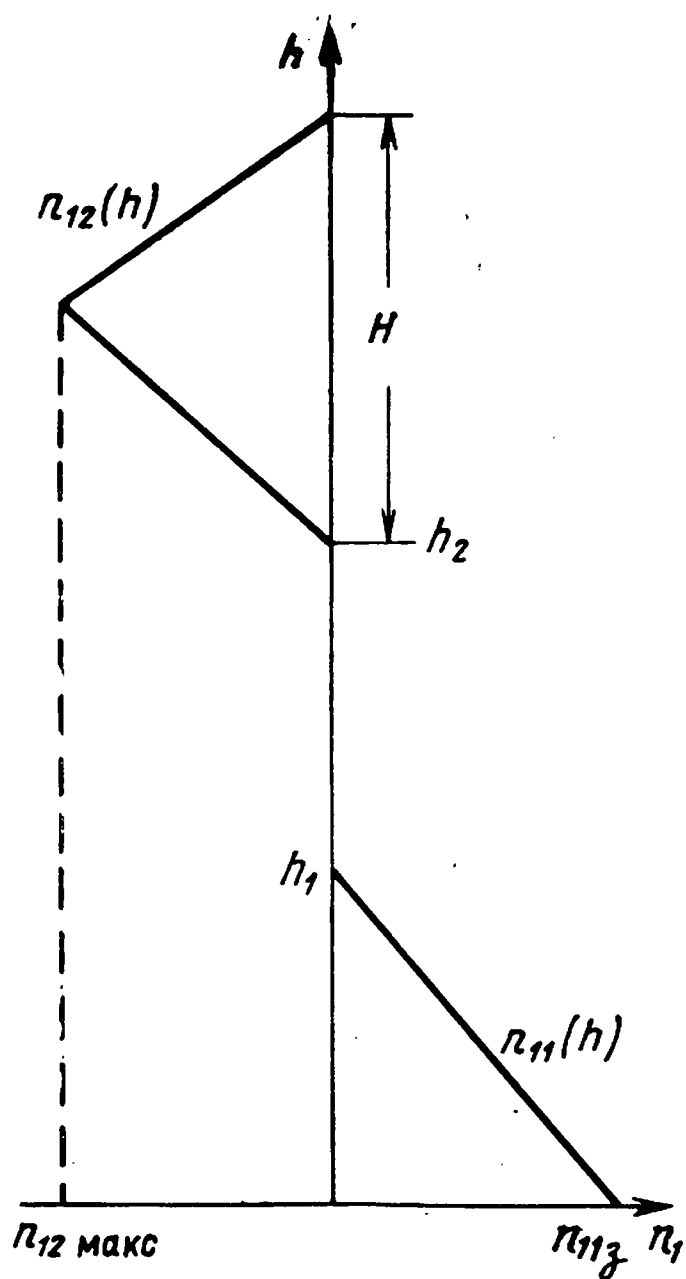


Рис. 16.

Значение $n_{12 \text{ макс}}$ можно выразить через критическую частоту слоя, для чего соотношение $N_{\text{макс}} = f_{\text{кр}}^2 / 80,8$ подставим в (2.1.04), тогда

$$n_{12 \text{ макс}} = - \frac{1}{2} \left[\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right]^2. \quad (2.1.13)$$

В соответствии с упомянутой моделью (рис. 16) можно написать следующие выражения для показателя преломления.

Для тропосферы

$$n_{11}(h) = n_{11 \text{ з}} \left[1 - \frac{h}{h_1} \right] \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.1.14)$$

$$n_{11}(h) = 0 \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

Для ионосферы

$$n_{12}(h) = 0 \quad \text{при } 0 < h < h_2,$$

$$n_{12}(h) = \frac{2n_{12 \text{ макс}}}{H} (h - h_2).$$

$$\text{при } h_2 < h < h_2 + H/2, \quad (2.1.15)$$

$$n_{12}(h) = \frac{2n_{12 \text{ макс}} (h - h_2)}{H} -$$

$$- \frac{4n_{12 \text{ макс}}}{H} \left(h - h_2 - \frac{H}{2} \right)$$

$$\text{при } h_2 + H/2 < h < h_2 + H.$$

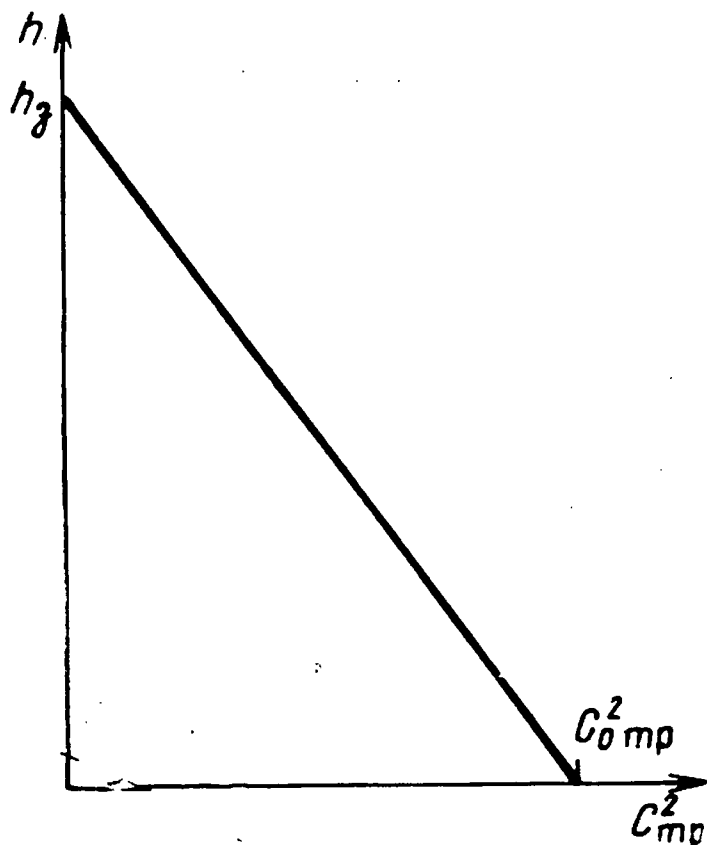


Рис. 17.

На рис. 17 показано распределение параметра турбулентности $C_{\text{тр}}^2$ с высотой для принятой нами модели атмосферы Земли. Через h_3 обозначена граница турбулентного слоя. В соответствии с принятой моделью выражение для распределения $C_{\text{тр}}^2$ с высотой примет вид

$$C_{\text{тр}}^2 = C_{0 \text{ тр}}^2 \left[1 - \frac{h}{h_3} \right] \quad \text{при } 0 < h < h_3, \quad (2.1.16)$$

$$C_{\text{тр}}^2 = 0 \quad \text{при } h_3 < h < \infty.$$

В рассматриваемой модели величины $L_{0 \text{ тр}}$, $L_{0 \text{ ион}}$, $l_{0 \text{ тр}}$ и $l_{0 \text{ ион}}$ будем считать заданными и независимыми от высоты. Поскольку величина $L_{0 \text{ ион}}$ не зависит от высоты, то согласно (2.1.10) $C_{\text{ион}}^2$ тоже не зависит от высоты, так как dN/dh не зависит от высоты.

Постоянную турбулентности ионосферы можно выразить через критическую частоту слоя, для чего в (2.1.10) подставим $N(h)$, выраженное через $n_{12}(h)$ по (2.1.04), тогда

$$C_{\text{ион}}^2 = L_{0 \text{ ион}}^{4/3} \left[\frac{dn_{12}(h)}{dh} \right]^2$$

и, подставляя сюда значение $n_{12}(h)$ из (2.1.15), получим

$$C_{\text{ион}}^2 = \frac{4L_{0 \text{ ион}}^{4/3} n_{12 \text{ макс}}^2}{H^2}.$$

Выражая $n_{12 \text{ макс}}$ по (2.1.13), получим

$$C_{\text{ион}}^2 = \frac{L_{0 \text{ ион}}^{4/3}}{H^2} \left[\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right]^4. \quad (2.1.17)$$

Таким образом, получены все необходимые выражения, характеризующие изменения параметров принятой нами модели, и можно перейти к определению влияния атмосферы на волны, проходящие через нее.

2.2. Расчет ошибок стандартной рефракции

Ошибки в тропосфере

Для определения ошибки угла рефракции для случая больших углов α подставим значение показателя преломления в тропосфере из (2.1.14) в (1.3.09). Тогда

$$\varphi_{0 \text{ тр}}(\alpha h) = \frac{n_{113} h}{2h_1} \operatorname{ctg} \alpha \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.2.01)$$

$$\varphi_{0 \text{ тр}}(\alpha h) = \frac{n_{113}}{2} \left[2 - \frac{h_1}{h} \right] \operatorname{ctg} \alpha \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

Подставляя значение (2.1.14) в (1.3.11), получим выражение для ошибки стандартной рефракции в случае малых углов α :

$$\varphi_{\text{тр}}(\alpha h) = \frac{n_{113} \cos \alpha}{h_1} \sqrt{\frac{ah}{2}} \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.2.02)$$

$$\varphi_{\text{тр}}(\alpha h) = n_{113} \cos \alpha \sqrt{\frac{a}{2h_1} \left[2 - \sqrt{\frac{2h_1 a}{2ah + h^2}} \right]}$$

при $h_1 < h < \infty$.

По формулам (2.2.01) и (2.2.02) были рассчитаны углы стандартной рефракции, обусловленной влиянием тропосферы, в зависимости от высоты объекта M в тропосфере для различных углов α . При расчетах величина h_1 принималась равной 30 км. Значение показателя преломления у поверхности Земли нами принималось, как и в [17], равным $n_{113} = 338 \cdot 10^{-6}$ для 100%-ной влажности и $262 \cdot 10^{-6}$ для влажности 0%. Результаты расчетов приведены на рис. 18, где ошибки в определении углов представлены в зависимости от высоты объекта и различных углов возвышения.

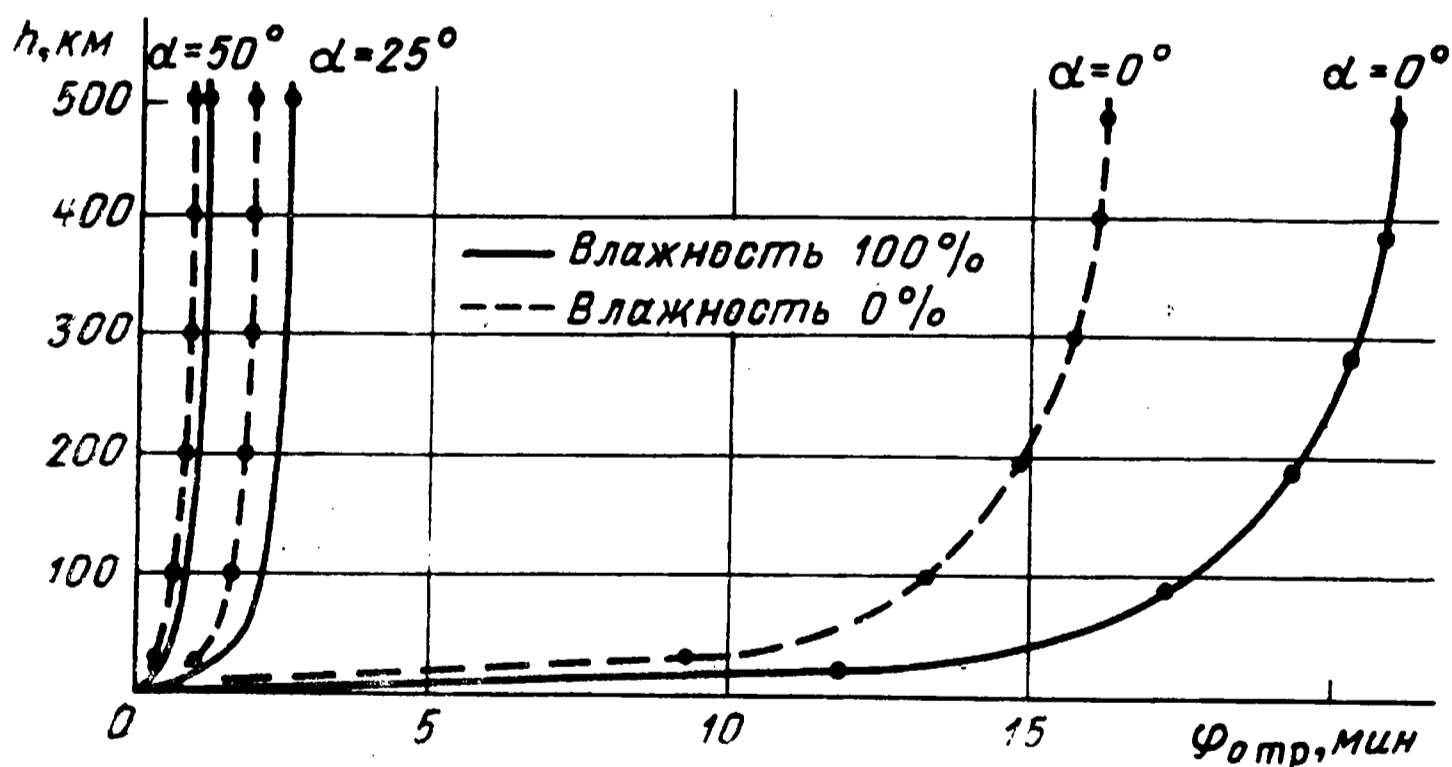
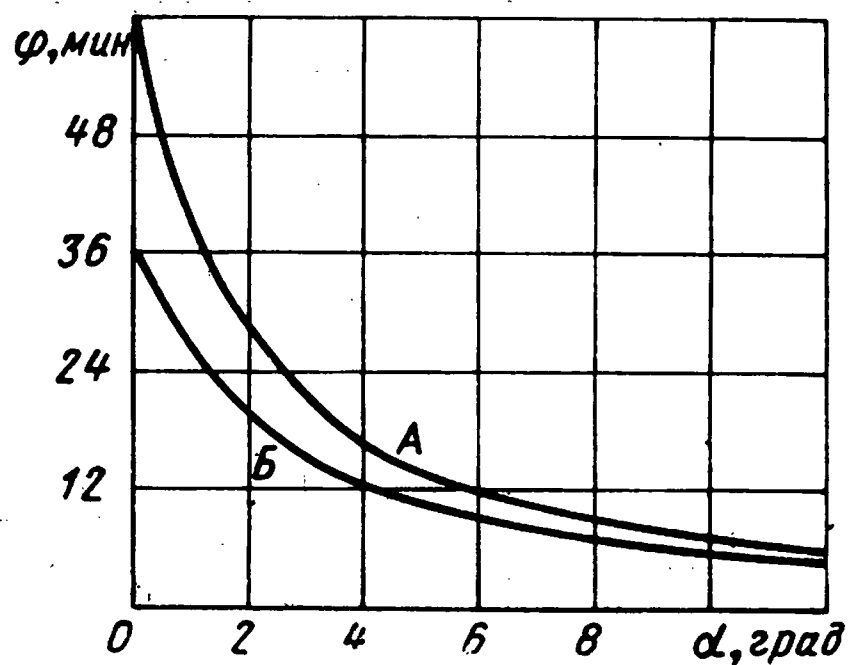


Рис. 18.

Как следует из рис. 18, максимальная ошибка в определении угла места при 100%-ной влажности равна примерно 20 мин. В [18] приведены кривые (рис. 19) для определения ошибки угла рефракции в зависимости от угла возвышения для тропического морского воздуха (кривая А) и для полярного континентального воздуха (кривая Б). Сопоставление рис. 18



Р и с. 19.

и 19 показывает, что принятая нами упрощенная модель в достаточной мере отражает характер влияния атмосферы на проходящую через нее волну.

Ошибки в ионосфере

Подставляя в (1.3.10) значение показателя преломления в ионосфере (2.1.15) и выражая n_{12} также через критическую частоту слоя согласно (2.1.13), получим выражение для определения стандартной ошибки рефракции за счет влияния ионосферы для случая больших углов:

$$\varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = \frac{(h - h_2)^2 \operatorname{ctg} \alpha}{2Hh} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\begin{aligned} \varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = & \frac{(h - h_2)^2 \operatorname{ctg} \alpha}{2Hh} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 - \\ & - \frac{\left(h - h_2 - \frac{H}{2} \right)^2 \operatorname{ctg} \alpha}{Hh} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \end{aligned}$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

(2.2.03)

$$\varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = \frac{H \operatorname{ctg} \alpha}{4h} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

Подставляя (2.1.15) в (1.3.12), получим аналогичные выражения для малых углов α :

$$\varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = \frac{\cos \alpha}{2H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{2ah} \left(1 - \sqrt{\frac{h_2}{h}} \right)^2$$

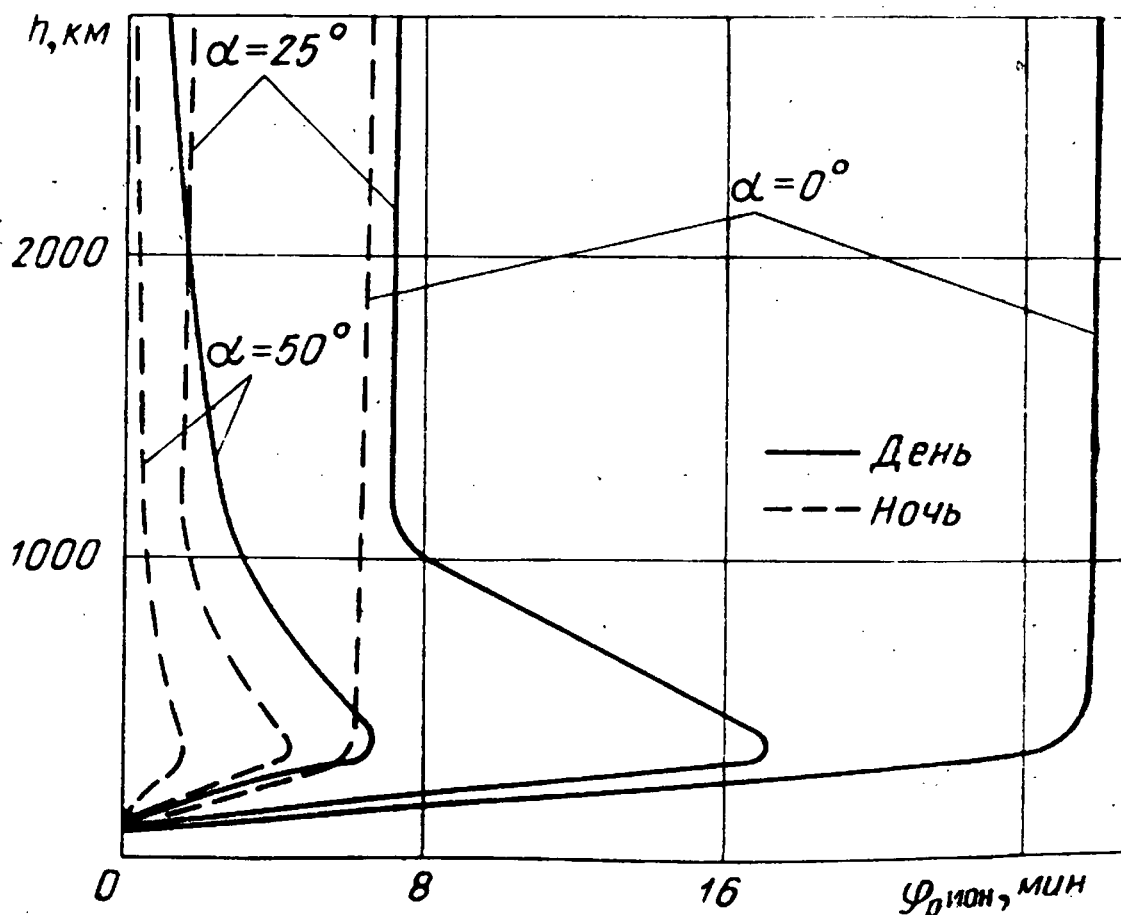
при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\begin{aligned} \varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = & \frac{\cos \alpha}{2H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{2ah} \left(1 - \sqrt{\frac{h_2}{h}} \right)^2 - \\ & - \frac{\cos \alpha}{H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{2ah} \left(1 - \sqrt{\frac{h_2 + H/2}{h}} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.2.04)$$

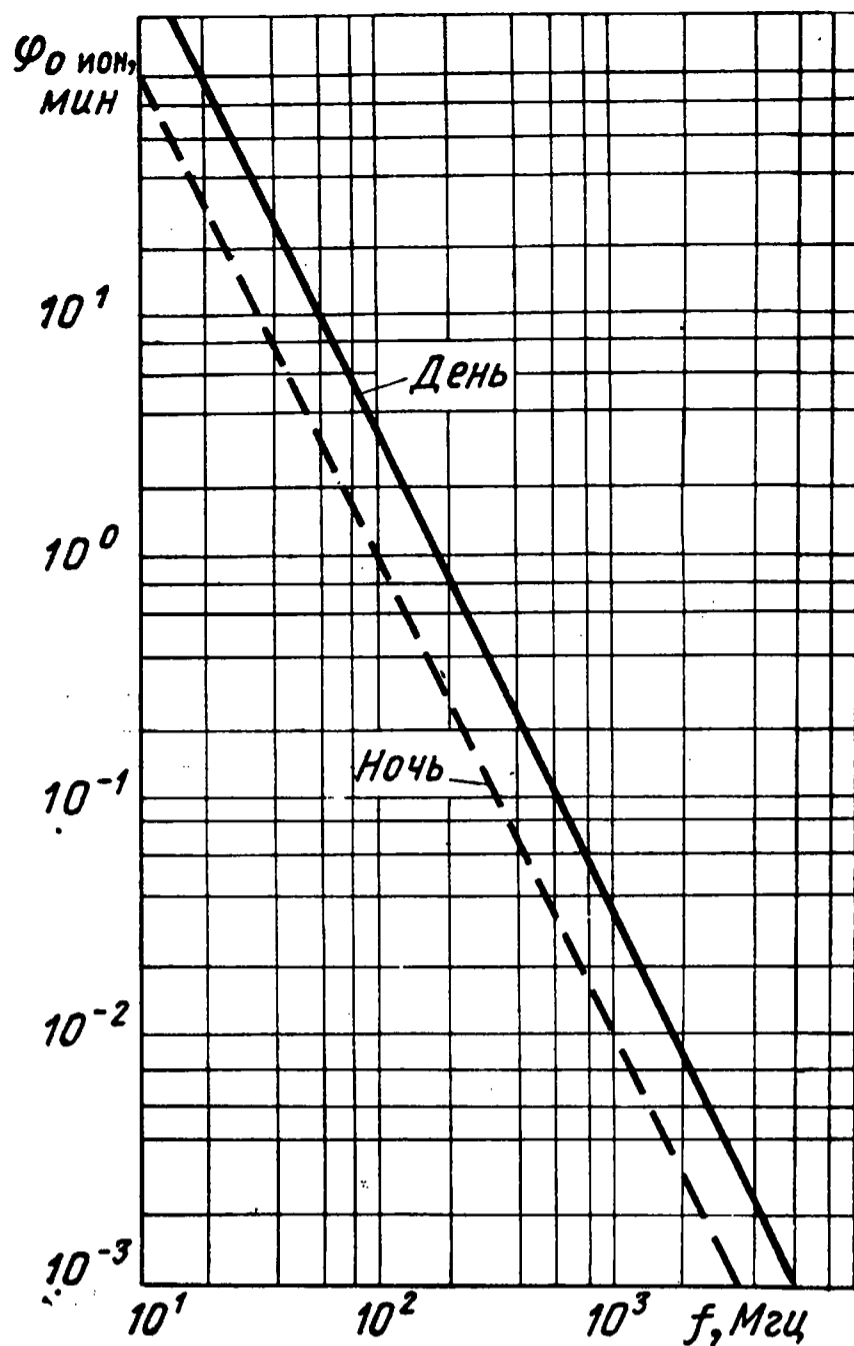
при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\begin{aligned} \varphi_{0 \text{ ион}}(\alpha h) = & \frac{\cos \alpha}{2H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{2a(h_2 + H)} \left(1 - \sqrt{\frac{h_2}{h_2 + H}} \right)^2 - \\ & - \frac{\cos \alpha}{H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{2a(h_2 + H)} \left(1 - \sqrt{\frac{h_2 + H/2}{h_2 + H}} \right)^2 \end{aligned}$$

при $h_2 + H < h < \infty$.



Р и с. 20.



Р и с. 21.

По формулам (2.2.03) и (2.2.04) были рассчитаны стандартные ошибки рефракции, обусловленные влиянием ионосферы. При расчетах полагалось, что для дня: $h_2=80$ км, $H=440$ км, $f_{кр}=10$ МГц; для ночи: $h_2=100$ км, $H=300$ км, $f_{кр}=5,65$ МГц. Результаты расчета для $f=100$ МГц приведены на рис. 20. На рис. 21 представлена зависимость ошибок рефракции от частоты в ионосфере при $h=500$ и $\alpha=50^\circ$. Как следует из (2.2.03) и (2.2.04), ошибка рефракции убывает обратно пропорционально квадрату частоты [18].

2.3. Расчет стандартных ошибок по дальности

Ошибки в тропосфере

Для расчета стандартных ошибок в определении дальности подставим в выражение (1.3.23) значение показателя

преломления в тропосфере из (2.1.14), после интегрирования получим

$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = -\frac{n_{113} \sqrt{2a}}{3h_1} \left[h \sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} - (3h_1 + a \sin^2 \alpha) \left(\sqrt{\frac{a \sin^2 \alpha}{2} + h} - \sqrt{\frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \right) \right]$$

при $0 < h < h_1$,

$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = -\frac{n_{113} \sqrt{2a}}{3h_1} \left[h_1 \sqrt{h_1 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} - (3h_1 + a \sin^2 \alpha) \left(\sqrt{\frac{a \sin^2 \alpha}{2} + h_1} - \sqrt{\frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \right) \right]$$

при $h_1 < h < \infty$. (2.3.01)

Выражение (2.3.01) значительно упрощается, если отдельно рассмотреть случаи больших и малых углов.

В случае больших углов α ($2h/a < \sin^2 \alpha$) из (2.3.01) получим

$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = \frac{n_{113} h (3h_1 - h)}{3h_1 \sin \alpha} \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.3.02)$$

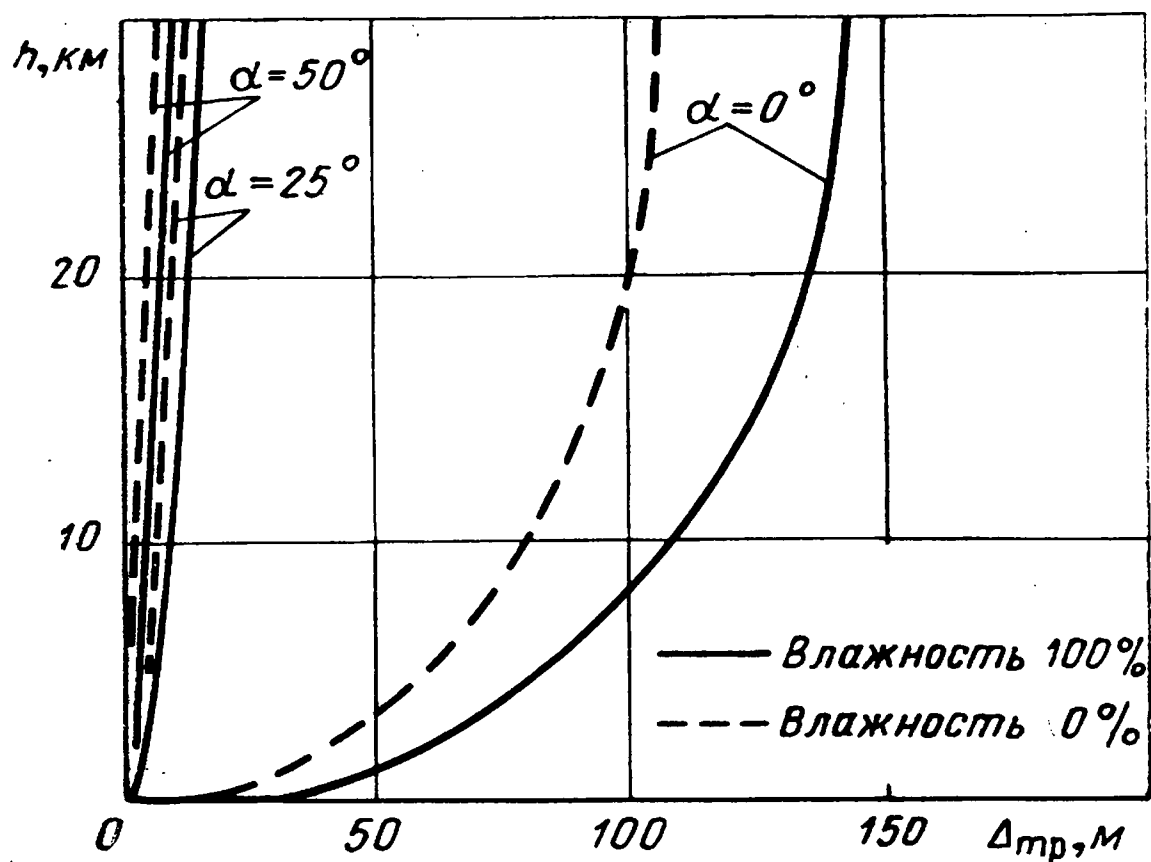
$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = \frac{2n_{113} h_1}{3 \sin \alpha} \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

Для малых углов α ($2h/a > \sin^2 \alpha$)

$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = \frac{n_{113} (3h_1 - h) \sqrt{2ah}}{3h_1} \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.3.03)$$

$$\Delta_{\text{тр}}(\alpha h) = \frac{2}{3} n_{113} \sqrt{2ah_1} \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

По формулам (2.3.02) и (2.3.03) нами были рассчитаны стандартные ошибки по дальности, обусловленные влиянием тропосферы, при этом, как и при расчете ошибок углов рефракции, принималось $n_{113} = 338 \cdot 10^{-6}$ для влажности 100% и $n_{113} = 262 \cdot 10^{-6}$ для влажности 0% и $h_1 = 30$ км. Результаты расчета в зависимости от высоты объекта для различ-



Р и с. 22.

ных углов α и влажности 100 и 0% представлены на рис. 22. Как следует из рисунка, максимальная ошибка по дальности за счет влияния тропосферы составляет почти 150 м.

Ошибки в ионосфере

Подставляя в (1.3.24) значение показателя преломления в ионосфере из (2.1.15), после интегрирования получим

$$\Delta_{\text{ион}}(\alpha h) = -\frac{2\sqrt{2}an_{12\text{ макс}}}{3H} \left[\sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (h - 3h_2 - a \sin^2 \alpha) + \sqrt{h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + a \sin^2 \alpha) \right]$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\Delta_{\text{ион}}(\alpha h) = -\frac{2\sqrt{2}an_{12\text{ макс}}}{3H} \left[\sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (h - 3h_2 - a \sin^2 \alpha) + \sqrt{h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + a \sin^2 \alpha) \right] +$$

$$+ \frac{4\sqrt{2}an_{12\text{ макс}}}{3H} \left[\sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \left(h - 3h_2 - \frac{3H}{2} - \right. \right.$$

$$- a \sin^2 \alpha) + \sqrt{h_2 + \frac{H}{2} + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha) \Big]$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$, (2.3.04)

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{нон}}(\alpha h) = & -\frac{2\sqrt{2a}}{3H} n_{12 \text{ макс}} \left[\sqrt{h_2 + H + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \times \right. \\ & \times (H - 2h_2 - a \sin^2 \alpha) + \left. \sqrt{h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + a \sin^2 \alpha) \right] + \\ & + \frac{4\sqrt{2a} n_{12 \text{ макс}}}{3H} \left[\sqrt{h_2 + H + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \left(H - 2h_2 - \frac{3H}{2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - a \sin^2 \alpha \right) + \sqrt{h_2 + \frac{H}{2} + \frac{\sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha) \right]. \end{aligned}$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

Выражения (2.3.04) упрощаются, если отдельно рассмотреть случаи больших и малых углов α .

Для больших углов α

$$\Delta_{\text{нон}}(\alpha h) = \frac{(h - h_2)^2}{2H \sin^2 \alpha} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \quad \text{при } h_2 < h < h_2 + H/2,$$

$$\Delta_{\text{нон}}(\alpha h) = \frac{4H(h - h_2) - 2(h - h_2) - H^2}{4H \sin \alpha} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \quad (2.3.05)$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Delta_{\text{нон}}(\alpha h) = \frac{H}{4 \sin \alpha} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \quad \text{при } h_2 + H < h < \infty.$$

Для малых углов α

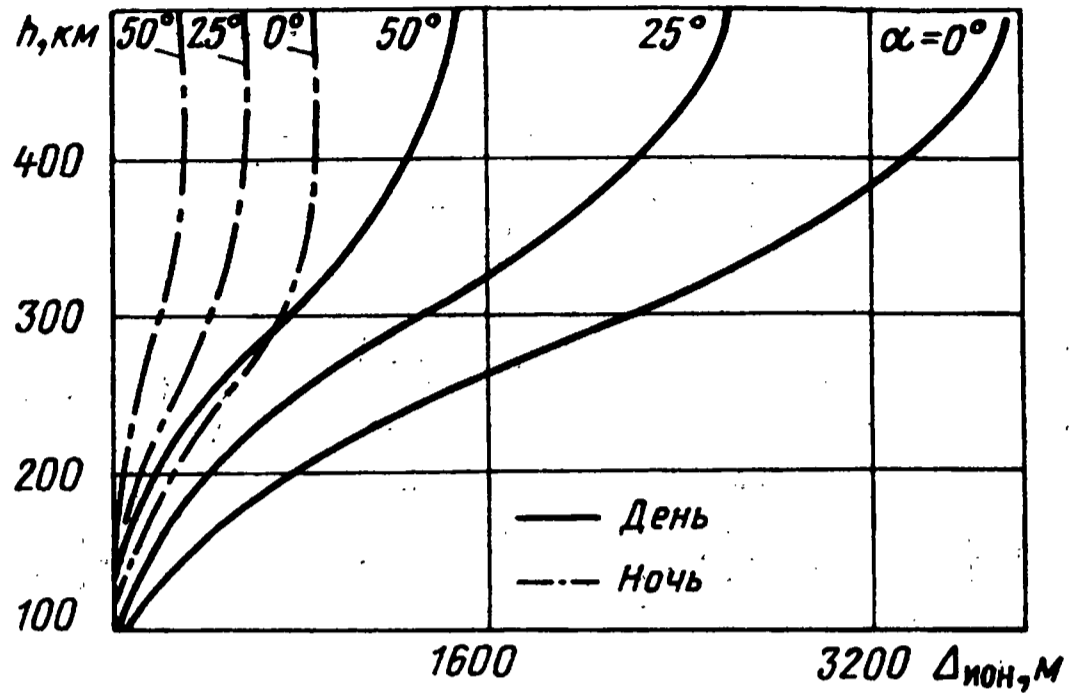
$$\Delta_{\text{нон}}(\alpha h) = \frac{\sqrt{2a}}{3H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 (h^{3/2} + 2h_2^{3/2} - 3h_2 \sqrt{h})$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

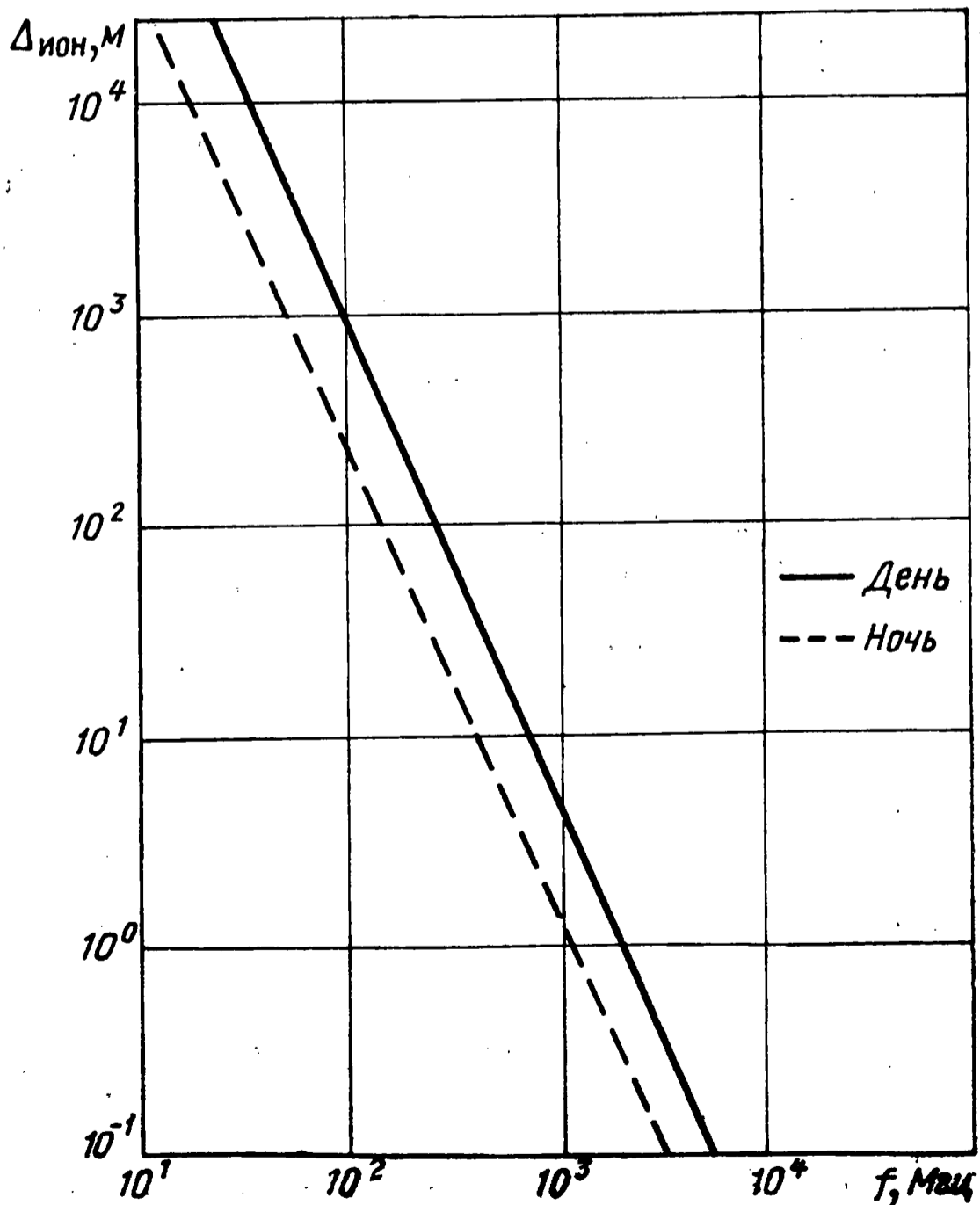
$$\begin{aligned} \Delta_{\text{нон}}(\alpha h) = & \frac{\sqrt{2a}}{3H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[3\sqrt{h} (h_2 + H) + 2h_2^{3/2} - h^{3/2} - \right. \\ & \left. - 4 \left(h_2 + \frac{H}{2} \right)^{3/2} \right] \quad \text{при } h_2 + H/2 < h < h_2 + H, \quad (2.3.06) \end{aligned}$$

$$\Delta_{\text{ион}}(\alpha h) = \frac{\sqrt{2}a}{3H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[2(h_2 + H)^{3/2} + 2h_2^{3/2} - 4 \left(h_2 + \frac{H}{2} \right)^{3/2} \right]$$

при $h_2 + H < h < \infty$.



Р и с. 23.



Р и с. 24.

Выражения (2.3.05) и (2.3.06) получены из (2.3.04) путем разложения последних по степеням $(h - h_2)$, кроме того, значение $n_{12 \text{ макс}}$ представлено по (2.1.13). По формулам (2.3.05) и (2.3.06) были рассчитаны ошибки по дальности, обусловленные влиянием ионосферы, при тех же значениях h_2 , H и $f_{\text{кр}}$, что и в случае расчета стандартной ошибки рефракции (§ 2.2). Результаты расчета для $f=100 \text{ Мгц}$ представлены на рис. 23. На рис. 24 представлена зависимость ошибки по дальности от частоты в ионосфере при $h=500 \text{ км}$ и $\alpha=50^\circ$. Как следует из рисунков, ошибка по дальности убывает обратно пропорционально квадрату частоты.

2.4. Расчет стандартных ошибок по частоте

В § 1.3 при рассмотрении стандартных ошибок по частоте указывалось, что эти ошибки состоят из двух составляющих: ошибок, вызванных радиальным движением объекта по углу места, и ошибок за счет удаления (приближения) объекта от точки наблюдения, причем первые пропорциональны $\sin \delta$, вторые $\cos \delta$.

При расчете стандартных ошибок по частоте будем отдельно рассматривать каждую из этих составляющих. С этой целью введем обозначения

$$v_\varphi = v \sin \delta, \quad (2.4.01)$$

$$v_r = v \cos \delta, \quad (2.4.02)$$

где v_φ — скорость движения по углу места; v_r — скорость удаления от точки наблюдения.

Ошибки в тропосфере

Выражение для стандартной ошибки по частоте, вызванной движением объекта по углу места для случая больших углов α , получим, если подставим в первый член выражения (1.3.38) значение показателя преломления $n_{11}(h)$ из (2.1.14),

тогда, произведя интегрирование и учитывая соотношение (2.4.01) и то, что $k=2\pi f/c$, получим

$$\Delta\Omega_{\text{тр } \varphi} = \frac{\pi n_{113} f v_{\varphi} h_1 \operatorname{ctg} \alpha}{c h_1} \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.4.03)$$

$$\Delta\Omega_{\text{тр } \varphi} = \frac{\pi n_{113} f v_{\varphi} h_1 \operatorname{ctg} \alpha}{c h} \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

Произведя аналогичные преобразования с первым членом выражения (1.3.40), получим выражение для стандартной ошибки по частоте для случая малых углов α , вызванное движением объекта по углу места,

$$\Delta\Omega_{\text{тр } \varphi} = \frac{\pi \sqrt{2a h} n_{113} f v_{\varphi} \cos \alpha}{c h_1} \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.4.04)$$

$$\Delta\Omega_{\text{тр } \varphi} = \frac{\pi \sqrt{2a} n_{113} f v_{\varphi} \cos \alpha}{c \sqrt{h}} \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

Подставляя во второй член формул (1.3.38) или (1.3.40) значение $n_{11}(h)$ из (2.1.14), учитывая (2.4.02) и то, что $k=2\pi f/c$, получим выражение для стандартной ошибки по частоте, вызванной удалением объекта от точки наблюдения,

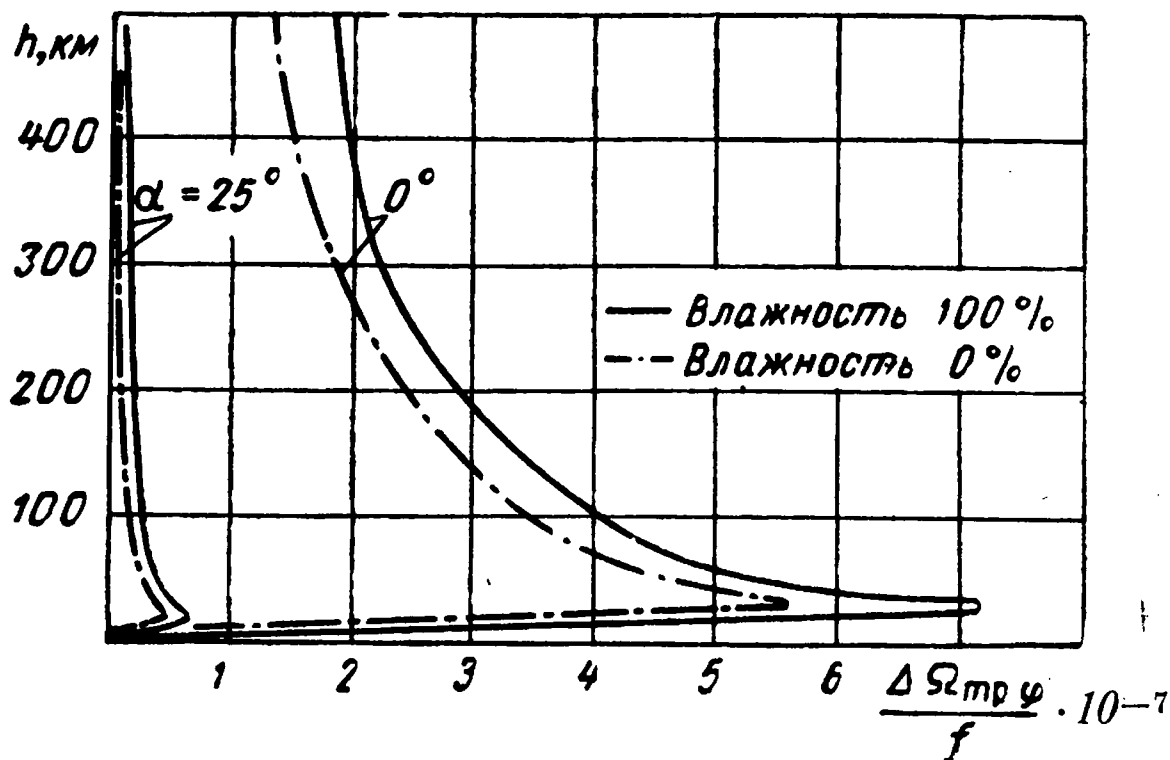
$$\Delta\Omega_{\text{тр } r} = - \frac{2\pi f v_r n_{113}}{c} \left(1 - \frac{h}{h_1} \right) \quad \text{при } 0 < h < h_1, \quad (2.4.05)$$

$$\Delta\Omega_{\text{тр } r} = 0 \quad \text{при } h_1 < h < \infty.$$

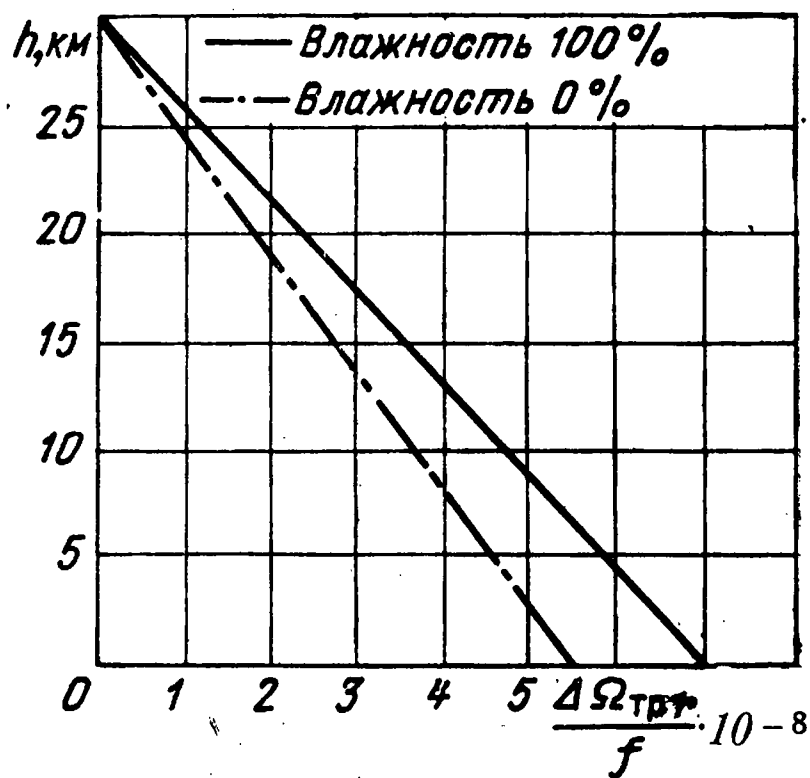
По формулам (2.4.03) и (2.4.04) были рассчитаны стандартные ошибки по частоте, вызванные движением объекта по углу места. При этом, как и в предыдущих случаях, значение показателя преломления у поверхности Земли принималось равным $338 \cdot 10^{-6}$ для 100%-ной влажности и $262 \cdot 10^{-6}$ для влажности 0%, а значение h_1 принималось равным 30 км. На рис. 25 представлены рассчитанные по этим формулам кривые, на которых приведены отнесенные к рабочей частоте стандартные ошибки по частоте, вызванные движением объекта по углу места со скоростью $v_{\varphi} = 10\,000$ м/сек в зависимости от высоты объекта и различных углов возвышения α при влажности 100 и 0%.

Как следует из кривых, дополнительная нестабильность по частоте, вызванная движением объекта по углу места, максимальна при $\alpha=0^\circ$ и имеет порядок 10^{-7} — 10^{-6} на границе тропосферы. С увеличением высоты влияние тропо-

сферы на ошибку по частоте уменьшается, причем при малых углах α она обратно пропорциональна корню из высоты, при больших α она обратно пропорциональна высоте.



Р и с. 25.



Р и с. 26.

По формуле (2.4.05) были рассчитаны ошибки по частоте за счет удаления объекта (рис. 26) при $v_r = 10\,000$ м/сек. Как видно из рисунка, максимальное значение ошибки имеет в нижних слоях тропосферы, где она составляет величину порядка 10^{-8} — 10^{-7} и с увеличением высоты стремится к нулю.

Ошибка в ионосфере

Подставляя в формулы (1.3.39) и (1.3.41) выражения для $n_{12}(h)$ из (2.1.15), учитывая соотношения (2.4.01) и (2.1.13),

получим выражения для стандартной ошибки по частоте в ионосфере, вызванной движением объекта по углу места.

Для малых углов α

$$\Delta\Omega_{\text{ион}\varphi} = \frac{\sqrt{\frac{2a}{h}} (h - h_2) \pi f v_{\varphi}}{Hc} \left[1 - \frac{\sqrt{2ah} \sin \alpha}{2(h - h_2)} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \sqrt{\frac{h_2}{h}} \right)^2 \right] \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \cos \alpha$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\Delta\Omega_{\text{ион}\varphi} = \frac{\sqrt{\frac{2a}{h}} (h - h_2) \pi f v_{\varphi}}{Hc} \left[1 - \frac{\sqrt{2ah} \sin \alpha}{2(h - h_2)} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \sqrt{\frac{h_2}{h}} \right)^2 \right] \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \cos \alpha - \\ - \frac{\sqrt{\frac{2a}{h}} \left(h - h_2 - \frac{H}{2} \right) \pi f v_{\varphi}}{Hc} \left[1 - \frac{\sqrt{2ah} \sin \alpha}{2 \left(h - h_2 - \frac{H}{2} \right)} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \sqrt{\frac{h_2 + H/2}{h}} \right)^2 \right] \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \cos \alpha \quad (2.4.06)$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Delta\Omega_{\text{ион}\varphi} = - \frac{a \sqrt{2a(h_2 + H)} \pi f v_{\varphi}}{Hc \sqrt{2ah + h^2}} \left[\left(1 - \sqrt{\frac{h_2}{h_2 + H}} \right)^2 - \right. \\ \left. - 2 \left(1 - \sqrt{\frac{h_2 + H/2}{h_2 + H}} \right)^2 \right] \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sin \alpha \cos \alpha$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

Для больших углов α

$$\Delta\Omega_{\text{ион}\varphi} = \frac{\pi f v_{\varphi} \operatorname{ctg} \alpha (h^2 - h_2^2)}{c H h} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\Delta\Omega_{\text{ион } \varphi} = \frac{\pi f v_{\varphi} \operatorname{ctg} \alpha (h^2 - h_2^2)}{c H h} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 - \frac{2\pi f v_{\varphi} \operatorname{ctg} \alpha [h^2 - (h_2 + H/2)^2]}{c H h} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \quad (2.4.07)$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Delta\Omega_{\text{ион } \varphi} = -\frac{\pi f v_{\varphi} H \operatorname{ctg} \alpha}{2c h} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \quad \text{при } h_2 + H < h < \infty.$$

Подставляя во второй член формулы (1.3.39) или (1.3.41) значение $n_{12}(h)$ из (2.1.15), с учетом (2.1.13) и (2.4.01) получим выражения для ошибок по частоте, обусловленных удалением объекта:

$$\Delta\Omega_{\text{ион } r} = \frac{2\pi f v_r (h - h_2)}{c H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \quad \text{при } h_2 < h < h_2 + H/2,$$

$$\Delta\Omega_{\text{ион } r} = \frac{2\pi f v_r (h - h_2)}{c H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 - \frac{4\pi f v_r (h - h_2 - H/2)}{c H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Delta\Omega_{\text{ион } r} = 0 \quad \text{при } h_2 + H < h < \infty. \quad (2.4.08)$$

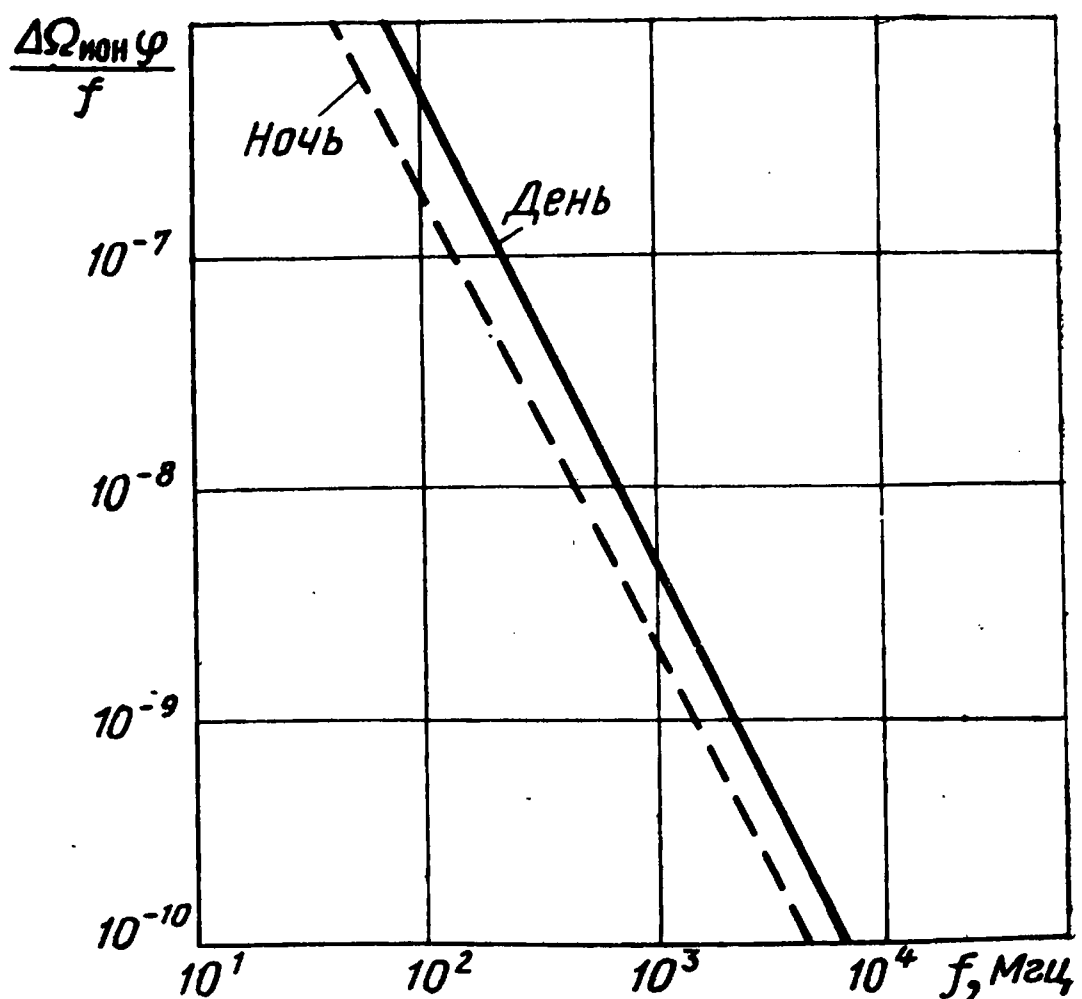


Рис. 27.

По формулам (2.4.06) и (2.4.07) были рассчитаны ошибки по частоте, вызванные движением объекта по углу места, при этом для h_2 , H и $f_{кр}$ для дня и для ночи принимались те же значения, что и в § 2.2. Результаты расчета представлены в виде кривых на рис. 27 и 28. На рис. 27 представлена зависимость ошибки, отнесенной к рабочей частоте (вносимая нестабильность) и вызванной движением объекта по углу места со скоростью $v_{\varphi} = 10\,000$ м/сек при $h = 300$ км и $\alpha = 50^\circ$. Как следует из кривых, вносимая нестабильность убывает обратно пропорционально квадрату частоты. На рис. 28 представлены ошибки, отнесенные к рабочей частоте и обус-

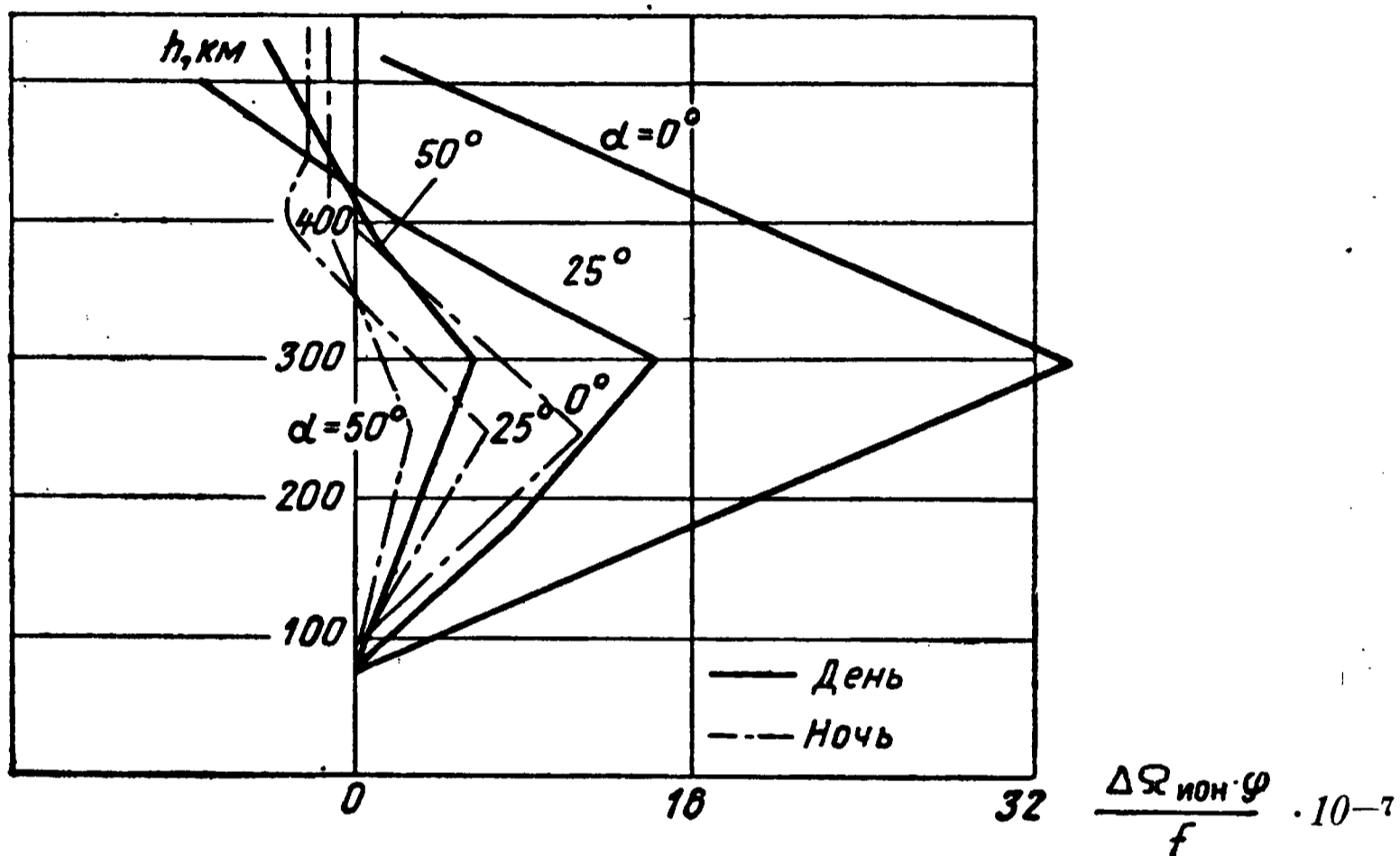


Рис. 28.

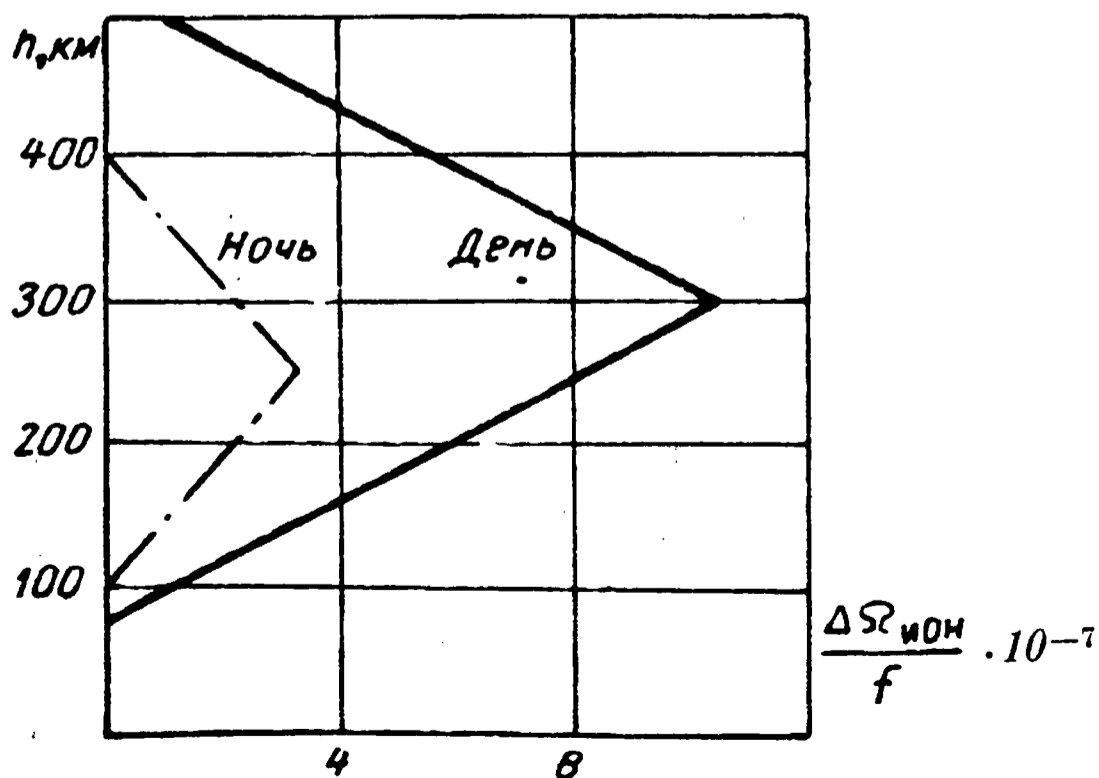


Рис. 29.

ловленные ионосферой за счет движения объекта по углу места, для частоты 100 Мгц в зависимости от высоты объекта для различных углов α .

По формуле (2.4.08) были рассчитаны ошибки по частоте, обусловленные влиянием ионосферы за счет удаления объекта от точки наблюдения со скоростью $v_r = 10\,000$ м/сек (рис. 29).

Как видно из рис. 29, ошибка максимальна в дневное время на высоте, соответствующей максимуму ионизации.

2.5. Расчет флюктуации углов рефракции

Для определения флюктуационных ошибок необходимо вычислить интегралы

$$J_1 = \int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) dx, \quad (2.5.01)$$

$$J_2 = \int_0^L C_{\text{ион}}^2(x) dx. \quad (2.5.02)$$

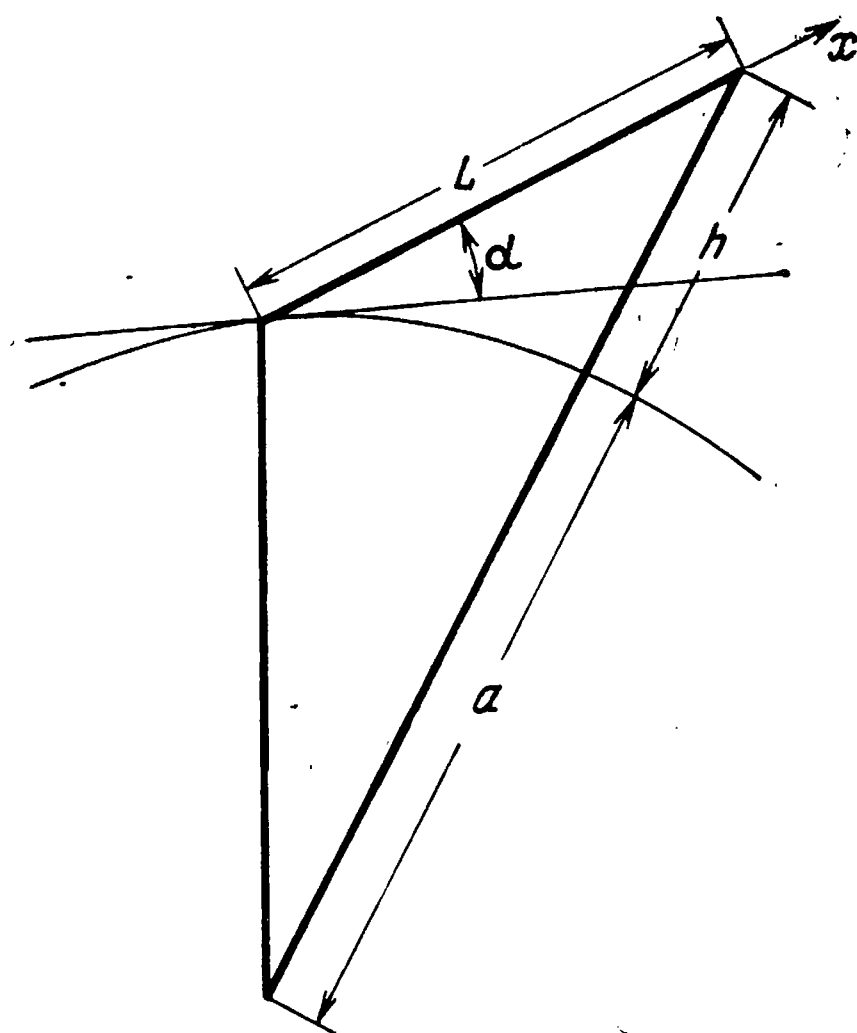


Рис. 30.

Для этого ориентируем ось x по направлению распространения волны (рис. 30). По теореме косинусов для x и h можно получить следующие соотношения:

$$h = x^2/2a + x \sin \alpha,$$

$$x = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2ah} - a \sin \alpha. \quad (2.5.03)$$

Тогда, выражая в (2.1.16) h через x по (2.5.03) и подставляя в (2.5.01), после интегрирования получим

$$J_1(\alpha h) = C_{0 \text{ тр}}^2 \left[L_{11}(\alpha h) - \frac{\sin \alpha L_{11}^2(\alpha h)}{2h_3} - \frac{L_{11}^3(\alpha h)}{6ah_3} \right],$$

где
$$L_{11}(\alpha h) = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2ah} - a \sin \alpha$$
 при $0 < h < h_3$,

$$L_{11}(\alpha h) = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2ah_3} - \sin \alpha \quad \text{при } h_3 < h < \infty. \quad (2.5.04)$$

Так как в ионосфере $C_{\text{ион}}^2(x)$ не зависит от частоты, то, интегрируя (2.5.02), получим

$$J_2(\alpha h) = C_{\text{ион}}^2 [L_{12}(\alpha h) - L_{22}(\alpha)], \quad (2.5.05)$$

где

$$L_{22}(\alpha) = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2ah_2} - a \sin \alpha, \quad (2.5.06)$$

$$L_{12}(\alpha h) = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2ah} - a \sin \alpha \quad (2.5.07)$$

$$\text{при } h_2 < h < h_2 + H,$$

$$L_{12}(\alpha h) = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2a(h_2 + H)} - a \sin \alpha \quad (2.5.08)$$

$$\text{при } h_2 + H < h < \infty.$$

Или выражая $C_{\text{ион}}^2$ по (2.1.17), получим

$$J_2(\alpha h) = \frac{L_0^{4/3}}{H^2} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^4 [L_{12}(\alpha h) - L_{22}(\alpha h)]. \quad (2.5.09)$$

Рассмотрим отдельно флюктуации углов рефракции для тропосферы и ионосферы.

Флюктуации в тропосфере

Так как мы считаем, что параметры $l_{0 \text{ тр}}$ и $L_{0 \text{ тр}}$ от частоты не зависят, то из (1.4.14) с учетом (2.5.04) получим выражение для флюктуации углов рефракции в тропосфере:

$$\sqrt{\overline{\varphi_{\text{тр макс}}'^2}} = \frac{1,31}{l_{0 \text{ тр}}^{1/6}} \sqrt{C_{0 \text{ тр}}^2 \left[L_{11}(\alpha h) - \frac{\sin^2 \alpha L_{11}^2(\alpha h)}{2h_3} - \frac{L_{11}^3(\alpha h)}{6ah_3} \right]}, \quad (2.5.10)$$

где $L_{11}(\alpha h)$ определено в (2.5.04).

По формуле (2.5.10) были рассчитаны кривые флюктуации угла прихода волны, обусловленные влиянием тропосферы, при этом принималось $C_{0\text{ тр}}^2 = 13,8 \cdot 10^{-7}$ для влажности 100% и $C_{0\text{ тр}}^2 = 1,15 \cdot 10^{-7}$ для влажности 0% (эти значения получены по (2.1.05) с учетом (2.1.06) при $p_0 = 1000$ мб, $L_{0\text{ тр}} = 50$ м, $T_0 = 300^\circ\text{К}$, $dT/dh = -0,06$ град/м, а g и dg/dh вычислялись из условия насыщения и $g_{\text{нас}} = 0,022 E_{\text{нас}} / p$, где $E_{\text{нас}}$ — давление насыщающих паров). Величина h_3 принималась равной 10 км, $L_0 = 1$ см.

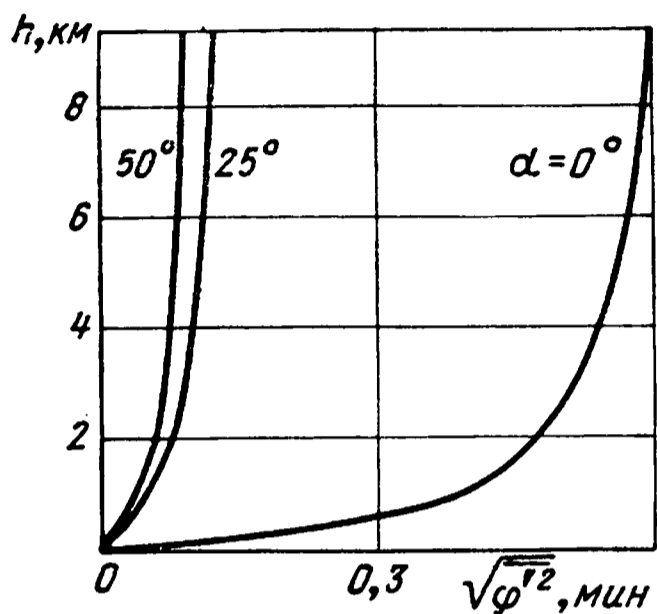


Рис. 31.

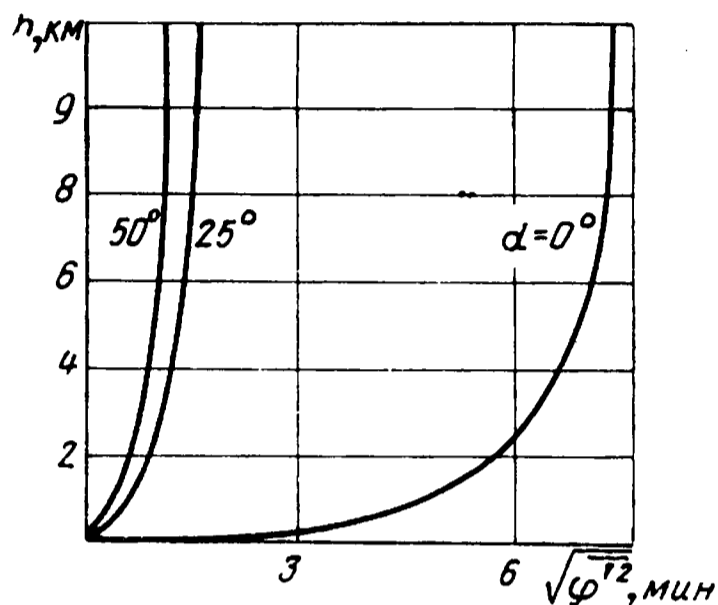


Рис. 32.

Результаты расчета приведены для влажности 0 и 100% соответственно на рис. 31 и 32, где по оси абсцисс отложено среднеквадратичное значение флюктуации угла рефракции, а по оси ординат высота. Как следует из кривых рис. 31 и 32, величина флюктуации угла рефракции максимальна при $\alpha = 0^\circ$ и влажности 100% на верхней границе тропосферы и далее остается постоянной.

Флюктуации в ионосфере

Подставляя (2.5.09) в (1.4.18), получим выражение для флюктуации углов рефракции за счет влияния ионосферы:

$$\sqrt{\overline{\varphi_{\text{ион макс}}^2}} = \frac{1,31 L_0^{2/3}}{l_{\text{ион}}^{1/6} H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{L_{12}(\alpha h) - L_{22}(\alpha)}, \quad (2.5.11)$$

где $L_{12}(\alpha h)$ и $L_{22}(\alpha)$ определены выражениями (2.5.06) — (2.5.08). По формуле (2.5.11) были рассчитаны значения флюктуации углов рефракции, обусловленной влиянием ионосферы, при этом принималось $L_0 = 400$ м, $l_{\text{ион}} = 5$ м, значения h_2 , H и $f_{\text{кр}}$ для дня и ночи такие же, как в § 2.2.

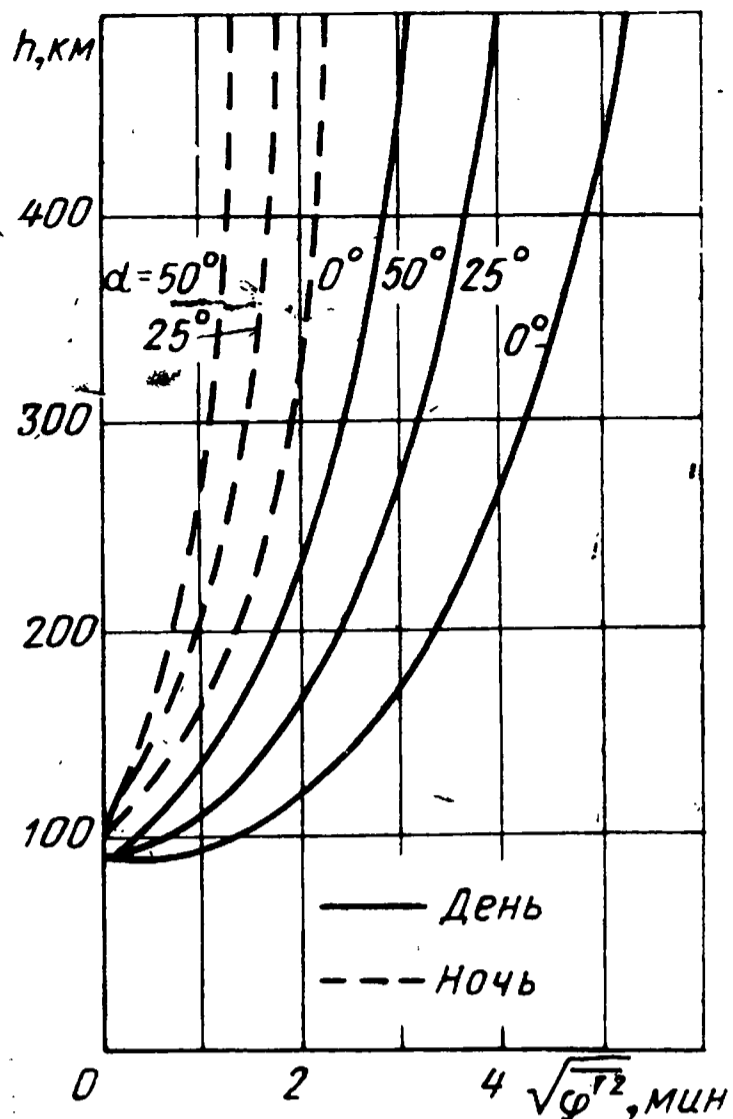


Рис. 33.

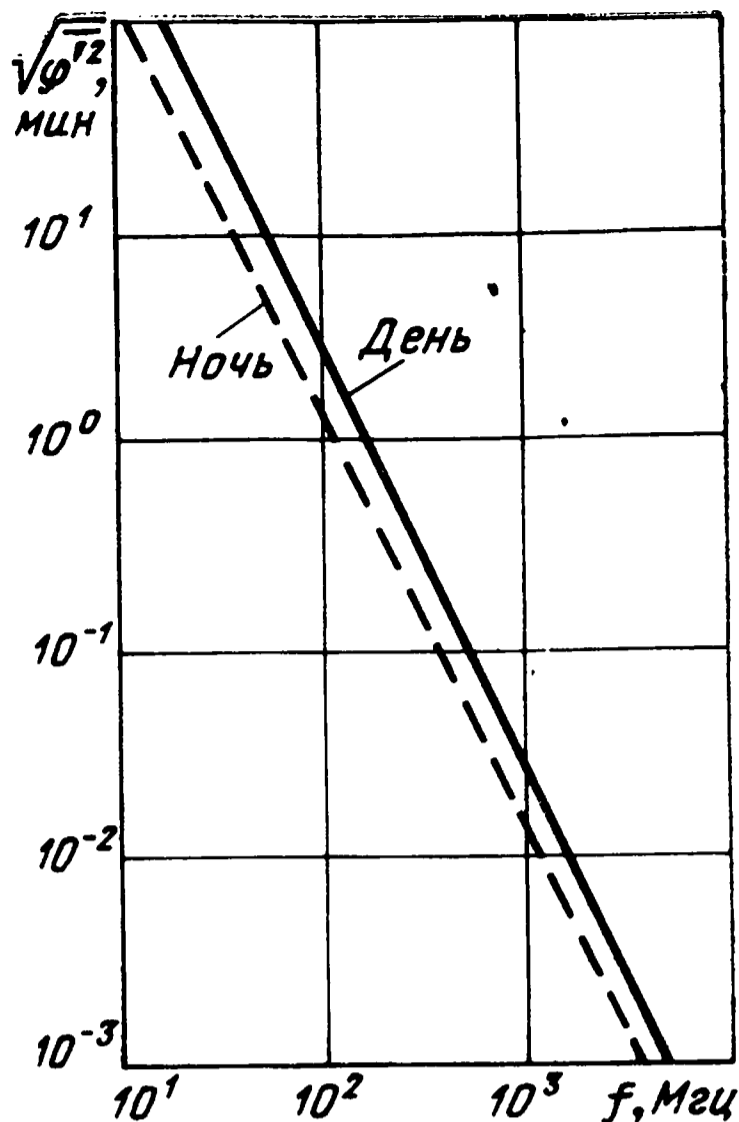


Рис. 34.

Результаты расчета для $f = 100 \text{ Мгц}$ представлены в виде кривых на рис. 33. На рис. 34 представлена зависимость флуктуации углов рефракции в зависимости от рабочей частоты для $h = 500 \text{ км}$ и $\alpha = 50^\circ$. Величина углов рефракции максимальна в дневное время; увеличиваясь с высотой, она достигает максимума на верхней границе ионосферы и далее остается постоянной. Кроме того, как следует из кривых рис. 34, угол рефракции убывает обратно пропорционально квадрату частоты.

2.6. Расчет флуктуации дальности

Флуктуации дальности в тропосфере

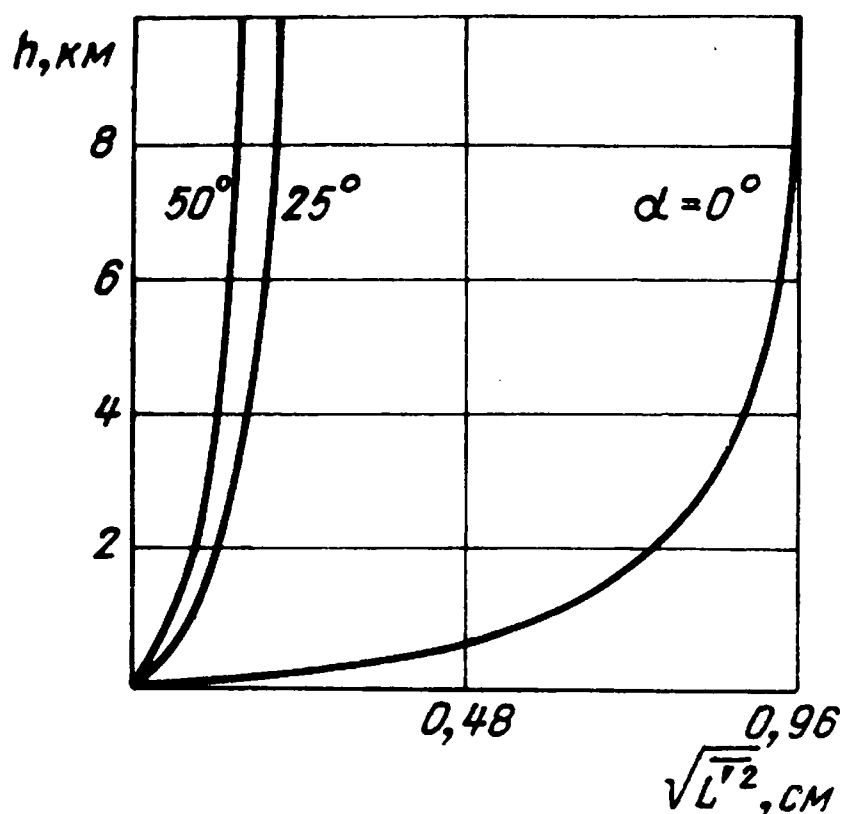
Так как для принятой модели предполагается, что $L_{0 \text{ тр}}$ не зависит от высоты, то из (1.4.42) получим

$$\sqrt{L'_{\text{тр}}^2(\alpha h)} = 0,885 L_{0 \text{ тр}}^{5/6} \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) dx}$$

и, учитывая (2.5.04),

$$\begin{aligned}
& \sqrt{\overline{L'^2}(\alpha h)} = \\
& = 0,885 L_0^{5/6} \sqrt{C_{0 \text{ тр}}^2 \left[L_{11}(\alpha h) - \frac{\sin \alpha L_{11}^2(\alpha h)}{2 h_3} - \frac{L_{11}^3(\alpha h)}{6 \alpha h_3} \right]}, \quad (2.6.01)
\end{aligned}$$

По формуле (2.6.01) были рассчитаны среднеквадратичные значения флуктуаций дальности, обусловленных тропосферой, при этом, как и ранее, $C_{0 \text{ тр}}^2 = 13,8 \cdot 10^{-7}$ для 100%-ной влажности, $L_{0 \text{ тр}} = 50 \text{ м}$, $h_3 = 10 \text{ км}$. Результаты расчета приведены на рис. 35, где по оси абсцисс отложено среднеквад-



Р и с. 35.

ратичное значение флуктуации дальности, а по оси ординат высота. Как следует из рис. 35, флуктуация дальности максимальна при $\alpha = 0^\circ$, кроме того, она достигает максимума на верхней границе тропосферы и далее остается постоянной.

Флуктуации дальности в ионосфере

Из выражения (1.4.43) при учете $L_{0 \text{ ион}} = \text{const}$ получим

$$\sqrt{\overline{L'^2}_{\text{ион}}} = 0,885 L_{\text{ион}}^{5/6} \sqrt{\int_0^L C_{\text{ион}}^2(x) dx},$$

и, учитывая соотношения (2.5.09),

$$\sqrt{L_{\text{ион}}'^2} = \frac{0,885 L_0^{3/2}}{H} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \sqrt{L_{21}(\alpha h) - L_{22}(\alpha)}, \quad (2.6.02)$$

где $L_{21}(\alpha h)$ и $L_{22}(\alpha)$ определены по (2.5.06) — (2.5.08).

По формуле (2.6.02) были рассчитаны среднеквадратичные значения флуктуаций дальности, обусловленных влиянием ионосферы. При этом, как и ранее, принимались значения h_2 , H и $f_{\text{кр}}$ как в § 2.2, величина $L_{0 \text{ ион}} = 400$ м. Результаты расчета для $f = 100$ МГц представлены на рис. 36 для среднеквадратичных значений флуктуаций дальности в за-

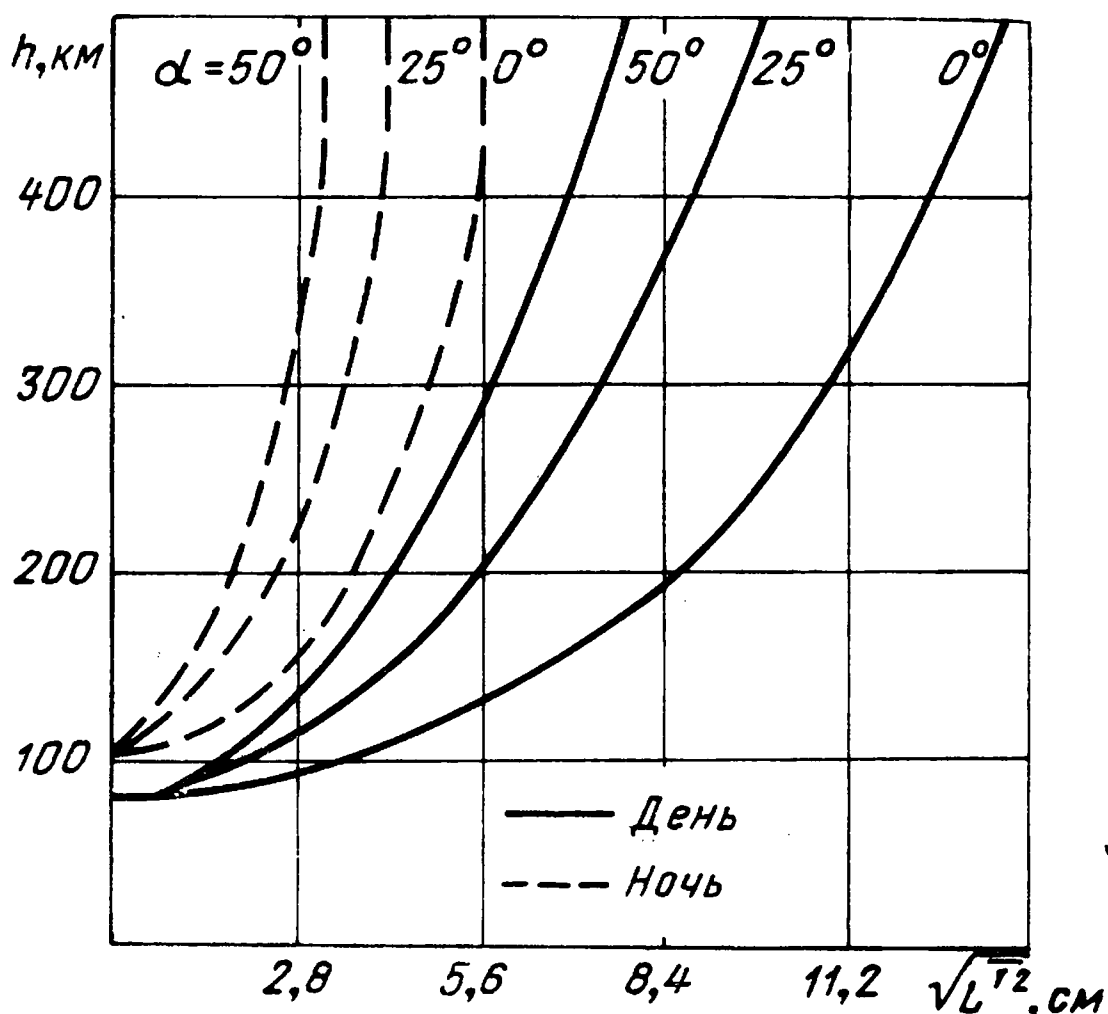


Рис. 36.

висимости от высоты для различных углов α . Как видно из рисунка, флуктуации дальности возрастают с высотой, достигая максимума в верхних слоях ионосферы, и далее остаются постоянными. Кроме того, из (2.6.02) следует, что ошибки убывают обратно пропорционально квадрату частоты.

2.7. Расчет флуктуаций частоты

При вычислении флуктуаций частоты будем предполагать, что скорость движения неоднородностей поперек трассы в тропосфере и ионосфере не изменяется с изменением координаты x , тогда, рассматривая отдельно флуктуацию частоты, обусловленную тропосферой и ионосферой, получим следующие результаты.

Флюктуации частоты в тропосфере

Из (1.4.56), учитывая, что l_0 в тропосфере также не меняется с изменением x , имеем

$$\frac{\sqrt{\overline{f'_{\text{тр}}{}^2}(\alpha h)}}{f_p} = \frac{1,31 u_{\text{тр}}}{c l_0^{1/6}} \sqrt{\int_0^L C_{\text{тр}}^2(x) dx}$$

или, учитывая (2.5.04), получим

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{\overline{f'_{\text{тр}}{}^2}(\alpha h)}}{f_p} &= \\ &= \frac{1,31 u_{\text{тр}}}{c l_0^{1/6}} \sqrt{C_{\text{тр}}^2 \left[L_{11}(\alpha h) - \frac{\sin \alpha L_{11}^2(\alpha h)}{2h_3} - \frac{L_{11}^3(\alpha h)}{6\alpha h_3} \right]}. \end{aligned} \quad (2.7.01)$$

По формуле (2.7.01) рассчитаны среднеквадратичные значения флюктуаций частоты, отнесенные к рабочей частоте (вносимая нестабиль-

ность) и обусловленные влиянием тропосферы.

При этом, как и ранее, $C_{0\text{тр}}^2 = 13,8 \cdot 10^{-7}$ для 100%-ной влажности, $h_3 = 10$ км, $u_{\text{тр}} = 10$ м/сек и $l_{0\text{тр}} = 1$ см. Результаты расчета приведены на рис. 37.

Как следует из рис. 37, величина нестабильности частоты за счет влияния тропосферы максимальна при $\alpha = 0^\circ$ на верхней границе тропосферы и далее остается постоянной.

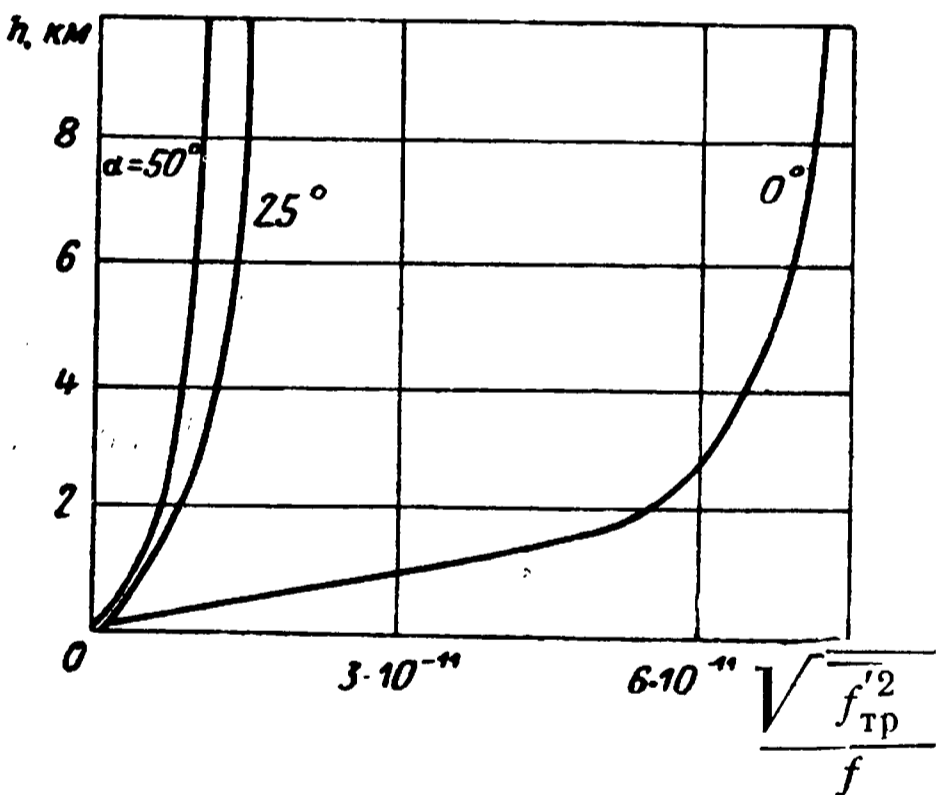


Рис. 37.

Флюктуации частоты в ионосфере

Из (1.4.57), считая $u_{\text{ион}}$ и $l_{0\text{ион}}$ постоянными, имеем

$$\frac{\sqrt{\overline{f'_{\text{ион}}{}^2}(\alpha h)}}{f_p} = \frac{1,31 u_{\text{ион}}}{c l_{0\text{ион}}^{1/6}} \sqrt{\int_0^L C_{0\text{ион}}^2(x) dx},$$

или, учитывая (2.5.02) и (2.5.09), получим

$$\frac{\sqrt{f_{\text{ион}}'^2(\alpha h)}}{f_p} = \frac{1,31 u_{\text{ион}} L_{0\text{ион}}^{2/3}}{c H l_{0\text{ион}}^{1/6}} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \sqrt{L_{12}(\alpha h) - L_{22}(\alpha)}, \quad (2.7.02)$$

где $L_{12}(\alpha h)$ и $L_{22}(\alpha)$ определяются выражениями (2.5.06) — (2.5.08). По формуле (2.7.02) рассчитаны среднеквадратичные значения флуктуации частоты, обусловленные влиянием ионосферы при тех же значениях h_2 , H и $f_{\text{кр}}$ для дня и

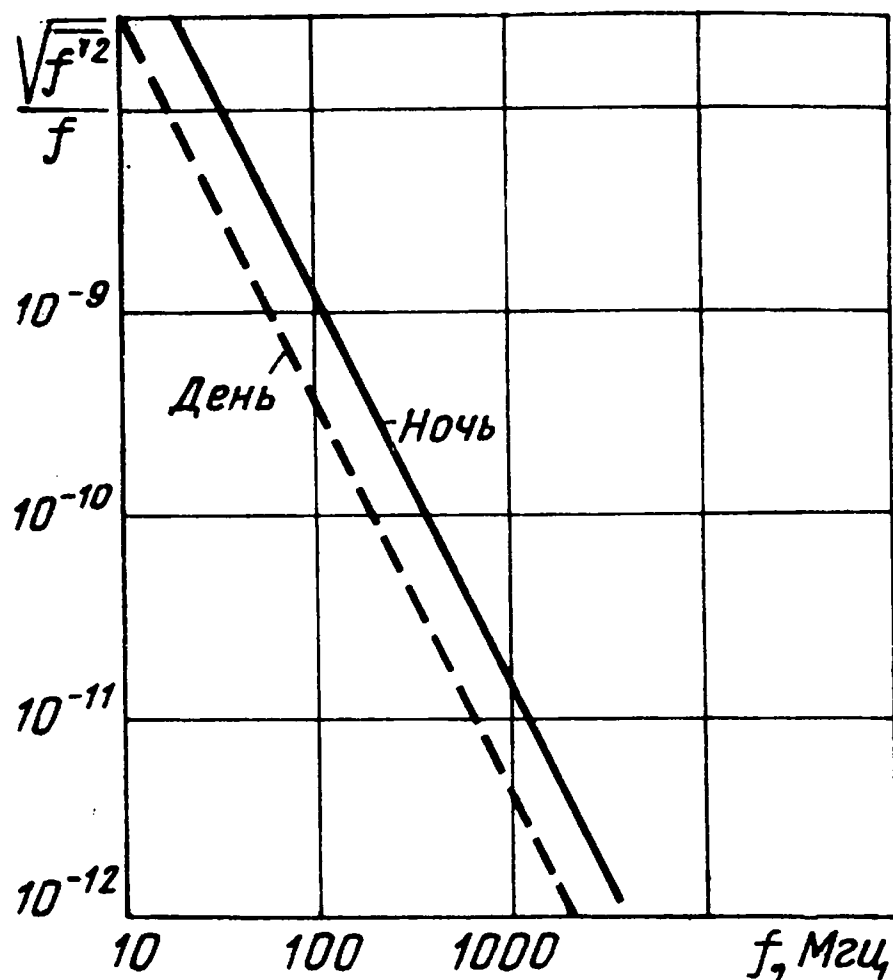


Рис. 38.

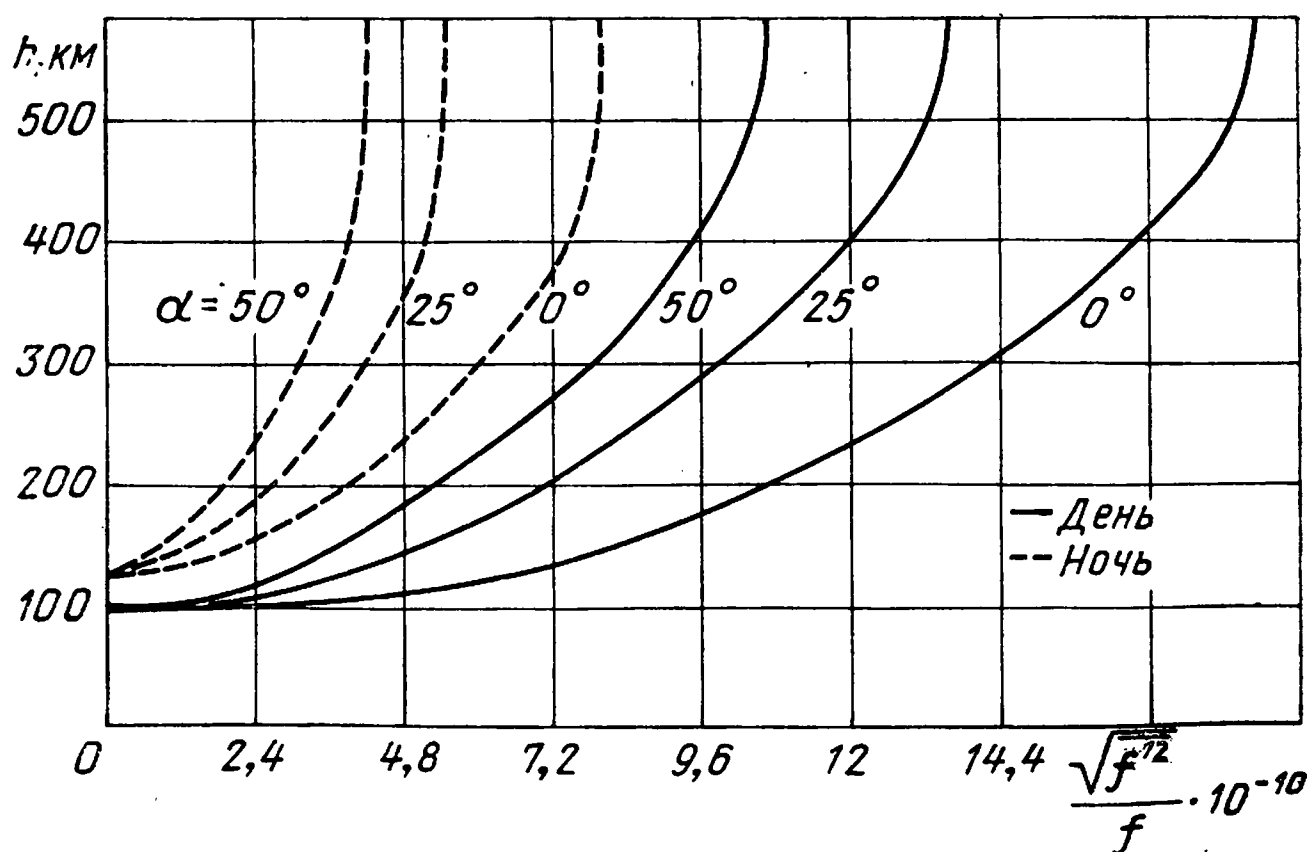


Рис. 39.

ночи, как и ранее, и при $u_{\text{ион}} = 500 \text{ м/сек}$, $l_{\text{ион}} = 5 \text{ км}$, $L_{\text{ион}} = 400 \text{ м}$.

На рис. 38 представлена зависимость среднеквадратичной нестабильности частоты, вносимой ионосферой, от рабочей частоты при $h = 500 \text{ км}$ и $\alpha = 50^\circ$.

Как следует из (2.7.02) и кривых, приведенных на рисунке, ошибка убывает обратно пропорционально квадрату частоты.

На рис. 39 представлены зависимости среднеквадратичных значений нестабильности частоты от высоты для различных углов α и $f = 100 \text{ Мгц}$. Как видно из кривых, флуктуации частоты возрастают с высотой, достигая максимума на уровне верхних слоев ионосферы, и далее остаются постоянными.

2.8. Расчет влияния анизотропии ионосферы на проходящую волну

Влияние магнитного поля Земли полностью определяется значением разности фаз ψ_1 , которая возникает между обыкновенной и необыкновенной волнами при прохождении некоторого расстояния. Как известно, эта разность фаз возникает вследствие того, что показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн имеют различные значения.

Значение показателя преломления в ионосфере с учетом магнитного поля Земли можно записать в следующем виде [19]:

$$n_{0,2}(h) = \sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2 \left[1 - \frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2(f^2 - f_0^2)} \mp \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2(f^2 - f_0^2)} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \right]}} \quad (2.8.01)$$

где индекс 1 и знак плюс в (2.8.01) относятся к необыкновенной волне, а индекс 2 и знак минус — к обыкновенной волне, f_0 — частота плазмы, f_p — частота гироманнитного резонанса.

В случае, если рабочая частота больше $f_{0 \text{ макс}}$, т. е. $f > f_0$, выражение (2.8.01) можно переписать в виде

$$n_{01,2}(h) = \frac{f_0^2}{2f^2 \left[1 - \frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \mp \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \right]} \quad (2.8.02)$$

При распространении плоской волны в направлении x фаза колебаний определяется выражением (1.1.13):

$$S_2(\alpha h) = \frac{2\pi f}{c} \int_0^L n_{02}(x) dx, \quad (2.8.03)$$

$$S_1(\alpha h) = \frac{2\pi f}{c} \int_0^L n_{01}(x) dx,$$

а разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами будет

$$\psi_1 = \frac{2\pi f}{c} \int_0^L [n_{02}(x) - n_{01}(x)] dx. \quad (2.8.04)$$

Выражение для разности показателей преломления найдем из (2.8.02):

$$\begin{aligned} n_{02}(x) - n_{01}(x) &= \left(\frac{f_0}{f} \right)^2 \frac{\sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}}}{1 - \frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{f^2} - \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \approx \\ &\approx \left(\frac{f_0}{f} \right)^2 \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}}, \end{aligned} \quad (2.8.05)$$

и, подставляя (2.8.05) в (2.8.04), получим

$$\psi_1 = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \int_0^L \left(\frac{f_0}{f} \right)^2 dx. \quad (2.8.06)$$

Так как по (2.1.13) $(f_0/f)^2 = -2 n_{12}(x)$, то

$$\left(\frac{f_0}{f}\right)^2 = 80,8 \frac{N(x)}{f^2}$$

и выражение (2.8.06) можно переписать

$$\psi_1 = -\frac{4\pi f}{c} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2}\right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \int_0^L n_{12}(x) dx. \quad (2.8.07)$$

Выражая x через h по (2.5.03), получим

$$\psi_1 = -\frac{4\pi f a}{c} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2}\right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \times \\ \times \int_0^h \frac{n_{12}(h) dh}{\sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + 2a h}}. \quad (2.8.08)$$

Выражая $n_{12}(h)$ по (2.1.15) и заменяя $n_{12\text{макс}}$ через $f_{\text{кр}}$ по (2.1.13), после интегрирования получим

$$\psi_1 = \frac{4\pi f}{3c H} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2}\right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \times \\ \times [(2a h + a^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} (h - 3h_2 + a \sin^2 \alpha) + \\ + (2a h_2 + a^2 \sin^2 \alpha) (2h_2 + a \sin^2 \alpha)] \quad (2.8.09)$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\psi_1 = \frac{4\pi f}{3c H} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2}\right)^2 + \frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \times \\ \times [(2a h + a^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} (h - 3h_2 - a \sin^2 \alpha) + \\ + (2a h_2 + a^2 \sin^2 \alpha) (2h_2 + \sin^2 \alpha) - \\ - 2(2a h + a^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} \left(h - 3h_2 - \frac{3H}{2} - a \sin^2 \alpha\right) - \\ - 2(2a h_2 + a H + a^2 \sin^2 \alpha) (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha)] \quad (2.8.10)$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\psi_1 = \frac{4\pi f}{3c H} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2}\right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \times$$

$$\begin{aligned} & \times [(2ah_2 + aH + a^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} \left(\frac{H}{2} - 2h_2 - a \sin^2 \alpha \right) + \\ & + (2ah_2 + a^2 \sin^2 \alpha) (2h_2 + a \sin^2 \alpha) + \\ & + 2(2ah_2 + aH + a^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha) - \\ & - 2(2ah_2 + aH + a^2 \sin^2 \alpha) (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha)] \quad (2.8.11) \end{aligned}$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

Выражения (2.8.09) — (2.8.11) значительно упрощаются, если рассмотреть отдельно случаи больших и малых углов α . В случае больших углов $\alpha \sin^2 \alpha > 2(h_2 + H)/a$ и тогда

$$\psi_1 = \frac{2\pi f}{cH \sin \alpha} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\begin{aligned} \psi_1 = & \frac{2\pi f}{cH \sin \alpha} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2 \times \\ & \times \left[(h - h_2)^2 - 2 \left(h - h_2 - \frac{H}{2} \right)^2 \right] \quad (2.8.12) \end{aligned}$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\psi_1 = \frac{\pi fH}{c \sin \alpha} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

В случае малых углов $\alpha \sin^2 \alpha < 2h_2/a$ и тогда

$$\begin{aligned} \psi_1 = & \frac{4\pi f \sqrt{2a}}{2cH} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2 \times \\ & \times (h^{3/2} + 2h_2^{3/2} - 3h_2 h^{1/2}) \end{aligned}$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\psi_1 = \frac{4\pi f \sqrt{2a}}{3cH} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2} \right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{кр}}{f} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ h^{3/2} + 2h_2^{3/2} - 3h_2 h^{1/2} - 2 \left[h^{3/2} + 2 \left(h_2 + \frac{H}{2} \right)^{3/2} - 3 \left(h_2 + \frac{H}{2} \right) h^{1/2} \right] \right\}$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

(2.8.13)

$$\psi_1 = \frac{8\pi f \sqrt{2a}}{3cH} \sqrt{\left(\frac{f_p^2 \sin^2 \theta}{2f^2}\right)^2 + \frac{f_p^2 \cos^2 \theta}{f^2}} \left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2 \times$$

$$\times \left[h_2^{3/2} + (h_2 + H)^{3/2} - 2 \left(h_2 + \frac{H}{2} \right)^{3/2} \right]$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

По формулам (2.8.12) и (2.8.13) рассчитаны разности фаз, возникающие между обыкновенной и необыкновенной волнами при прохождении их через ионосферу, для случаев, когда магнитное поле Земли параллельно ($\theta=0^\circ$) и перпендикулярно ($\theta=90^\circ$) направлению распространения. При этом значения h_2 , H и $f_{кр}$ для дня и ночи принимались такими же, как и ранее, и $f_p = 1,4$ Мгц.

Результаты расчетов представлены на рис. 40—42.

На рис. 40 представлены зависимости разности фаз ψ_1 от частоты для угла возвышения $\alpha=0^\circ$ и высот от 500 км и больше. На рис. 41 приведены зависимости разности фаз

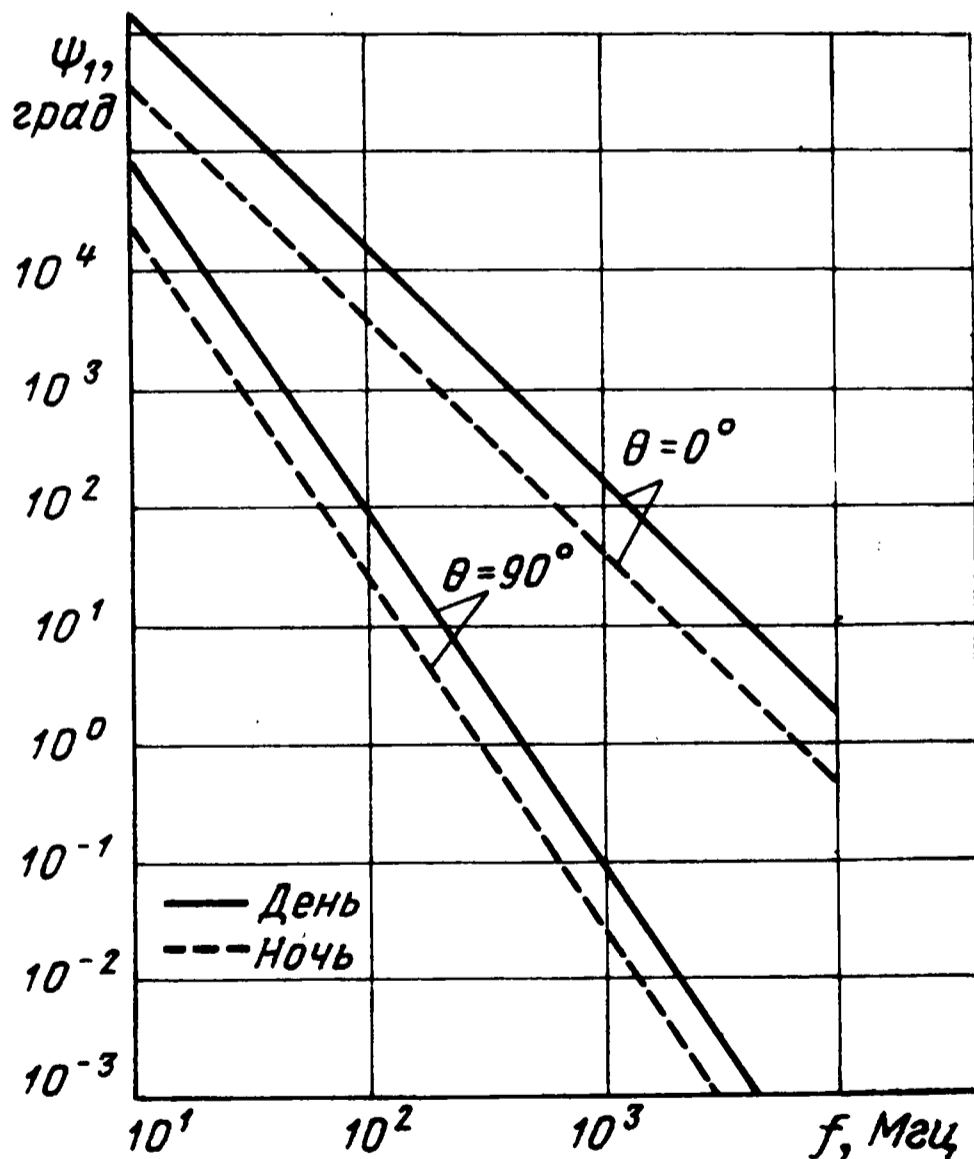


Рис. 40.

при распространении вдоль магнитного поля Земли от высоты h при различных углах возвышения α для частоты $f=100$ Мгц. На рис. 42 даны те же зависимости $\psi_1(h)$ при

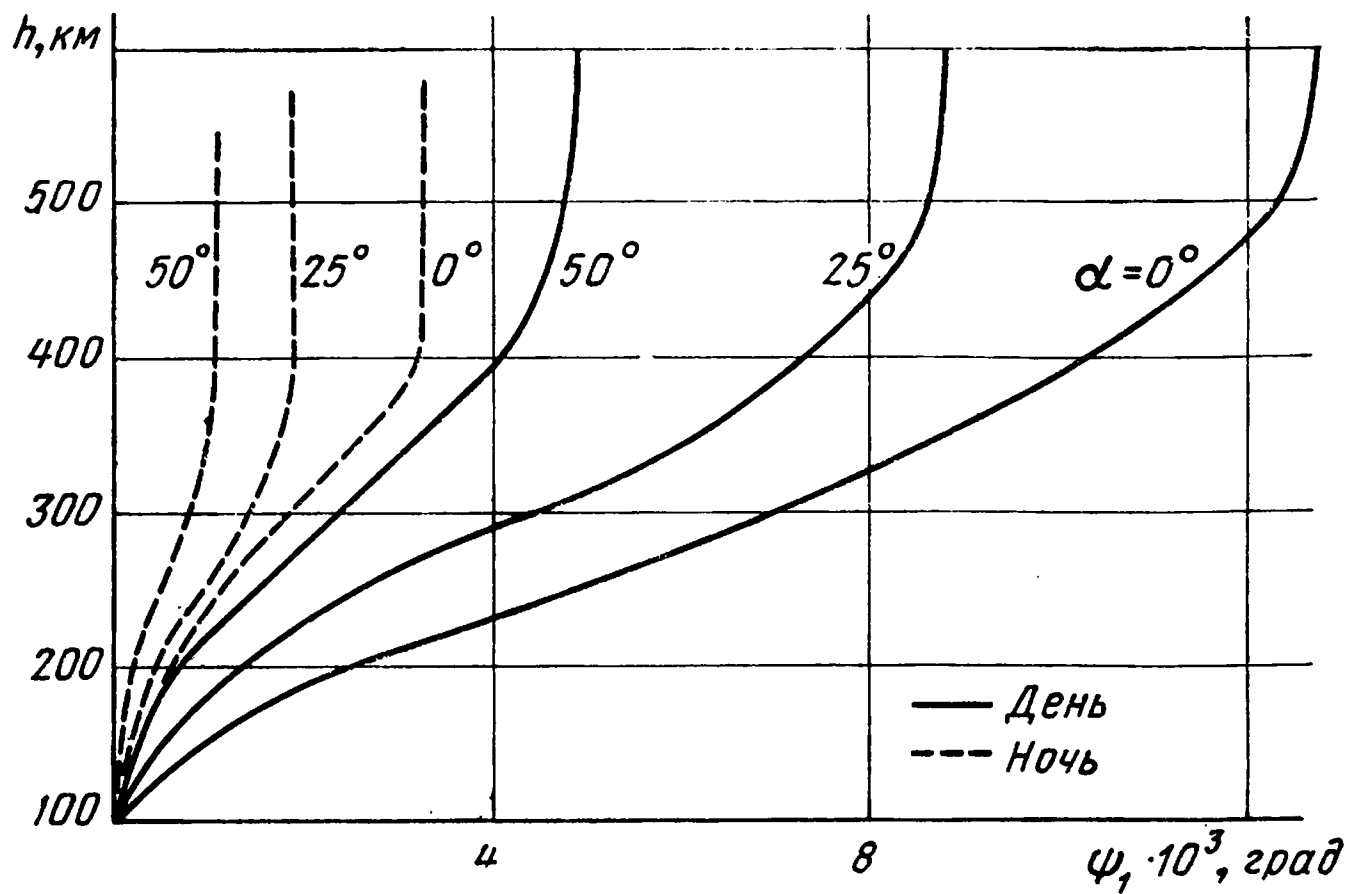


Рис. 41.

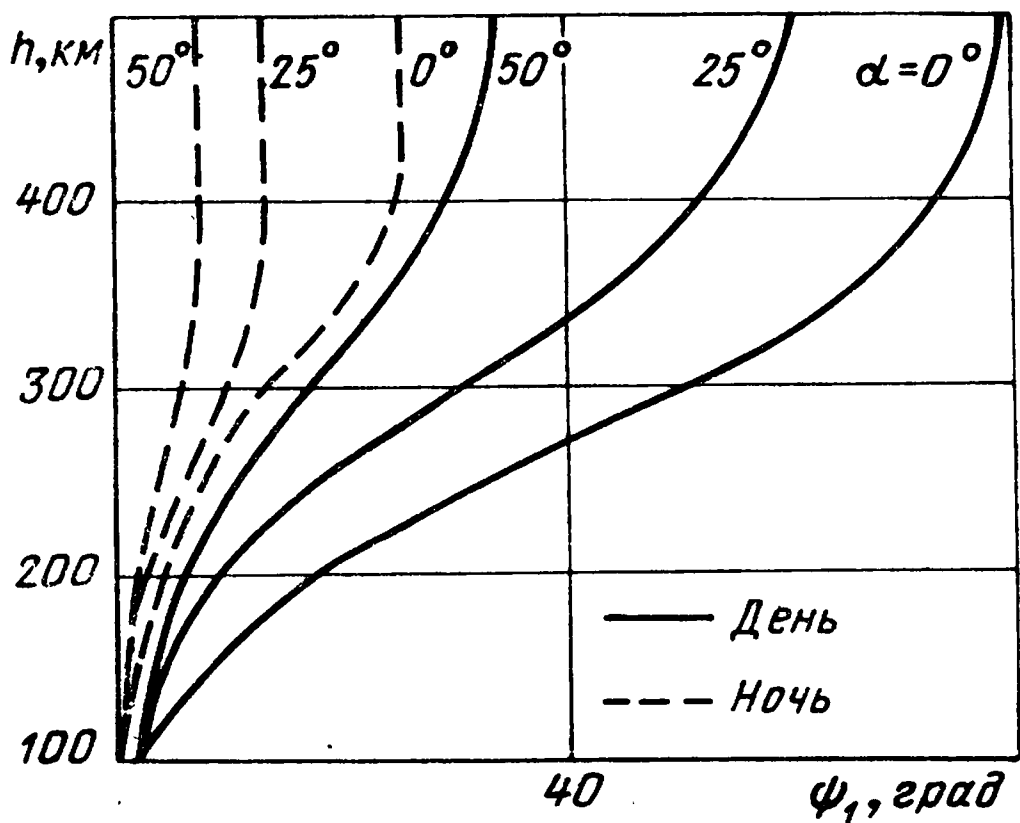


Рис. 42.

распространении в магнитном поле, направленном перпендикулярно направлению распространения.

Как следует из указанных кривых, анизотропия ионосферы проявляется гораздо сильнее при распространении волны в продольном магнитном поле. Кроме того, при прочих равных условиях разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами убывает обратно пропорционально квадрату частоты при распространении в направлении, параллельном магнитному полю Земли, и обратно пропорционально кубу

частоты при распространении в направлении, перпендикулярном магнитному полю.

Из рис. 40 следует, что влияние анизотропии ионосферы на поляризацию радиоволны можно не учитывать для волн короче 7—8 см.

2.9. Поглощение радиоволн в атмосфере

Поглощение в ионосфере

В § 1.1 были получены выражения для коэффициента затухания (1.1.17). Входящее в (1.1.17) значение p_0 определяется выражением [20]

$$p_0(r) = \sqrt{\frac{1}{2} \left[-\varepsilon + \sqrt{\varepsilon'^2 + (60 \lambda \sigma)^2} \right]}, \quad (2.9.01)$$

где ε' — диэлектрическая постоянная; σ — проводимость.

Для ионосферы, когда рабочая частота значительно выше числа столкновений ν в среде,

$$\sigma = \frac{2,82 \cdot 10^{-8}}{4\pi^2} \frac{N\nu}{f^2}, \quad (2.9.02)$$

$$\varepsilon' = 1 - 80,8 \frac{N}{f^2}.$$

Так как $\lambda = c/f$, то $60 \lambda \sigma = \frac{126}{\pi^2} \cdot \frac{N\nu}{f^3}$; подставляя это значение в (2.9.01), получим

$$p_0(r) = \sqrt{\frac{1}{2} \left[-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \left(\frac{126}{\pi^2} \cdot \frac{N\nu}{f^3} \right)^2} \right]}; \quad (2.9.03)$$

учитывая, что $\varepsilon'^2 \gg \frac{126}{\pi^2} \cdot \frac{N\nu}{f^3}$, имеем

$$\sqrt{\varepsilon'^2 + \left(\frac{126}{\pi^2} \cdot \frac{N\nu}{f^3} \right)^2} \approx \varepsilon' + \frac{1}{2\varepsilon'} \left(\frac{126}{\pi^2} \cdot \frac{N\nu}{f^3} \right)^2$$

и выражение (2.9.03) примет вид

$$p_0(\mathbf{r}) = \frac{20N(\mathbf{r}) \nu(\mathbf{r})}{\pi f^3 \sqrt{1 - \frac{80N(\mathbf{r})}{f^2}}}. \quad (2.9.04)$$

Так как в рассматриваемом диапазоне частот $80N_{\text{макс}}/f^2 \ll 1$, то формулу (2.9.04) можно переписать

$$p_0(\mathbf{r}) = \frac{20N(\mathbf{r}) \nu(\mathbf{r})}{L \pi f^3}. \quad (2.9.05)$$

Подставляя в (1.1.17) выражение для $p_0(\mathbf{r})$ из (2.9.05) и учитывая, что $k = 2\pi f/c$, получим

$$\Gamma = \frac{40}{cf^2} \int_0^L N(x) \nu(x) dx, \quad (2.9.06)$$

где L — расстояние объекта до точки наблюдения. Так как слой F_2 имеет наибольшую толщину и ионизацию, то в рассматриваемой модели атмосферы Земли он является определяющим и, как указывает Казанцев А. Н. [89], число соударений ν в нем не зависит от высоты. Тогда (2.9.06) можно переписать

$$\Gamma = \frac{40 \nu}{cf^2} \int_0^L N(x) dx. \quad (2.9.07)$$

Для рассматриваемой модели с треугольным распределением ионизации по высоте можно записать:

$$\begin{aligned} N(h) &= 0 && \text{при } 0 < h < h_2, \\ N(h) &= \frac{2N_{\text{макс}}}{H} (h - h_2) && \text{при } h_2 < h < h_2 + H/2, \\ N(h) &= \frac{2N_{\text{макс}} (h - h_2)}{H} - \frac{4N_{\text{макс}} (h - h_2 - H/2)}{H} && \text{при } h_2 + H/2 < h < h_2 + H, \\ N(h) &= 0 && \text{при } h_2 + H < h < \infty. \end{aligned} \quad (2.9.08)$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$N(h) = 0 \quad \text{при } h_2 + H < h < \infty.$$

Подставляя (2.9.08) в (2.9.07) и выражая h через x по (2.5.03) и $N_{\text{макс}}$ через $f_{\text{кр}}$ ($N_{\text{макс}} = f_{\text{кр}}^2/80$), после интегрирования получим

$$\Gamma(\alpha h) = 0 \quad \text{при } 0 < h < h^2,$$

$$\Gamma(\alpha h) = \frac{\nu_0 \sqrt{2a}}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[\sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (h - 3h_2 - a \sin^2 \alpha) + \sqrt{h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + a \sin^2 \alpha) \right]$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\Gamma(\alpha h) = \frac{\nu_0 \sqrt{2a}}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[\sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (h - 3h_2 - a \sin^2 \alpha) + \sqrt{h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + a \sin^2 \alpha) \right] -$$

$$- \frac{2\nu_0 \sqrt{2a}}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[\sqrt{h + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \left(h - 3h_2 - \frac{3H}{2} - a \sin^2 \alpha \right) + \sqrt{h_2 + \frac{H}{2} + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha) \right]$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Gamma(\alpha h) = \frac{\nu_0 \sqrt{2a}}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[\sqrt{H + h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (H - 2h_2 - a \sin^2 \alpha) + \sqrt{h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 - a \sin^2 \alpha) \right] -$$

$$- \frac{2\nu_0 \sqrt{2a}}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \left[\sqrt{H + h_2 + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} \left(H - 2h_2 - \frac{3H}{2} - a \sin^2 \alpha \right) + \sqrt{h_2 + \frac{H}{2} + \frac{a \sin^2 \alpha}{2}} (2h_2 + H + a \sin^2 \alpha) \right]$$

при $h_2 + H < h < \infty$.

(2.9.09)

Формулы (2.9.09) можно упростить, если отдельно рассматривать случаи больших и малых углов.

Для больших углов α

$$\Gamma(\alpha h) = \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \frac{(h - h_2)^2 \nu_0}{2Hc \sin \alpha} \quad \text{при } h_2 < h < h_2 + H/2,$$

$$\Gamma(\alpha h) = \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f} \right)^2 \frac{\nu_0 [4(h - h_2)H - 2(h - h_1)^2 - H^2]}{4Hc \sin \alpha}$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Gamma(\alpha h) = \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2 \frac{\nu_0 H}{4c \sin \alpha} \quad \text{при } h_2 + H < h < \infty. \quad (2.9.10)$$

Для малых углов α

$$\Gamma(\alpha h) = \frac{\sqrt{2a} \nu_0 (h^{3/2} + 2h_2^{3/2} - 3h_2 h^{1/2})}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2$$

при $h_2 < h < h_2 + H/2$,

$$\Gamma(\alpha h) = \frac{\sqrt{2a} \nu_0 [2h_2^{3/2} + 3h_2 h^{1/2} + 3Hh^{1/2} - h^{3/2} - 4(h_2 + H/2)^{3/2}]}{3cH} \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2$$

при $h_2 + H/2 < h < h_2 + H$,

$$\Gamma(\alpha h) = \frac{\nu_0 \sqrt{2a}}{3cH} \left[2(h_2 + H)^{3/2} + 2h_2^{3/2} - 4\left(h_2 + \frac{H}{2}\right)^{3/2} \right] \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2$$

при $h_2 + H < h < \infty$. (2.9.11)

Как следует из (2.9.10) и (2.9.11), коэффициент поглощения волны в ионосфере убывает обратно пропорционально квадрату частоты. По формулам (2.9.10) и (2.9.11) были рассчитаны коэффициенты поглощения при прохождении волны через ионосферу, при этом, как и ранее, принимались значения h_2 , H и $f_{\text{кр}}$ для дня и ночи и $\nu_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$.

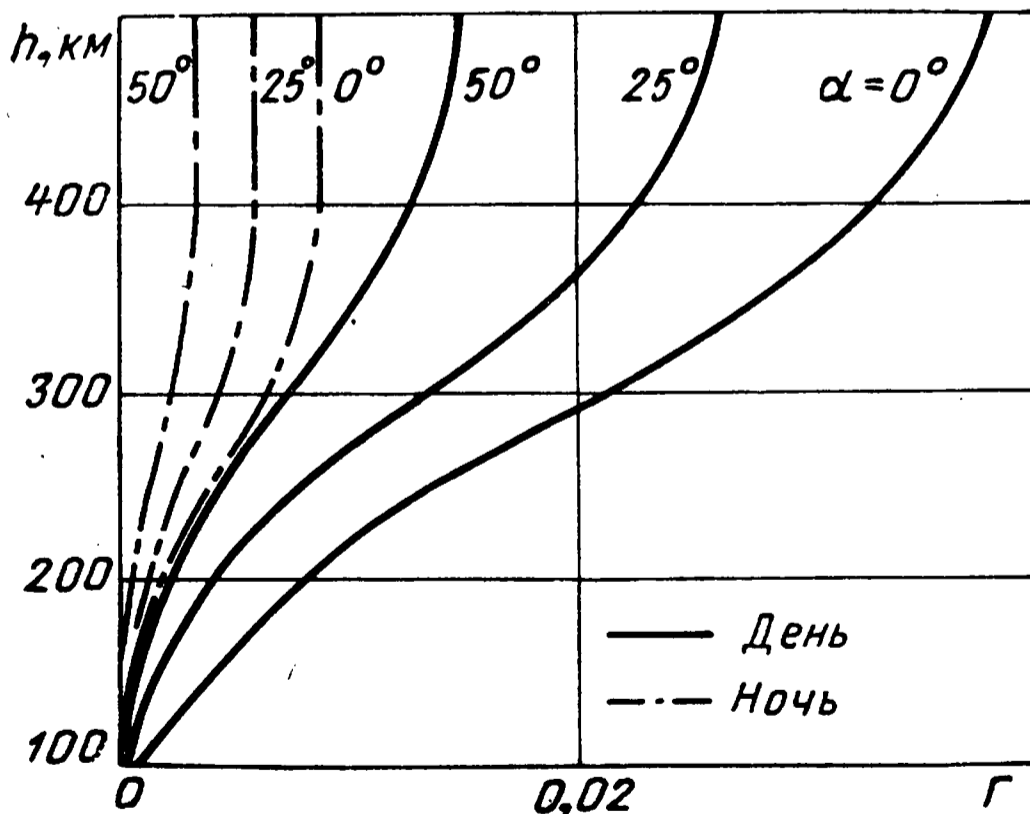


Рис. 43.

Результаты расчета зависимости коэффициента поглощения от высоты объекта для различных углов α при $f = 100 \text{ МГц}$ представлены на рис. 43.

Поглощение в тропосфере

До сих пор мы рассматривали поглощение радиоволн, обусловленное наличием электронов в атмосфере. С точки зрения распространения радиоволн в ионосфере влияние электронов является не только решающим, но единственным сколько-нибудь существенным. Однако, как выяснилось в последнее время, для сантиметровых и миллиметровых радиоволн дисперсия и поглощение в атмосфере (тропосфере) становятся заметными, а для некоторых интервалов частот определяющими. В этом случае поглощение электромагнитных волн связано с квантовыми эффектами, т. е. с изменением состояния молекул среды.

Как известно из квантовой теории излучения [21], при переходе молекулы с поглощением фотона из некоторого состояния 1 с энергией E_1 в состояние 2 с энергией E_2 коэффициент поглощения равен

$$\kappa(\omega) = \frac{4\pi e^2 |x_{1,2}|^2 \omega_0 \Delta\omega N_1}{3c\hbar [(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega)^2]},$$

где $e |x_{1,2}|$ — модуль матричного элемента дипольного момента, соответствующего переходу из состояния 1 в состояние 2 ; $\omega_0 \approx \omega_{1,2} = (E_2 - E_1)/h$; $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг · сек, $\Delta\omega$ — полуширина линии $\kappa(\omega_0 + \Delta\omega) = \frac{1}{2} \kappa(\omega_0)$; N_1 — концентрация рассматриваемых молекул в состоянии 1 .

По определению, κ есть величина, определяемая соотношением $S(z) = S_0 e^{-\kappa z}$, где $S(z)$ — поток излучения по прохождении пути z и S_0 — поток излучения при $z=0$.

Исследованием свойств молекул по поглощению микро- радиоволн в газах занимается целая область спектроскопии, называемая радиоспектроскопией молекул [22]. В воздухе поглощать радиоволны могут лишь молекулы O_2 и H_2O , так как все остальные молекулы не имеют ни электрического, ни магнитного момента [22—25]. Молекула O_2 является одной из немногих, обладающих в основном электронном состоянии магнитным моментом, обусловленным наличием у молекулы спина, равного \hbar . Основной терм молекулы имеет структуру ${}^3\Sigma_g^-$ и ее ротационные уровни характеризуются квантовым числом полного момента $j=1, 2, 3 \dots$ и ротационным квантовым числом $K=1, 3, 5, 7 \dots$ [26, 27].

Молекула воды принадлежит к молекулам типа асимметричного волчка, ее моменты инерции равны $1,023 \cdot 10^{-40}$, $1,94 \cdot 10^{-40}$ и $2,944 \cdot 10^{-40}$, а постоянный электрический мо-

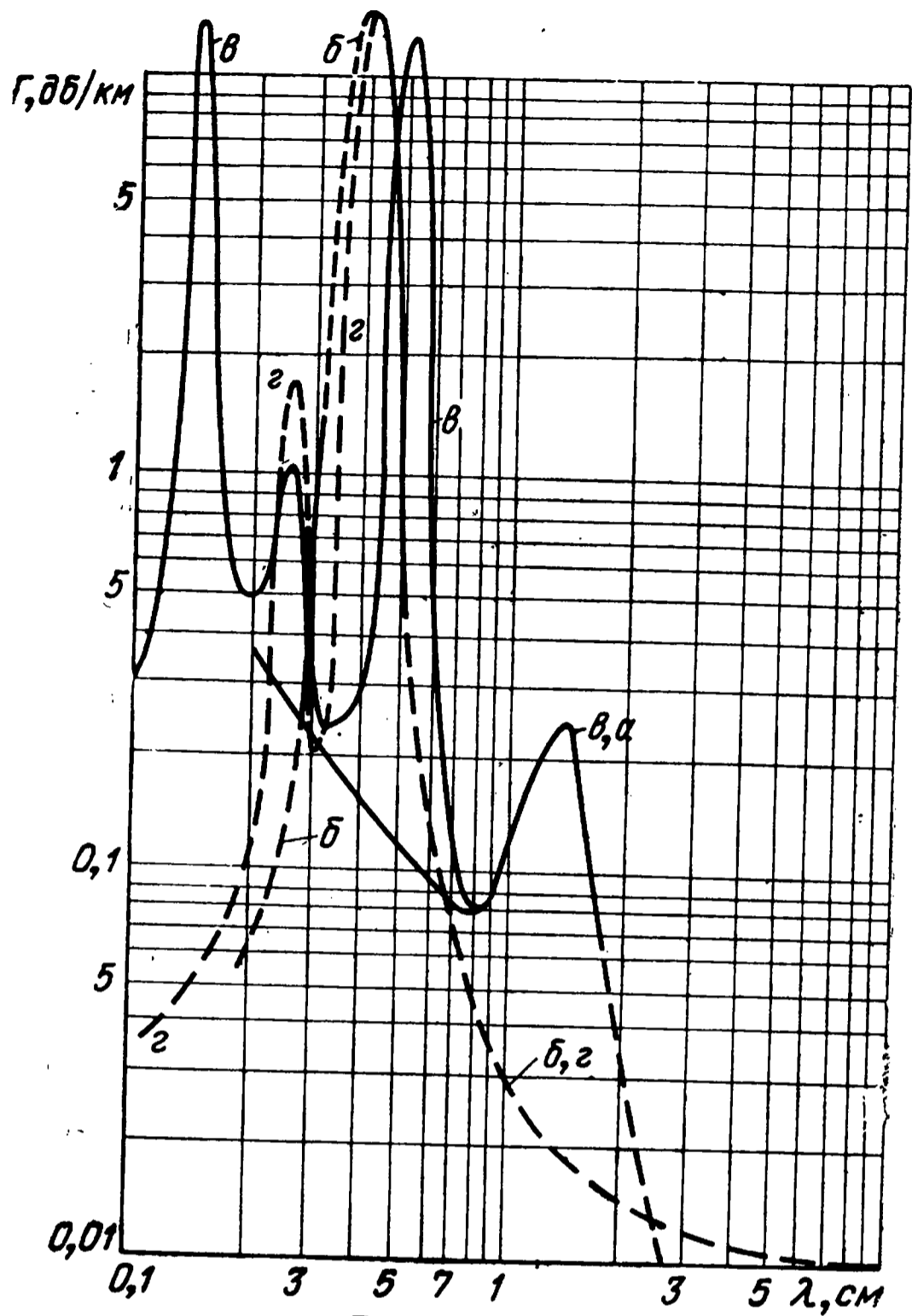


Рис. 44.

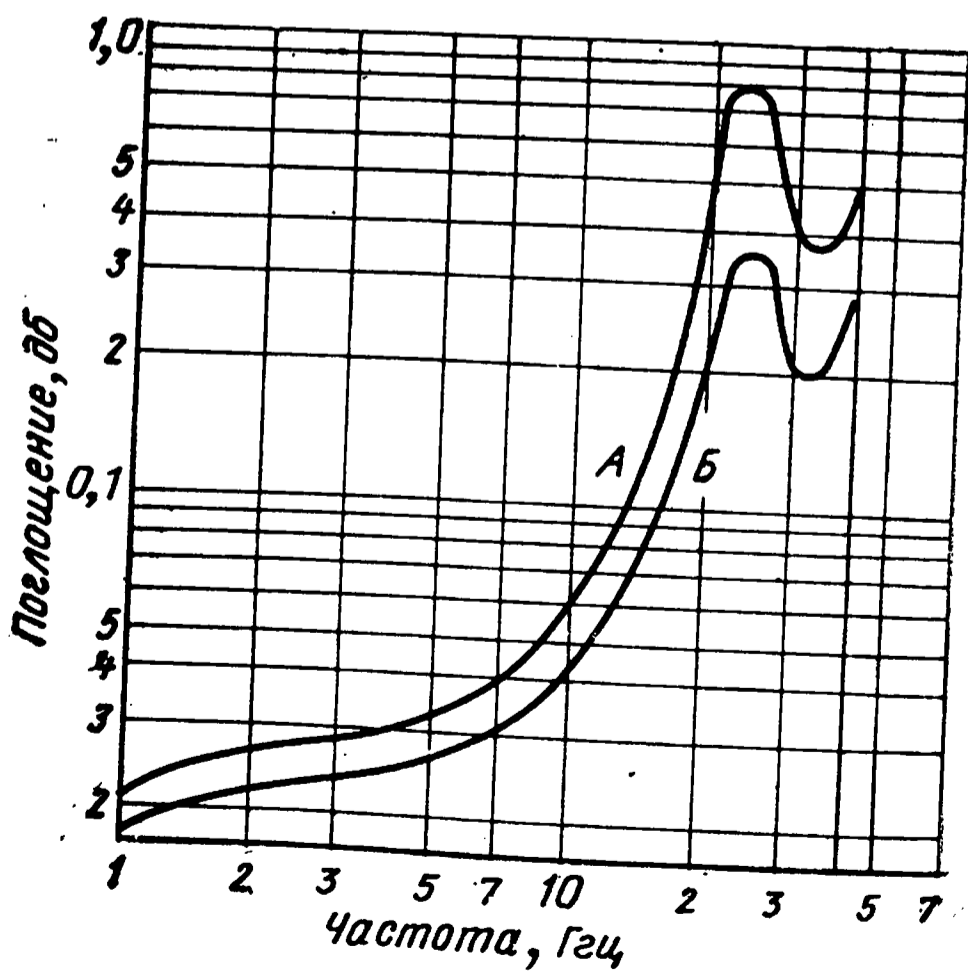


Рис. 45.

мент, равный $p_0 = 1,84 \cdot 10^{-18}$, направлен по одной оси со средним моментом инерции.

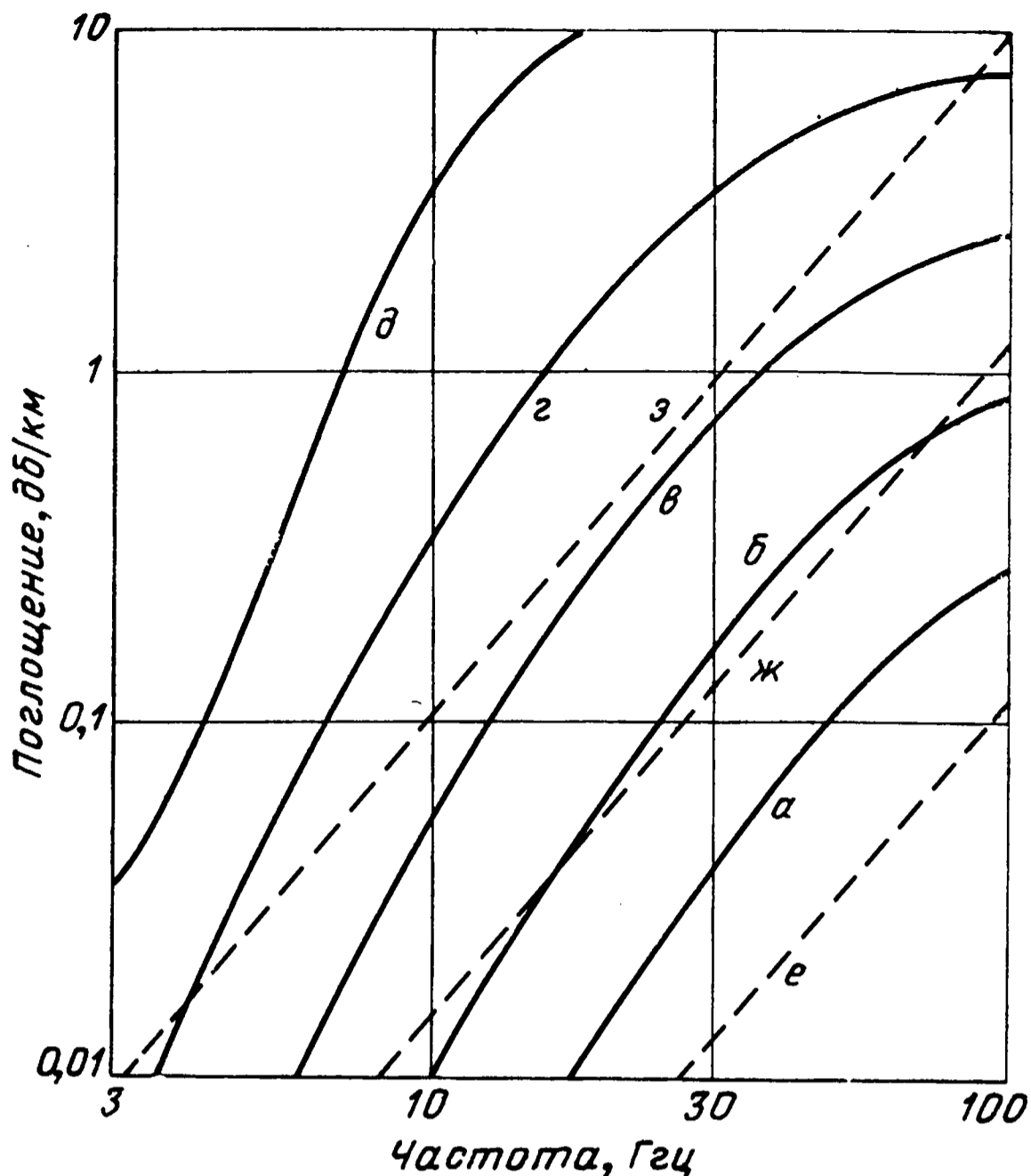
На рис. 44 приведены теоретические кривые поглощения радиоволн в тропосфере кислородом и водяным паром [28]. Кривая *a* — поглощение водяным паром при содержании воды 1% (при плотности конденсированной воды $\rho = 7,5 \text{ г/м}^3$), кривая *б* — поглощение кислородом. Кроме того, на рис. 44 приведена кривая *в*, уточняющая поглощение волн в диапазоне короче 1 см атмосферными парами воды по данным [29], а также кислородом (кривая *г*) по данным [30 и 31]. Во всех случаях $T = 293^\circ\text{К}$.

На рис. 45 приведены теоретические кривые ослабления сигнала в умеренно влажной тропосфере в зависимости от частоты при вертикальном распространении. Кривая *A* относится к случаю приема на уровне моря, кривая *B* — на высоте 2 км над уровнем моря [18].

В случае наклонной трассы значения, считываемые с кривых рис. 45, должны быть умножены на множитель *M*, зависящий от угла возвышения α (эффективной длины поглощаемой области), значения которого следующие:

α , град	0	5	7,5	10	30	90
<i>M</i>	80	11	7	5	2	1

Необходимо подчеркнуть, что при рассмотрении поглощения водяным паром в атмосфере предполагалось, что конденсированной воды в нем нет. В тумане, в облаках и при выпадении осадков имеет место дополнительное поглощение радиоволн, обусловленное как прямым поглощением энергии в водяных каплях, так и рассеянием радиоволн на этих каплях. В последнем случае поглощение волны обусловлено тем, что энергия рассеивается в сторону, причем эффект рассеяния зависит от отношения радиуса капель к длине волны и становится заметным для крупных капель. Влияние конденсированной воды на поглощение радиоволн ясно видно из кривых рис. 46 [19, 28], на котором представлено изменение поглощения в дожде, тумане и в облаках в зависимости от частоты. Сплошные кривые определяют поглощение в дожде: *a* — мелкий дождь с осадком 0,25 мм/час; *б* — слабый дождь (1 мм/час); *в* — средний дождь (4 мм/час); *г* — сильный дождь (16 мм/час); *д* — очень сильный дождь (100 мм/час).



Р и с. 46.

Пунктирные кривые определяют поглощение в тумане и облаках: *е* — при плотности конденсированной воды $\rho=0,032 \text{ г/м}^3$, видимости около 600 м; *ж* — при $\rho=0,32 \text{ г/м}^3$, видимости около 120 м; *з* — при $\rho=2,3 \text{ г/м}^3$, видимости около 30 м.

Для упрощения расчетов поглощения в тропосфере можно воспользоваться номограммами, представленными на рис. 47 и 48. На рис. 47 приведена номограмма для расчета поглощения в умеренно влажной атмосфере в зависимости от угла возвышения α при размещении наземного пункта и на высоте 0, 1, 2 и 3 км над уровнем моря. На номограмме показан пример расчета. Дано: $f=10 \text{ ГГц}$; $\alpha=5^\circ$; по номограмме определяем, что поглощение в атмосфере равно 0,6 дБ.

На рис. 48 приведена номограмма для определения поглощения в дожде. Кривая *а* — сильный дождь (16 мм/час); *б* — умеренный дождь (4 мм/час); *в* — слабый дождь, *г* — морозящий дождь (0,25 мм/час). Здесь же показан пример расчета. Дано: $f=10 \text{ ГГц}$; $\alpha=5^\circ$; протяженность дождя по горизонтали 8 км, вертикальная протяженность дождя 3 км. По номограмме определяем, что поглощение в дожде составит $3 \cdot 0,9 = 2,7 \text{ дБ}$.

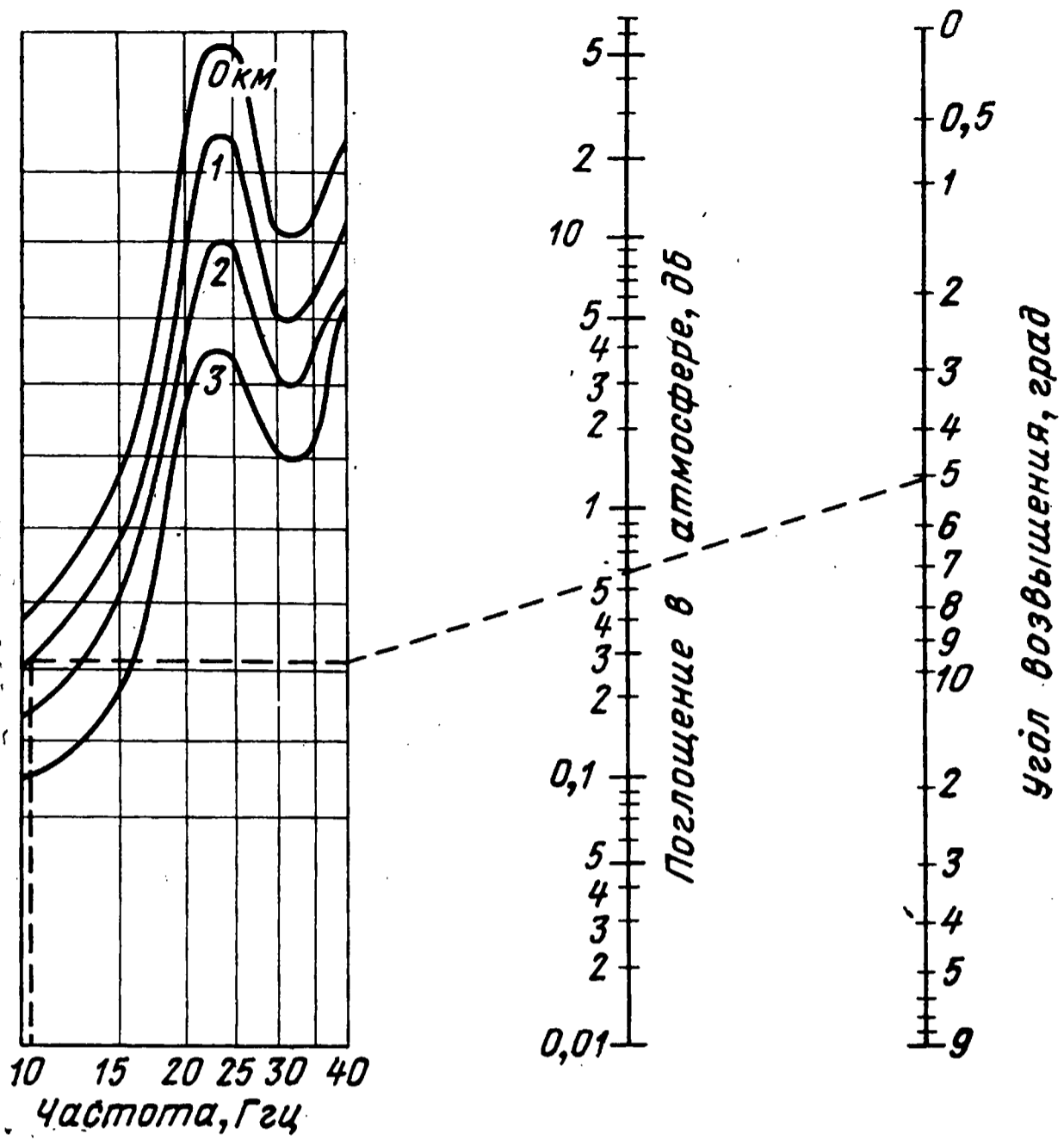


Рис. 47.

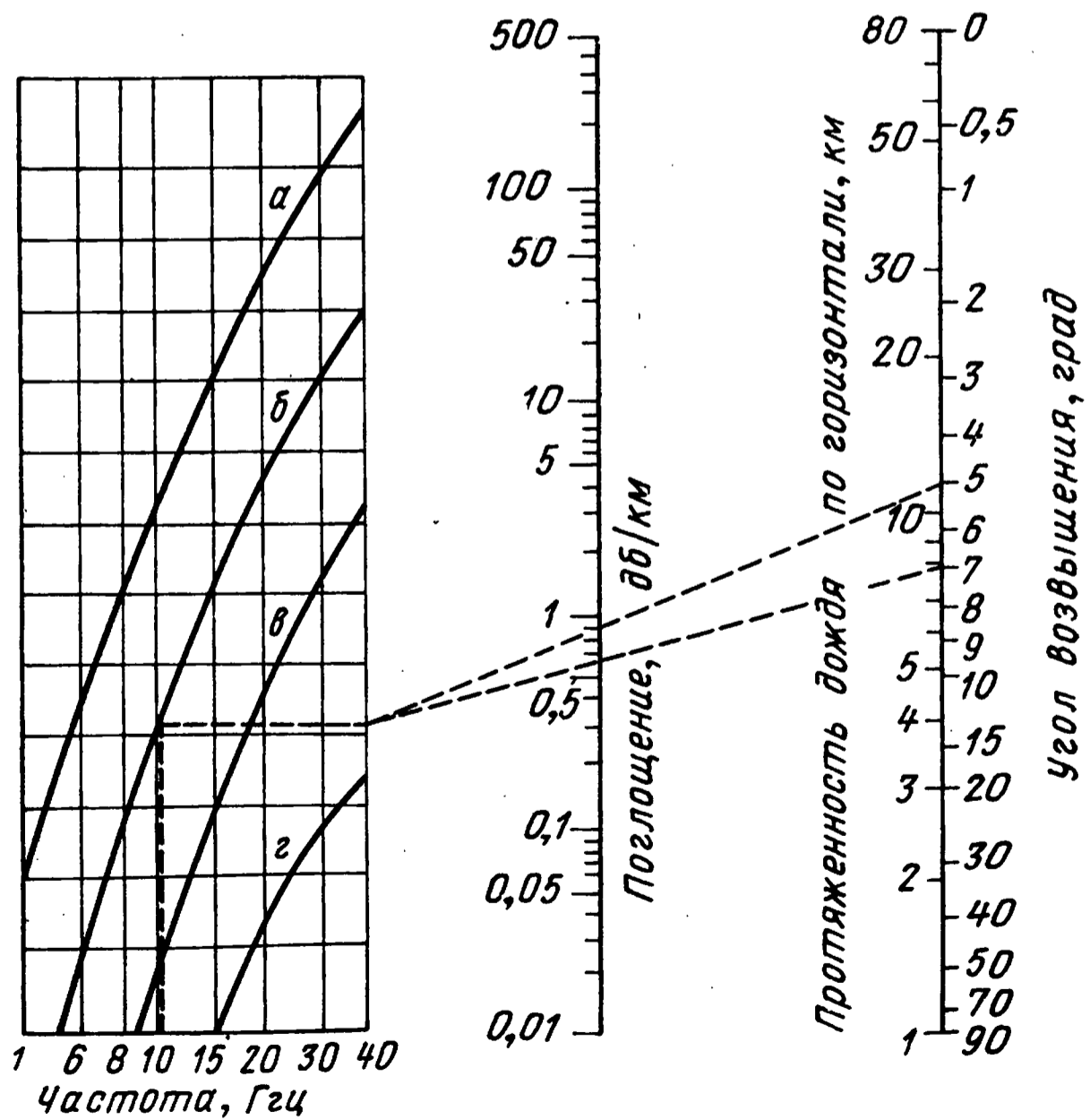


Рис. 48.

На основании приведенных кривых и данных регулярного зондирования тропосферы за период 1938—1945 гг. установлено, что с очень хорошим приближением можно принять линейное изменение давления водяного пара e с высотой h [32]:

$$e = 13,63 - 4 \cdot 10^{-5} h \text{ [мбар]}.$$

На основании этого выражения было рассчитано изменение относительной влажности с высотой и показано, что начиная с высоты 5400 м воздух оказывается совершенно сухим. Это хорошо согласуется с результатами зондирования.

Указанное имеет очень важное значение при выборе относительного участка диапазона для радиосвязи высоколетающего самолета с ИСЗ, так как в этом случае можно не учитывать поглощения волны водяным паром.

2.10. Влияние полярных сияний и высотных атомных взрывов

Когда при связи с ИСЗ волна, распространяясь, проходит через область, охваченную полярным сиянием или высотным ядерным взрывом, необходимо учитывать влияние этих явлений. В основном это влияние обусловлено увеличением локальной плотности ионизации атмосферы на высотах 60—110 км, вызывающим дополнительное поглощение к тому, которое имеет место при прохождении электромагнитной волны через ионосферу. Теоретические исследования показывают, что затухание проявляется в основном в пределах 16-км слоя с центром, расположенным на высоте примерно 72 км [23]. На рис. 49 приведены кривые, позволяющие определить поглощение сигнала при прохождении через ионизированную атмосферу на указанной высоте в зависимости от частоты и электронной плотности. Экспериментальные данные показывают, что полярные сияния в ряде случаев приводят к полному локальному нарушению связи на частотах ниже 100 Мгц. Для оценки влияния высотных ядерных взрывов на рис. 50 приведены значения плотности электронов, которую можно ожидать на высоте 72 км при учете всех ионизирующих излучений, вызванных взрывом бомбы мощностью 1 Мт на разных высотах [24], в зависимости от расстояния от центра взрыва.

Остановимся несколько подробнее на времени воздействия эффекта, связанного с атомным взрывом [24]. Как известно, уменьшение плотности электронов происходит либо

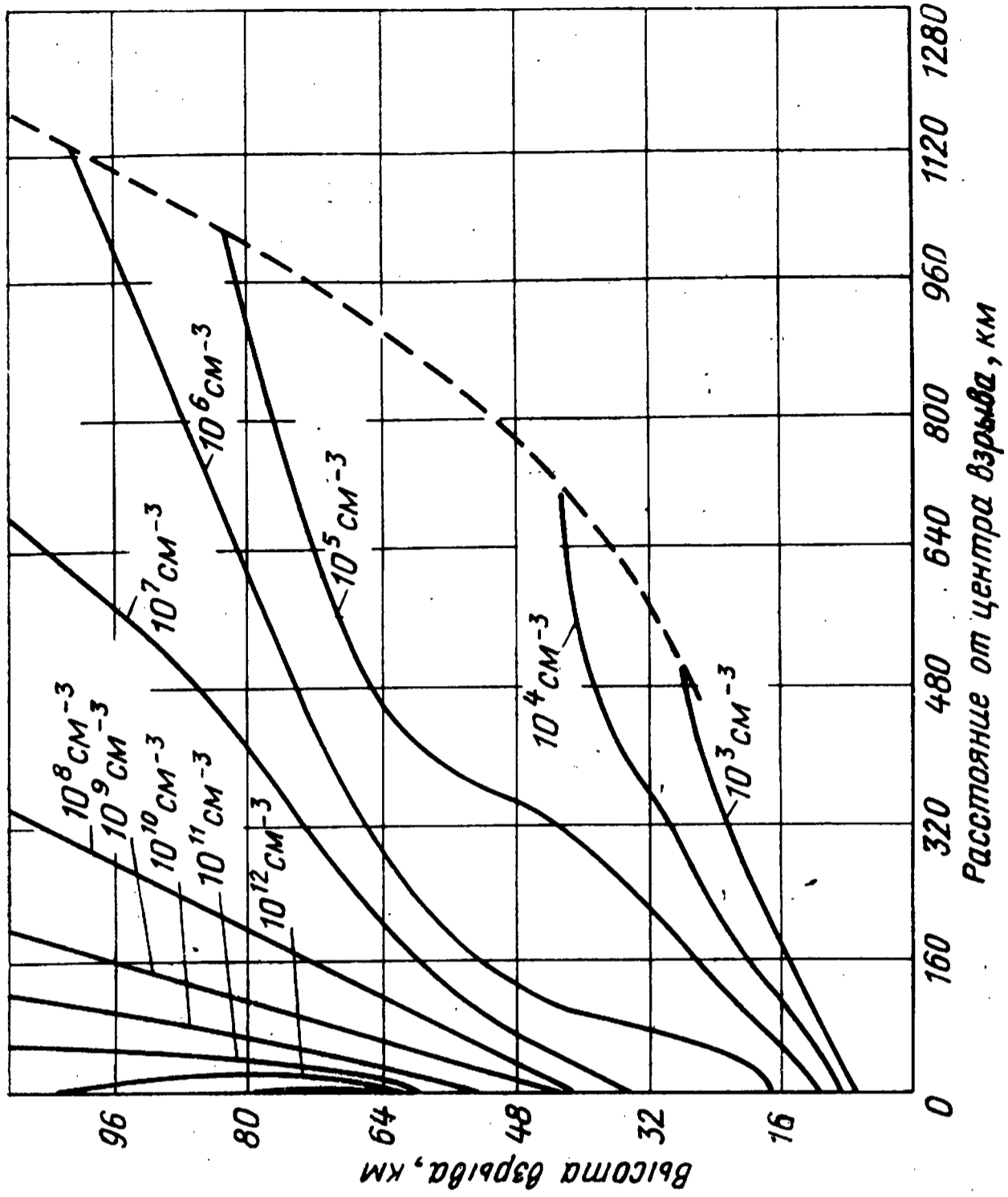


Рис. 50.

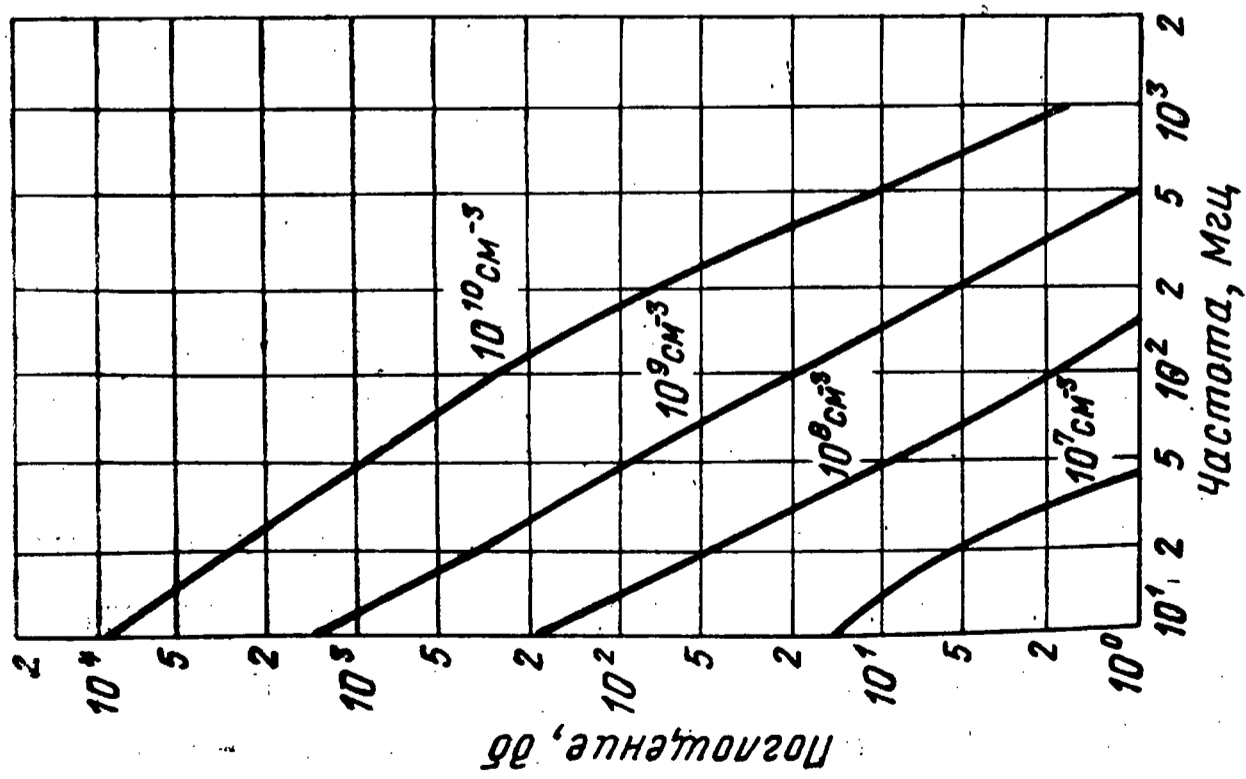


Рис. 49.

вследствие прилипания их к нейтральным атомам и молекулам, либо при рекомбинации с положительными ионами.

Днем основное значение имеет процесс рекомбинации, скорость которой равна αN^2 , где $\alpha = 10^{-7} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ — коэффициент рекомбинации на высоте 72 км, тогда число рекомбинаций в 1 см^3 за секунду будет $10^{-7} N^2$.

Если в момент ядерного взрыва плотность электронов равна N_0 и если дальнейшей ионизации не происходит, то плотность электронов N через t секунд после взрыва определится из выражения

$$N = \frac{N_0}{1 + 10^{-7} N_0 t}.$$

Если N_0 велико, то при $t \geq 1 \text{ сек}$ единицей в знаменателе можно пренебречь, и тогда

$$N = 10^7 t^{-1},$$

т. е. независимо от того, как велика была электронная плотность в первый момент, через одну секунду она упадет до 10^7 см^{-3} и далее для уменьшения плотности электронов от 10^7 до 10^6 потребуется 10 сек, от 10^5 до 10^4 —100 сек и т. д.

В ночное время основное значение имеет процесс прилипания, скорость которого пропорциональна плотности электронов (N) и нейтральных частиц (N_n) и, следовательно, равна $\beta N N_n$, где β — коэффициент прилипания. На высоте 72 км β имеет значение порядка $10^{-16} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, а $N_n = 1,6 \cdot 10^{15}$, тогда плотность электронов ночью в любое время определяется из выражения

$$N = N_0 e^{-0,16 t} \approx N \cdot 10^{-0,07 t}.$$

Таким образом, ночью после того как плотность электронов достигнет $1,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, она начинает уменьшаться в 10 раз в течение каждых 15 сек. Электроны в процессе прилипания к нейтральным частицам образуют отрицательные ионы. После восхода Солнца под действием лучистой энергии электронная плотность быстро растет до значения, соответствующего дневным условиям. Этому способствует тот факт, что среди продуктов взрыва, задержанных температурной инверсией на высоте примерно 70 км, имеется большое число

элементов со сравнительно небольшим потенциалом ионизации: 4,19 эв (Rb); 5,68 эв (Sr); 3,86 эв (Cs); 6,6 эв (V); 6,9 эв (Zr); 5,21 эв (Ba) и др.

Повышенная электронная плотность может наблюдаться в течение нескольких дней после взрыва, пока воздушные течения не уменьшат существенно концентрацию продуктов деления. Теоретический расчет показывает, что воздействие высотных ядерных взрывов незначительно для линий связи с ИСЗ при работе на частотах выше 100 Мгц [1].

Энергетический расчет линии радиосвязи с ИСЗ

После определения влияния атмосферы Земли на волны, проходящие через нее, рассмотрим вопросы, связанные с энергетическим расчетом линии радиосвязи с ИСЗ, причем это рассмотрение проведем только с точки зрения особенностей распространения радиоволн и вопросов, непосредственно с ними связанными.

При расчете линии связи с ИСЗ, как и при расчете любой линии радиосвязи, задача сводится к определению необходимой мощности сигнала на входе приемника. Выше было указано, что при работе в «радиоокне» на частотах выше 100 Мгц поглощение в атмосфере Земли можно не учитывать и считать условия распространения волн аналогичными условиям распространения в свободном пространстве. При этом мощность принимаемого сигнала в точке приема P_1 может быть определена по протяженности линии радиосвязи d , усилению приемной $G_{\text{пр}}$ и передающей $G_{\text{пер}}$ антенн, мощности излучения $P_{\text{и}}$ и рабочей частоте f из выражения

$$P_1 = k \frac{P_{\text{и}} G_{\text{пр}} G_{\text{пер}}}{f^2 d^2}, \quad (3.0.01)$$

где k — постоянный коэффициент.

Из выражения (3.0.01) следует, что отношение принимаемой мощности к излучаемой определяется из соотношения

$$\frac{P_1}{P_{\text{и}}} = k \frac{G_{\text{пр}} G_{\text{пер}}}{f^2 d^2}. \quad (3.0.02)$$

Если на обоих концах радиолинии (на спутнике и на Земле или на спутниках при связи спутник—спутник) используются малонаправленные антенны, например полуволновые вибраторы с $G_{\text{пр}} = G_{\text{пер}} = 1,64$, то, как видно из

(3.0.02), отношение принимаемой мощности к излучаемой обратно пропорционально квадрату и равно

$$\frac{P_1}{P_{\text{и}}} = \frac{k'}{f^2}, \quad (3.0.03)$$

где

$$k' = \frac{k \cdot 1,64^2}{d^2}.$$

Из (3.0.03) следует, что в случае применения на радиолинии ненаправленных антенн желательно использовать более низкие частоты из-за уменьшения эффективной площади приемной антенны с увеличением частоты.

Рассмотрим, как изменится зависимость отношений принимаемой мощности к излучаемой от частоты в случае применения на одном конце радиолинии направленной антенны с эффективной площадью A м². Усиление такой антенны равно

$$G = 4\pi Af^2. \quad (3.0.04)$$

Подставляя (3.1.04) в (3.1.02), получим

$$\frac{P_1}{P_{\text{и}}} = k \frac{4\pi GA}{d^2} = k'' . \quad (3.0.05)$$

В этом случае, как следует из (3.0.05), отношение мощностей не зависит от частоты.

И, наконец, рассмотрим, как изменится отношение принимаемой мощности к излучаемой в зависимости от частоты, когда на обоих концах радиолинии применены направленные антенны с эффективными площадями A_1 и A_2 .

В этом случае выражение (3.0.02) с учетом (3.0.04) можно записать

$$\frac{P_1}{P_{\text{и}}} = \frac{4\pi^2 k A_1 A_2 f^2}{d^2} k''' f^2. \quad (3.0.06)$$

Выражение (3.0.06) указывает, что, когда на обоих концах радиолинии используются направленные антенны, наиболее эффективно применять более высокие частоты.

Приведенные выражения позволяют по излучаемой мощности, усилению антенн, протяженности линии радиосвязи и рабочей частоте определить мощность сигнала на входе приемника. Однако это может оказаться недостаточным для определения условий приема информации с достаточной на-

дежностью. С тем чтобы информация могла быть принятой, необходимо, чтобы мощность сигнала на входе приемника имела такую величину, при которой обеспечивалось бы необходимое отношение сигнал/шум, т. е. необходимое качество сигнала на выходе приемника, обычно заданное. Оно определяется назначением линии радиосвязи и видом передаваемой информации. Мощность шума на входе приемника определяется собственными шумами приемника и дополнительными внешними факторами, влияние которых обычно оценивается по увеличению эквивалентной шумовой температуры приемника. Поэтому кратко рассмотрим вопросы, связанные с определением эффективной температуры шумов на входе приемника, с влиянием направленности антенн, законами движения спутников на орбите, временем их существования и др.

3.1. Законы движения спутников Земли

Спутники Земли могут быть запущены на орбиты, отличающиеся следующими параметрами:

- а) формой (круговая или эллиптическая);
- б) высотой над поверхностью Земли;
- в) наклоном плоскости орбиты к плоскости экватора Земли.

Как известно, к движению спутника вокруг Земли применимы законы Кеплера, определяющие движение планет вокруг Солнца. Отсюда следует, что «свободно» летящий ИСЗ в отличие от самолета или снаряда не может двигаться по любой траектории над поверхностью Земли, а может двигаться лишь по такой орбите, плоскость которой обязательно проходит через центр Земли. В соответствии с первым зако-

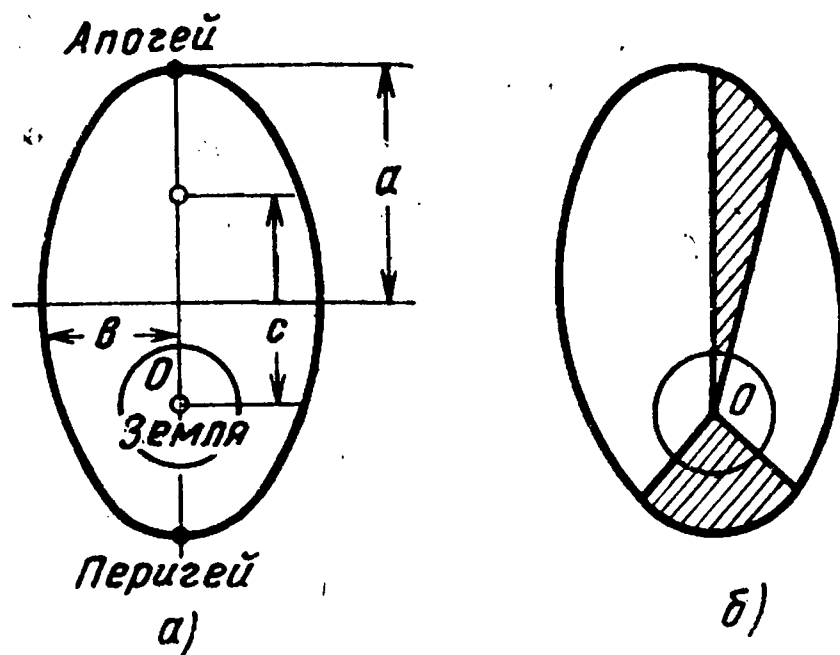


Рис. 51.

ном Кеплера один из фокусов эллипса, по которому движется ИСЗ, должен находиться в центре Земли, второй фокус будет находиться на таком же расстоянии от апогея орбиты спутника, на каком центр Земли находится от перигея (рис. 51, а).

Точная форма орбиты определяется эксцентриситетом e , равным отношению расстояний между фокусами c к большой оси $2a$. Если начальная высота апогея равна h_{a0} , высота перигея равна $h_{п0}$, то значение эксцентриситета определяется из выражения

$$e_0 = \frac{h_{a0} - h_{п0}}{h_{a0} + h_{п0} + 2R}, \quad (3.1.01)$$

где h_{a0} , $h_{п0}$ — начальные их значения.

При $e_0=0$ эллипс вырождается в окружность, и орбита будет круговой. Круговые и эллиптические орбиты делятся, в свою очередь, на:

а) полярные, если плоскость орбиты включает ось вращения Земли;

б) наклонные, если плоскость орбиты не включает ось вращения Земли и не ортогональна ей;

в) экваториальные, если плоскость орбиты совпадает с экваториальной плоскостью Земли.

Выбор конкретного вида орбиты спутника определяется теми задачами, которые он призван решать.

Кроме характера орбиты спутника для практических целей представляет интерес определение скорости движения спутника в пределах выбранной орбиты, а также период его обращения.

Скорость невозмущенного движения ИСЗ, обращающегося по круговой орбите с радиусом r (отсчитываемым от центра Земли), может быть определена из равенства силы

тяготения $F_T = K \frac{mM}{r^2}$ центробежной силе $F_{ц} = \frac{mv_k^2}{r}$, т. е.

$$v_k = \sqrt{\frac{KM}{r}},$$

где K — постоянная тяготения, равная $6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$; M — масса Земли, равная $5,974 \cdot 10^{27} \text{ г}$; m — масса ИСЗ, г; v_k — круговая скорость движения ИСЗ, см/сек.

Выражение для круговой скорости движения ИСЗ можно записать в другой форме, используя значение круговой скорости v_0 некоторого гипотетического спутника, движущегося по круговой орбите с радиусом R_1 , равным экваториальному

радиусу Земли ($R_1 = 6,4 \cdot 10^8$ см). Тогда, с учетом того, что $v_0 = 7,9 \cdot 10^5$ см/сек, можно записать

$$v_k = 7,9 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{R_1}{r}} = \frac{630}{\sqrt{r}} \text{ [км/сек]}. \quad (3.1.02)$$

Как следует из выражения (3.1.02), с увеличением расстояния r скорость v_k уменьшается.

Учитывая второй закон Кеплера, можно определять скорость движения спутника v_s по эллиптической орбите

$$v_s = v_k \sqrt{\frac{1 + 2e_0 \cos \theta + e_0^2}{1 - e_0^2}}, \quad (3.1.03)$$

где θ — угол между направлением из центра Земли на перигей орбиты и в точку, в которой определяется скорость движения ИСЗ.

В соответствии со вторым законом Кеплера радиус-вектор спутника в равные промежутки времени описывает равные площади (рис. 51, б), т. е. скорость движения спутника вблизи перигея больше скорости вблизи апогея.

Период обращения ИСЗ, движущегося по круговой орбите, определяется

$$T_k = \frac{2\pi r}{v_k} = 10^{-2} \sqrt{r^3} \text{ [сек]} = 1,66 \cdot 10^{-4} \sqrt{r^3} \text{ [мин]}. \quad (3.1.04)$$

Для гипотетического спутника, движущегося по круговой орбите с радиусом, равным эквивалентному радиусу Земли, период обращения $T_0 = 84,4$ мин. С учетом этого $T_k = T_0 (r/R)^{3/2}$. Согласно третьему закону Кеплера квадраты времени обращения спутников вокруг Земли пропорциональны кубам больших полуосей орбит. Отсюда период обращения спутника по эллиптической орбите с большой полуосью a равен

$$T_s = T_0 \left(\frac{a}{R} \right)^{3/2}. \quad (3.1.05)$$

Этот период обращения ИСЗ называется сидерическим или звездным, он не зависит от движения спутника относительно Земли и оказывается одинаковым для спутников, движущихся на одной высоте по полярным и экваториальным орбитам.

Для наблюдателя, находящегося на Земле, период обращения ИСЗ будет зависеть от орбиты, направления движения спутника относительно Земли и не будет совпадать с си-

дерическим периодом. Особенно резким это различие будет для ИСЗ, движущихся по экваториальным орбитам.

Из табл. 1 видно различие сидерического и наблюдаемого периода спутника, движущегося по круговым экваториальным орбитам в направлении запад—восток (т. е. в сторону движения Земли).

Т а б л и ц а 1

Высота орбиты, км	Период, час	
	сидерический	наблюдаемый
1 700	2,0	2,18
10 400	6	8
14 000	8	12
20 200	12	24
36 000	24,0	бесконечность

Как следует из таблицы, при движении ИСЗ по экваториальной орбите с высотой 36 000 км в ту же сторону, что и Земля, для наблюдателя, находящегося на Земле, спутник будет казаться неподвижным. Орбиты высотой 10 000 и 14 000 км интересны тем, что наблюдатель на Земле сможет увидеть данный спутник соответственно три и два раза в день в одном и том же месте.

Из аэродинамических условий следует, что при одинаковой мощности ракеты-носителя на эллиптическую орбиту можно доставить больший груз, чем на круговую с высотой, равной апогею эллиптической орбиты. Согласно 2-му закону Кеплера при движении ИСЗ по эллиптической орбите отношение времени видимости спутника к его периоду обращения оказывается значительно большим, чем в случае движения ИСЗ по круговой орбите. Таким образом, длительность сеанса связи при указанных условиях будет больше в случае эллиптических орбит. При создании систем связи с использованием ИСЗ в качестве ретранслятора предпочтительно применение высоких орбит, так как при меньшем числе ИСЗ возможен охват связью больших площадей, однако при этом несколько усложняется наземное и бортовое оборудование.

Все многочисленные задачи связи, решаемые с помощью ИСЗ, разделяются на две большие группы: глобальные системы связи и локальные системы связи. В литературе описываются различные способы решения обеих групп задач, некоторые из которых приведены ниже. Так, в [35] рассматривается глобальная система связи на базе трех стационар-

ных спутников, имеющих эквидистантное расположение с интервалом 120° и обеспечивающих «освещение» 98% площади земной поверхности, за исключением небольших районов около полюсов. Создание системы связи на стационарных спутниках встречает пока ряд трудностей практического характера, связанных с выводом тяжелого спутника на высокую орбиту, поддержанием его положения на орбите (компенсацией возмущающего действия гравитационных полей Луны и Солнца) и с необходимостью точной ориентации антенной системы спутника на Землю.

В работе [36] приведены данные о системе связи на базе спутников на эллиптических орбитах с апогеем в северном полушарии, которая помимо задачи обеспечения связи наземных пунктов, лежащих между 30 и 60° с. ш., решит еще и задачу связи в северном полярном бассейне, где наличие зоны аномального поглощения не позволяет иметь надежную связь на коротких волнах.

В декабре 1968 г. выведен на сильно эксцентрическую орбиту с перигеем 440 км и апогеем 222 тыс. км спутник Neos-A, в создании которого и в разработке оборудования для него принимали участие фирмы ФРГ, Франции, Бельгии, Англии и США [37].

В ноябре 1969 г. осуществлен запуск первого западно-германского исследовательского спутника Azur, который выведен на близкую к полярной (103°) эллиптическую орбиту с перигеем 387 км и апогеем 3150 км с начальным периодом обращения 121,96 мин [38].

С точки зрения оптимальной радиоосвещенности целесообразно было бы строить систему связи со спутниками, находящимися на полярных орбитах. Но вследствие отклонения гравитационного поля Земли от центрального, апогей будет дрейфовать в плоскости орбиты и через некоторое время переместится в южном направлении. Анализ движения спутника с учетом отклонения гравитационного поля Земли от центрального, проведенный в [39], показывает, что скорость ухода апогея равна нулю при наклоне орбиты к плоскости экватора, составляющем 63° . Расчеты времени одновременной видимости спутника из Нью-Йорка и Лондона показали, что один спутник на наклоненной под углом 63° эллиптической орбите с высотой в апогее 20 000 км и в перигее 500 км и с периодом обращения 6 час виден одновременно в обоих пунктах около 9 час в сутки. Четыре спутника, соответствующим образом синхронизированные, обеспечивают почти круглосуточную радиоосвещенность всех точек земной поверхности выше 40° с. ш.

Для снижения затрат на создание системы спутников и удобства ее обслуживания желательно иметь в системе минимальное число спутников, т. е. иметь систему высоколетящих спутников. При этом увеличивается время одновременной радиовидимости одного спутника, облегчается задача синхронизации орбит спутников, однако для создания такой системы необходимы более мощные ракеты для выведения ИСЗ на орбиту.

Но для снижения энергетических затрат на радиолинии желательно уменьшать высоту орбиты, что может быть достигнуто за счет увеличения числа спутников.

Следовательно, выбор высоты и типа орбит зависит от многих факторов тактического и экономического характера и решение может быть только компромиссным и должно учитывать различные аспекты создания всей системы связи в целом, а не только системы спутников.

В работе [40] определялись общие затраты на создание системы глобальной связи с помощью стационарных спутников и ее окупаемость. Предполагалось, что на первом этапе она будет состоять из 11 крупных и 23 малых наземных станций, расположенных на территории различных государств. Общие затраты на создание всей системы связи определены в 160 млн. долл. Были произведены расчеты минимального количества каналов на каждой наземной станции, при котором осуществляется окупаемость вкладываемых средств и обеспечивается доход в 15% от вложенного капитала. Найдено, что минимальное число каналов равно для малых станций 13 или 11 в зависимости от срока службы спутников (2 или 3 года). Для крупных станций оно равно соответственно 242 или 200 каналам.

В работе [41] даны описания глобальной системы связи с использованием спутников на несинхронных орбитах и приведены экономические показатели этой системы. Система состоит из 12 спутников, выводимых на круговые экваториальные орбиты высотой 12 000 км с периодом обращения 12 час и весом каждого спутника 16 кг. Область, обслуживаемая системой связи, разбивается на 6 зон, оконечные станции внутри которых могут непосредственно связываться друг с другом. Общее количество оконечных станций равно 70, ретрансляционных — 6. В предположении, что срок службы спутника равен четырем годам, вероятность его успешного запуска составляет 0,75 и срок службы наземного оборудования и сооружений 20 лет, найдено, что суммарные затраты по системе за 8 лет составят 193,4 млн. фунтов стерлингов. Общее число каналов в рассматриваемой системе должно быть в 1970 г. — 960 и в 1980 г. — 2000. Предполагается, что за

8 лет эксплуатации системы, начиная с 1970 г., можно получить доход около 37 млн. фунтов стерлингов. Эта величина больше суммарных затрат на создание и эксплуатацию системы.

Как сообщается в работах [40 и 41], обсуждаемые системы на современном этапе развития ракетной техники обладают высокой экономической эффективностью.

Как сообщает фирма METRA International (Париж) [42—43], проведенные ею исследования говорят и о высокой рентабельности спутниковой связи.

Отсюда становится понятным тот огромный размах работ, проводимых в различных странах, по созданию спутниковой связи. Так, по сообщению печати [44], между правительством Канады и промышленными фирмами ведутся переговоры по вопросу совместной работы над программой создания канадской системы связи с помощью спутников. Эта система должна обеспечить передачу телевизионных программ, телефонных сообщений и различных данных на территории Канады, а также позволить осуществить телевизионные передачи во Францию, Англию и некоторые отдаленные северные районы. В соответствии с программой планируется изготовление двух связных спутников, из которых один будет запущен на стационарную орбиту над экватором, а другой останется резервным. Кроме того, намечается строительство двух основных приемо-передающих наземных станций и пяти менее мощных станций, а также тридцати приемных станций для передачи телевизионных программ в отдаленные районы. Предполагается, что для передачи информации будет использоваться от 4 до 12 каналов. Каждый канал обеспечивает передачу или одной телевизионной программы, или 600 двухсторонних телефонных разговоров. Стоимость работ по программе создания канадской системы связи с помощью спутников оценивается в 100 млн. долл.

По сообщениям западной печати, правительство ФРГ ассигновало на исследования космического пространства 1,825 млрд. западногерманских марок на период 1967—1971 гг. [45].

Фирмами Marconi (Англия), Siemens и AEG, Telefunken (ФРГ), Philips Telecommunicatie Industrie (Голландия), RCA-Victor (Канада) и STS (Италия) организован консорциум Eurocan, задачей которого является создание спутниковой системы связи для НАТО. Запрашиваемая консорциумом по контракту сумма составит 28,8 млн. долл. Предполагается построить в первую очередь семь наземных станций с антеннами диаметром 12 м и во вторую очередь — шесть станций с антеннами диаметром 6 м. Станции будут установ-

лены на территории стран — участниц НАТО и должны обеспечить организацию гибкой и надежной системы связи. Рассчитывают, что все станции будут стационарными, однако при конструировании должна быть предусмотрена их полная транспортабельность и возможность быстрой передислокации [46].

Считается, что стоимость работ по созданию тактической системы связи Mallard, которая должна поступить на вооружение в 1975—1977 гг., составит около 1 млрд. долл. В разработке проекта системы Mallard участвуют четыре страны — США, Англия, Канада и Австралия [47].

3.2. Определение времени существования ИСЗ

Как известно, вследствие сопротивления атмосферы Земли происходит рассеяние энергии спутника и его постоянное снижение. При движении на больших высотах в разреженных слоях атмосферы сопротивление последней мало и время движения спутника может оказаться весьма значительным. При движении на сравнительно небольших высотах 100—150 км время существования спутника невелико, и при малых поперечных нагрузках спутник может не совершить даже одного оборота вокруг Земли.

Для оценки времени движения спутника по орбите применяются различные приближенные методы, использующие различные энергетические соображения, однако все они основаны на том, что потери энергии происходят в основном в области перигея, когда спутник подходит к Земле наиболее близко.

В [39] приводятся данные, позволяющие определить время существования спутника на орбите в зависимости от начальных значений высоты в апогее h_a и в перигее h_p . Число оборотов спутника вокруг Земли определяется из выражения

$$N = \nu \frac{M}{F} \frac{1}{g c_x}, \quad (3.2.01)$$

где M — вес спутника; F — площадь миделя; c_x — коэффициент аэродинамического сопротивления и g — ускорение силы тяжести.

Значения величины ν [$\text{м}^3/\text{кг} \cdot \text{сек}^2$] в зависимости от высоты спутника в апогее и в перигее приведены в табл. 2.

В той же таблице во второй строке приведены значения скорости спутника в перигее v_p [$\text{м}/\text{сек}$] в начале его движения.

Высота в перигее, км	Высота в апогее, км															
	160	180	200	220	240	260	300	360	400	500	700	800	1000	1200	1400	1600
160	0,121	0,204	0,360	0,500	0,700	0,889	1,38	2,19	2,89	5,42	8,34	10,9	17,2	25,3	35,4	47,4
180	7811	7819	7825	7830	7836	7843	7854	7871	7884	7911	7966	7993	8045	8096	8144	8191
200	—	0,445	0,750	1,17	1,61	2,22	3,61	5,75	7,50	12,7	23,9	31,1	46,9	64,2	82,3	101
220	—	7802	7807	7812	7818	7824	7836	7854	7865	7893	7948	7975	8027	8078	8126	8173
240	—	—	1,31	2,19	3,25	4,51	7,28	12,5	16,8	28,3	56,2	73,4	111	152	195	237
260	—	—	7790	7795	7800	7807	7818	7835	7847	7875	7930	7957	8009	8060	8108	8155
280	—	—	—	3,43	5,50	7,83	13,5	24,5	32,9	57,0	116	152	231	316	401	485
300	—	—	—	7777	7783	7789	7800	7818	7829	7857	7913	7939	7991	8042	8090	8137
320	—	—	—	—	8,36	12,6	22,7	42,1	56,4	101	214	281	428	580	733	894
340	—	—	—	—	7766	7772	7783	7800	7812	7840	7895	7922	7974	8024	8072	8119
360	—	—	—	—	—	17,9	33,6	63	88,4	164	354	467	712	968	1250	1560
400	—	—	—	—	—	7753	7765	7782	7794	7822	7877	7904	7956	8006	8055	8102
500	—	—	—	—	—	—	47,9	90,0	127	246	541	718	1100	1510	1980	2470
	—	—	—	—	—	—	7747	7765	7777	7805	7860	7886	7938	7988	8037	8084
	—	—	—	—	—	—	62,2	124	175	350	789	1050	1630	2270	2980	3710
	—	—	—	—	—	—	7729	7748	7760	7787	7842	7869	7921	7971	8019	8066
	—	—	—	—	—	—	—	166	238	481	1110	1490	2320	3290	4330	5370
	—	—	—	—	—	—	—	7730	7742	7769	7824	7951	7903	7953	8002	8049
	—	—	—	—	—	—	—	207	302	621	1520	2060	3240	460	6080	7520
	—	—	—	—	—	—	—	7713	7724	7752	7807	7834	7886	7936	7984	8031
	—	—	—	—	—	—	—	248	366	832	2030	2760	4420	6340	8300	10500
	—	—	—	—	—	—	—	7695	7707	7735	7790	7817	7868	7919	7967	8014
	—	—	—	—	—	—	—	—	494	1250	3390	4,60	7850	11100	15000	19000
	—	—	—	—	—	—	—	7673	7673	7702	7756	7782	7834	7884	7932	7979
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3070	9350	14200	26900	42200	58500	74600
	—	—	—	—	—	—	—	7617	7617	7617	7671	7698	7750	7800	7848	7895

На рис. 52 приведены два семейства кривых. Первое семейство соответствует зависимостям $h_n = f(h_a)$ имеющим место при движении спутника вокруг Земли. Каждая точка указанных кривых соответствует своему значению v .

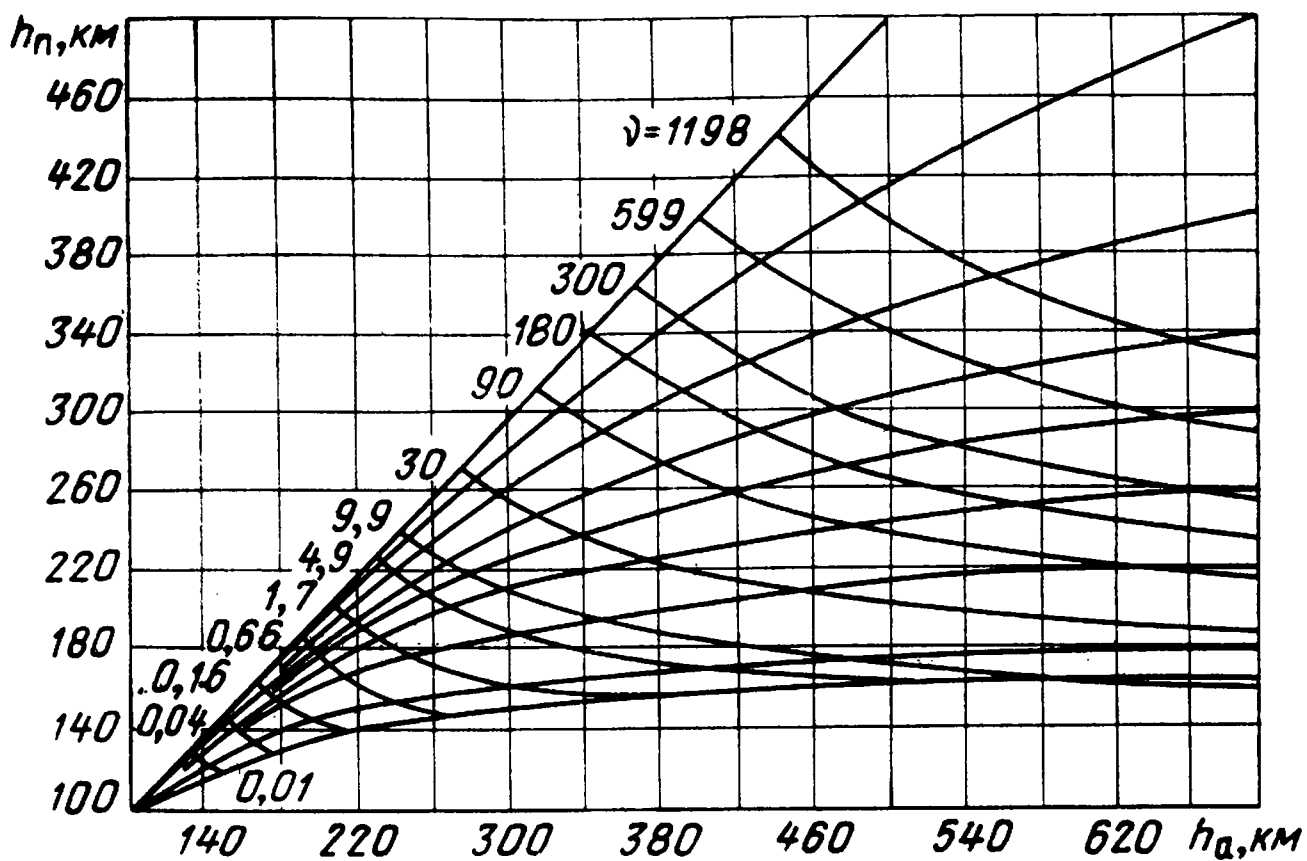


Рис. 52.

Кривые второго семейства соединяют на кривых первого семейства точки, соответствующие одним и тем же значениям v_0 , т. е. являются кривыми $v = \text{const}$. Совместное рассмотрение обоих семейств кривых дает возможность не только оценить полное время существования спутника при некоторых начальных значениях высот апогея и перигея, но и оценить время, в течение которого высоты апогея и перигея меняются в определенных пределах, т. е. сделать ряд выводов о характере изменения параметров орбиты во время движения спутника. Как следует из рис. 52, высота апогея и перигея, монотонно убывает; причем скорость убывания высоты апогея больше скорости убывания высоты перигея. Для сильно вытянутых орбит это различие может быть весьма существенным. Так, для орбиты с высотой перигея 300 км и высотой апогея 700 км понижение апогея на 100 км соответствует понижению перигея на 6 км. Для больших значений высоты апогея эта разница будет еще большей. Таким образом, при большой разнице высот апогея и перигея изменение параметров орбиты будет в течение длительного времени сводиться практически только к уменьшению высоты апогея при почти постоянной высоте перигея, т. е. орбита спутника будет стремиться к круговой ($h_a = h_n$). Время существования спутника в большей мере возрастает с

увеличением начальной высоты перигея, чем с увеличением начальной высоты апогея. Так, например, для орбиты с перигеем 360 км и апогеем 1500 км изменение высоты перигея на 20 км вызывает изменение времени существования спутника на 40%, а такое же изменение высоты апогея — примерно на 2%, т. е. в 20 раз меньше.

Ввиду того, что запуск спутника на орбиту с большой начальной высотой перигея связан с рядом трудностей, увеличение продолжительности существования спутника можно достигнуть и при неизменной высоте перигея путем увеличения начальной высоты апогея, причем для этого требуется сравнительно небольшое увеличение скорости в перигее (III и II законы Кеплера). Так, например, для орбиты с параметрами $h_p = 360$ км и $h_a = 700$ км увеличение высоты апогея до 1000 км приводит к увеличению существования ИСЗ в 2,2 раза, при этом (табл. 2) требуется увеличение скорости в перигее всего на 78 м/сек. Приведенный пример указывает на целесообразность использования вытянутых орбит, так как это позволяет значительно увеличить продолжительность существования искусственного спутника Земли сравнительно простым путем.

Быстрое убывание плотности атмосферы с высотой и медленное изменение высоты перигея указывают на то, что основное значение для времени существования спутника будет иметь величина плотности воздуха в области начального перигея. Это дает возможность оценить величину изменения расчетного времени существования при изменении плотности атмосферы. Продолжительность существования спутника будет примерно обратно пропорциональна плотности окружающей среды в области первоначального перигея. Это может явиться еще одним из методов экспериментальной проверки фактического распределения плотности атмосферы Земли по высоте.

Для иллюстрации влияния h_p и h_a на время существования ИСЗ рассмотрим несколько примеров [39]. Пусть три одинаковых спутника шарообразной формы с диаметром $d = 0,5$ м, весом $M = 10$ кг, $c_x = 2$ запущены на разные орбиты; оценим время их существования в каждом случае.

Определим множитель, на который нужно умножить ν для определения времени существования ИСЗ на орбитах:

$$K = \frac{4M}{\pi d^3} \frac{1}{g c_x} = 2,6 \text{ [кг} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}^3 \text{]}. \quad (3.2.02)$$

Число оборотов спутника равно $N = \nu K$. Оценку времени существования в сутках n получим делением числа оборотов

N на 16 (что соответствует количеству оборотов в сутки для полуторачасовой орбиты).

Случай 1. $h_p = 500$ км и $h_a = 1500$ км, согласно табл. 2 $v = 666\,000$, тогда $N = 174\,000$ оборотов и $n = 11\,000$ суток, т. е. порядка 30 лет.

Случай 2. $h_p = 360$ км и $h_a = 800$ км, $v = 2760$, тогда $N = 7200$ оборотов и $n = 450$ суток, т. е. 1 год и 3 месяца.

Случай 3. $h_p = 200$ км и $h_a = 400$ км, $v = 16,8$, тогда $N = 44$ и $n = 2,7$ суток.

Приведенные примеры с предельной ясностью характеризуют влияние h_p и h_a на время существования ИСЗ.

Таким образом, при выборе достаточно больших начальных значений высот перигея и апогея время существования искусственного спутника Земли может оказаться весьма значительным.

3.3. Влияние направленности антенны

Как следует из выражения (3.1.1.), мощность принимаемого сигнала прямо пропорциональна коэффициенту усиления антенны. Для параболических антенн коэффициент усиления связан с диаметром отражателя соотношением

$$G = \frac{\pi^2 D^2 \eta}{\lambda^2} = k_1 D^2 f^2, \quad (3.3.01)$$

где D — диаметр параболоида; η — к.п.д. антенны.

На рис. 53 приведены кривые для определения усиления параболических антенн в зависимости от рабочей частоты и диаметра антенны. Из (3.3.01) следует, что при заданном диаметре антенны ее усиление прямо пропорционально квадрату частоты.

С другой стороны, при заданной рабочей частоте с увеличением диаметра антенны ширина ее диаграммы направленности сужается. Это характеризуется выражением

$$\theta = \frac{70\lambda}{D}. \quad (3.3.02)$$

На рис. 54 приведены кривые для оценки ширины диаграммы направленности θ в зависимости от рабочей частоты и диаметра антенны.

Однако существует предел, выше которого получить усиление антенны практически невозможно. Этот предел обуславливается неизбежными отклонениями формы рефлектора

от параболической, возможными неровностями поверхности зеркала антенны, нарушающими синфазность поля в раскрыве антенны, и др. Как известно из оптики, величина допусков на отклонение от теоретической формы зеркала не должна превышать величину $\lambda/16D$. При больших размерах

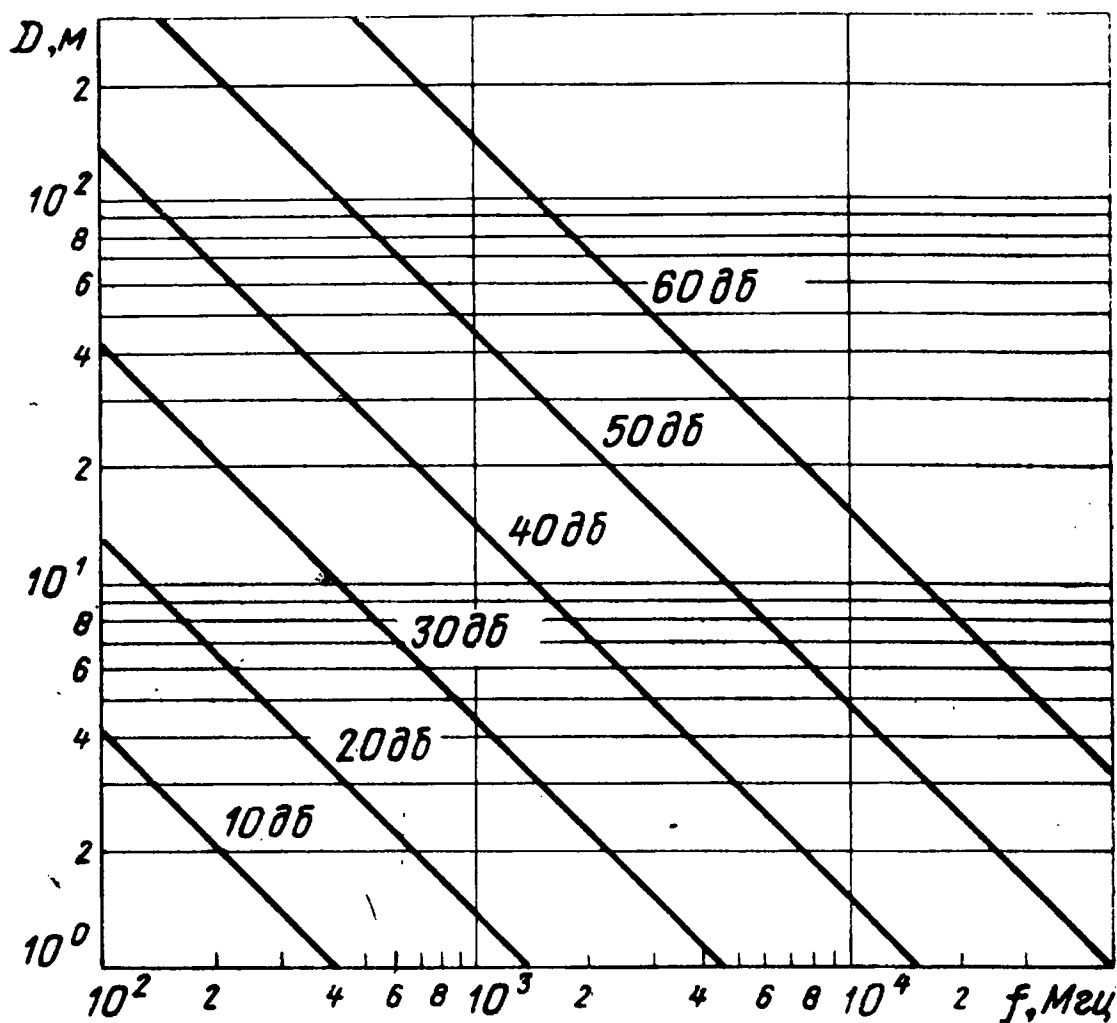


Рис. 53.

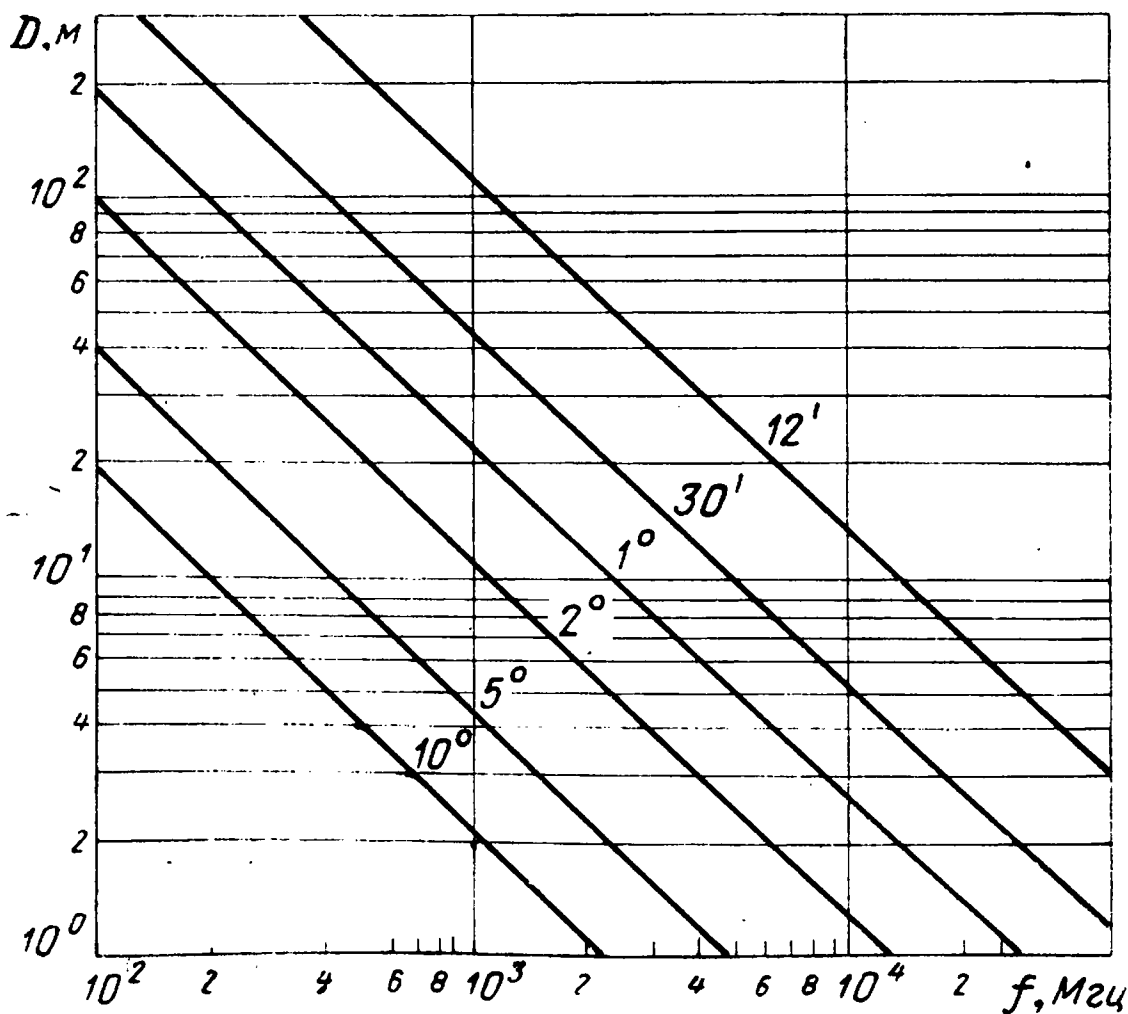


Рис. 54.

антенн и высоких рабочих частотах это требование становится невыполнимым. Таким образом, при некотором значении $D=D^*$ рабочая длина волны становится критической длиной для данной антенны и при дальнейшем уменьшении рабочей длины волны характеристики антенны резко ухудшаются (возрастает уровень побочных лепестков и др.). Относительная точность $\lambda/16D$ изготовления антенны составляет 10^{-4} [48]. За счет этого при постоянном диаметре антенны ограничивается рабочий диапазон антенны со стороны высоких частот. Так, критическая волна, определяемая выражением $\lambda_{кр} = 16D^* \cdot 10^{-4}$ для антенн с диаметром $D^*=200$ м будет равна $\lambda_{кр}=31$ см, а для антенн с $D^*=10$ м $\lambda_{кр}=6,25$ см. Кроме того, при указанной выше точности изготовления параболоида ширина диаграммы направленности антенны по половинной мощности на критической частоте составит 10 мин.

Необходимо учитывать, что флюктуации углов рефракции также могут ограничивать усиление используемых антенн.

Суммарная рефракция и флюктуация углов рефракции, как было показано выше, на частотах выше 300—400 Мгц определяются в основном метеорологическими условиями в тропосфере и не зависят от рабочей частоты (см. рис. 18, 19).

Как следует из рис. 18, 19, величина флюктуации углов рефракции максимальна при $\alpha=0^\circ$ и 100%-ной влажности. Флюктуации углов рефракции при применении остронаправленных антенн могут вызвать соответствующие флюктуации усиления антенн. Кроме того, при составлении программы движения (слежения) наземной антенны необходимо учитывать влияние стандартной рефракции в тропосфере, в противном случае возможна «потеря» спутника.

Если рабочая частота выше 100 Мгц и используются антенны, ширина диаграммы направленности которых более 1° , то влияние рефракции можно не учитывать.

Кроме указанного, ограничивающим усиление антенн фактором является точность выполнения и отработки системы приводов, обеспечивающих изменение направленности антенн в соответствии с траекторией полета спутника. Слежение за спутником, летящим по эллиптической, не очень высокой орбите, требует сложных поворотных устройств, способных ориентировать зеркало антенны в любую точку небосвода. При этом скорость вращения должна быть достаточно высокой. Так, для орбиты высотой примерно 1500 км необходима скорость вращения примерно 7 град/мин.

На рис. 55 показана антенна сети слежения DNS, установленная в Голдстоне (США), с диаметром отражателя

64 м. В Росмене (США) (рис. 56) установлена антенна с диаметром отражателя 26 м, высотой поднятия 36 м, весом 300 т [49].

Следует отметить, что в предельном случае, когда усиление антенны достигает 60 дБ и диаграмма направленности ее сужается до $0,2^\circ$, точность слежения должна быть не менее

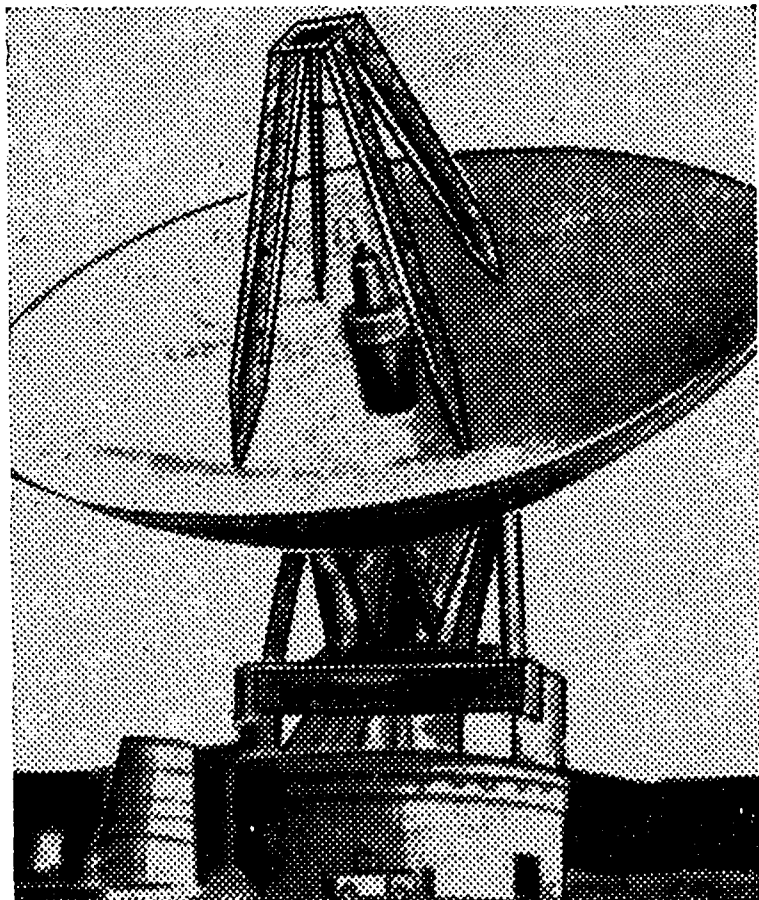


Рис. 55.

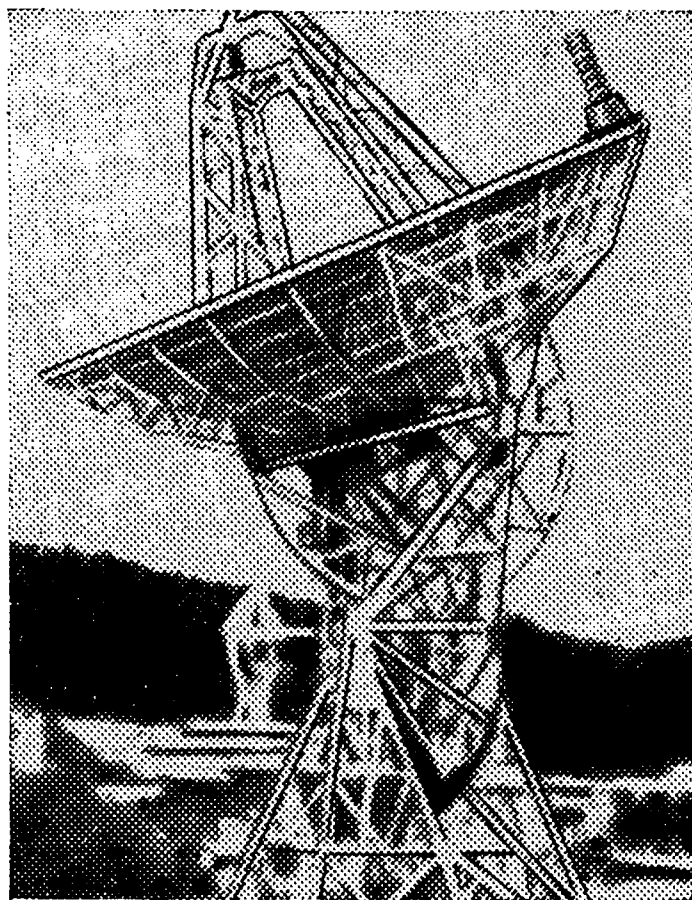


Рис. 56.

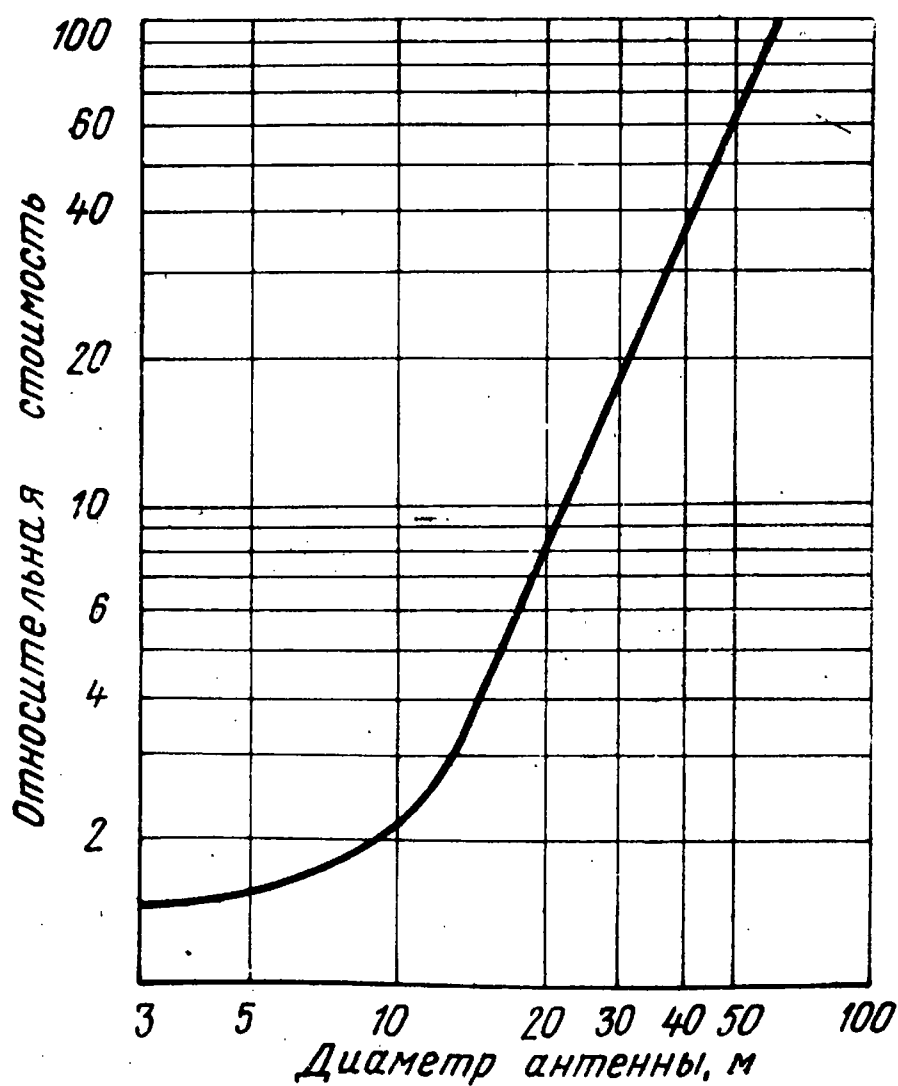


Рис. 57.

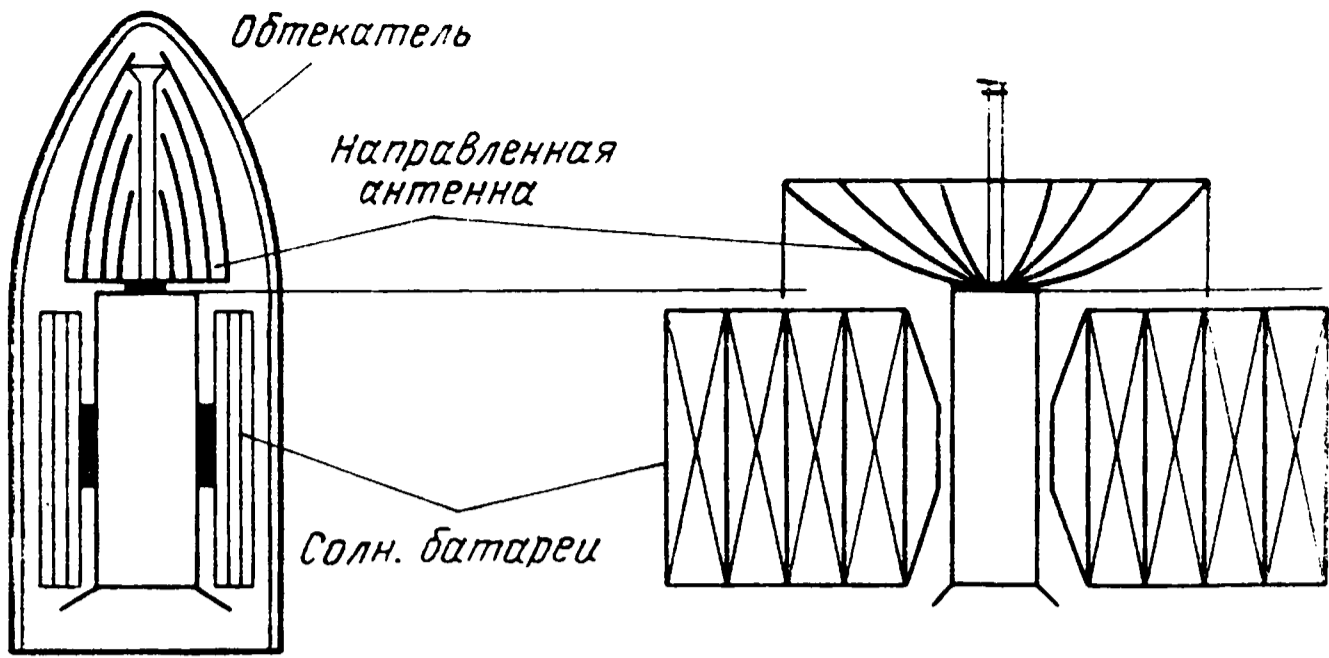
$\pm 0,1^\circ$. Отсюда следует, что по мере увеличения диаметра антенны стоимость системы с учетом элементов управления резко возрастает. На рис. 57 в условных единицах приведена зависимость относительной стоимости наземной антенны от ее диаметра. Как видно из рис. 57, стоимость наземной антенны резко возрастает при увеличении ее диаметра более 15 м. Так, например, стоимость сооружения радиотелескопа, установленного в Джордрелл — Бэнк (Англия) и имеющего антенну диаметром 76 м, составила 6 млн. долл. [50]. Стоимость радиотелескопа в Шугар-Грове (США) с диаметром зеркала 180 м по предварительным сведениям составит 60 млн. долл. [51].

Одной из наиболее важных проблем при создании бортовых антенн являются ограничения, накладываемые на их вес и габариты. Кроме того, по мере совершенствования как самих ИСЗ, так и линий связи, повышаются требования к конструкции самих бортовых антенн. Если на первых ИСЗ использовались в основном простейшие штыревые ненаправленные антенны, то с ростом высоты полета ИСЗ стало необходимо использовать направленные антенны при точной стабилизации их положения на орбите.

Следует отметить, что создание направленных антенн идет по пути создания складных антенн, разворачиваемых после выхода ИСЗ на орбиту [52]. В настоящее время известно множество конструкций больших направленных антенн, начиная с использования телескопических и пружинных устройств, с помощью которых бортовые антенны могут разворачиваться автоматически или по команде с Земли, и кончая мягкими надувными антеннами, которые имеют незначительный вес и легко складываются в контейнер любой формы [52, 104]. Материалом для таких антенн служат пластмассы и ткани с металлизированной поверхностью. Большой интерес представляет использование пластмасс, которые затвердевают в условиях космоса и не теряют своей формы из-за потери внутреннего давления при пробивании их поверхности микрометеоритами.

В [52] описываются конструктивные особенности ИСЗ системы Vista, в которой предполагается использовать раскрывающуюся в космическом пространстве параболическую антенну (рис. 58). Антенна типа «зонтик» представляет собой жесткие ребра с натянутой на них тонкой металлической сеткой.

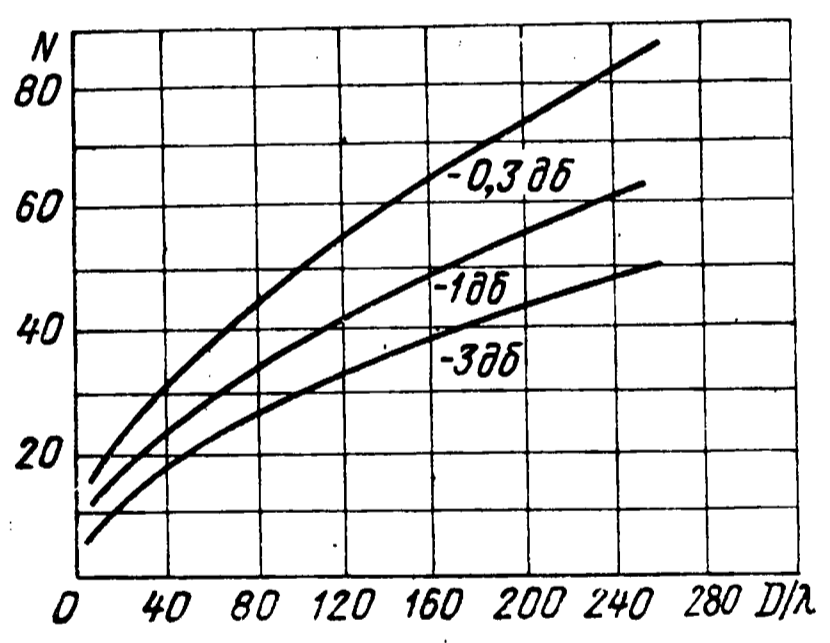
Как было указано выше, эффективность антенны зависит от точности выполнения поверхности параболоида, поэтому для данных диаметра антенны и длины волны необходимо выбирать определенное количество ребер антенны. Отклонение от правильной формы параболоида вызывает «потери



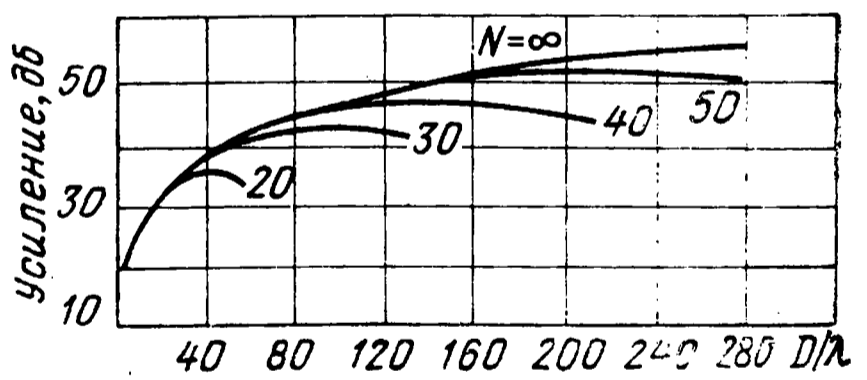
Р и с. 58.

усиления». На рис. 59 показана зависимость требуемого количества ребер N от диаметра антенны, выраженного в длинах волны, для трех различных значений потерь усиления. На рис. 60 показана зависимость усиления антенны от числа ребер и диаметра параболоида. Экспериментально отработывалась 40-реберная антенна диаметром 15,2 м на частоте 800 кгц.

Фирма RCA сообщает о создании экспериментального образца антенной решетки на частоту 410 Мгц. Антенна состоит из 100



Р и с. 59.



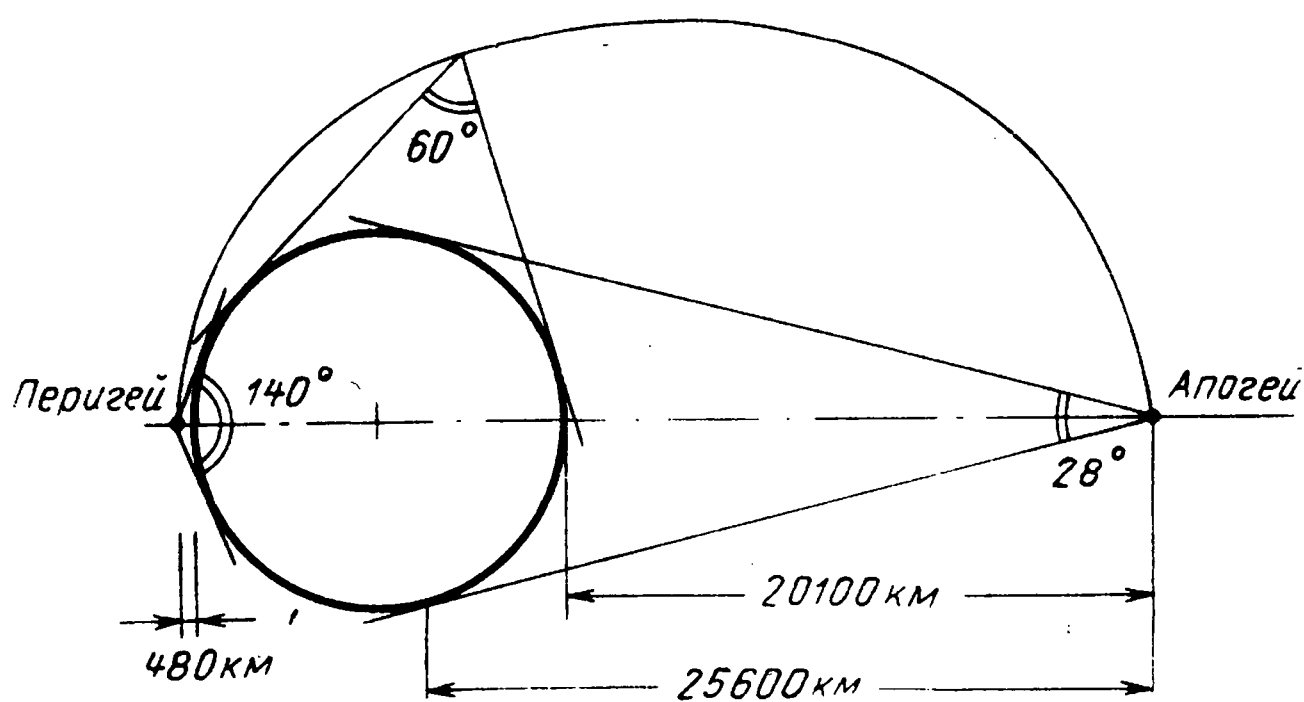
Р и с. 60.

элементов (10×10), расположенных на небольшом расстоянии друг от друга. Длина каждого элемента не превышает $1/40$ длины волны, а расстояние между элементами составляет $1/6$ длины элемента. Каждый элемент антенны возбуждается отдельным источником на твердом теле и соответствующим образом сфазирован [53]. Применение фазированных антенных решеток новой конструкции позволяет более просто осуществить согласование единичных излучателей с выходом твердотельных усилителей (что обеспечивает

большую широкополосность такой решетки по сравнению с обычной). Кроме того, такая система позволит излучить сравнительно большую мощность.

Не останавливаясь подробно на конкретных конструкциях бортовых антенн, которые описаны в литературе, необходимо отметить, что создание направленных бортовых антенн делает целесообразным использование при связи с ИСЗ более высоких частот. Необходимо учитывать, что максимальное усиление антенны, которое может быть эффективно использовано на ИСЗ, зависит от типа орбиты.

В случае круговой стационарной (24-часовой) орбиты и полного охвата Земли усиление антенны ИСЗ может быть постоянным и составлять 18 дБ. При эллиптических орбитах угол охвата Земли все время изменяется по мере движения спутника по орбите. Так, например, для ИСЗ, движущегося по эллиптической орбите с периодом обращения в 6 час, угол охвата Земли изменяется от 28° до 140° (рис. 61, [54]). Хотя на первый взгляд это кажется серьезным препятствием к при-



Р и с. 61.

менению на ИСЗ направленной антенны, на практике имеют место некоторые упрощающие обстоятельства. Дело в том, что при эллиптических орбитах вблизи перигея ИСЗ обычно не используется как ретранслятор, так как он находится на небольшой высоте. Например, рассмотрение общего времени наблюдения ИСЗ из Лондона и Нью-Йорка показывает, что ИСЗ не используется, когда его высота на орбите становится менее 6400 км [54], в этом случае угол охвата Земли составляет 60° . Тогда полезный угол охвата изменяется от 28° до 60° . Наклонная дальность спутника, находящегося на высоте 6400 км при эллиптической орбите с 6-часовым периодом обращения, равна 11 200 км, а это составляет 0,44 от дальности

в апогее. Тогда сигнал из указанной точки при постоянном усилении антенн будет в пять раз сильнее, чем при нахождении ИСЗ в апогее. Для того чтобы энергия, принимаемая на Земле, оставалась постоянной при изменении дальности радиосвязи, обусловленном движением спутника по орбите, на ИСЗ обычно применяют антенну со специальной диаграммой направленности (рис. 62).

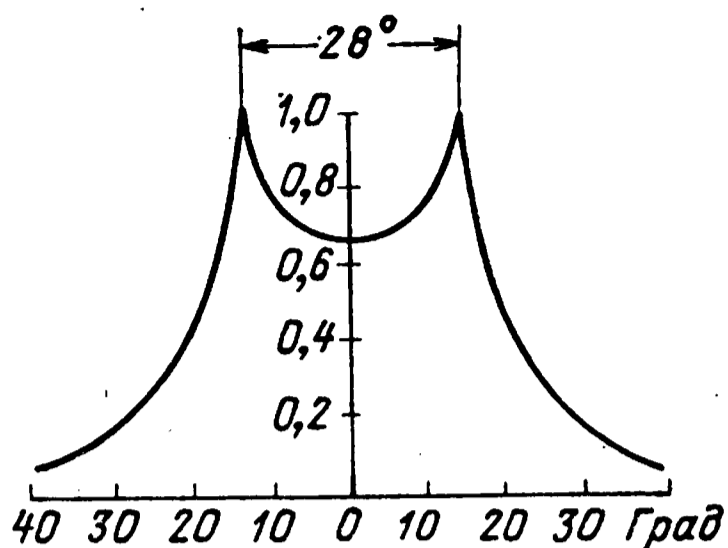


Рис. 62.

ности радиосвязи, обусловленном движением спутника по орбите, на ИСЗ обычно применяют антенну со специальной диаграммой направленности (рис. 62).

Необходимо также остановиться на влиянии анизотропии атмосферы Земли, проявляющемся в изменении поляризации волны. Как было указано выше, радикальным средством

уменьшения влияния анизотропии является использование волны с круговой поляризацией. Однако в некоторых случаях ограниченность ширины диаграммы направленности, в которой можно получить круговую или близкую к круговой поляризацию поля, не дает возможности использовать на ИСЗ антенну с круговой поляризацией. Так, например, в случае связанных спутников ширина диаграммы направленности антенны спутника должна быть равна $\theta = \alpha + 2\gamma$, где α — угол обзора земной поверхности и γ — запас по углу для компенсации неустойчивости в ориентации спутника относительно центра Земли. В настоящее время конструируются антенны с шириной диаграммы направленности, в которой удается получить поляризацию, близкую к круговой, в интервале углов до 100° [55]. В этом случае, если принять $\gamma = \pm 5^\circ$, то для обеспечения полного обзора поверхности Земли необходимо, чтобы ИСЗ находился на высоте более 2000 км [56].

В случае низких орбит ($h < 1000$ км), когда требуемая для полного обзора земной поверхности ширина диаграммы направленности настолько велика, что на современном этапе невозможно сконструировать антенну с круговой поляризацией, на спутнике следует использовать антенну с линейной поляризацией, а на Земле — с круговой. При этом необходимо считаться с наличием дополнительных потерь (в 2 раза по мощности) из-за несогласованности поляризаций антенны ИСЗ и наземной антенны [57].

Как было указано выше, для системы связи, использующей на одном конце ненаправленную антенну, а на другом направленную с эффективной площадью A [м²], напряжен-

ность поля в точке приема не будет зависеть от рабочей частоты. С другой стороны, если отношение эффективной площади антенны к ее усилению остается постоянным $\left(\frac{A}{G} = \frac{\lambda^2}{4\pi} [58]\right)$, то относительная мощность сигнала на выходе приемника уменьшается обратно пропорционально квадрату рабочей частоты. На рис. 63 представлен график относительного изменения сигнала на входе приемника в зависимости от частоты для систем, использующих ненаправленную антенну на одном конце и направленную антенну на другом конце линии. Точки *a*, *б*, *в* и *г* отстоят друг от друга

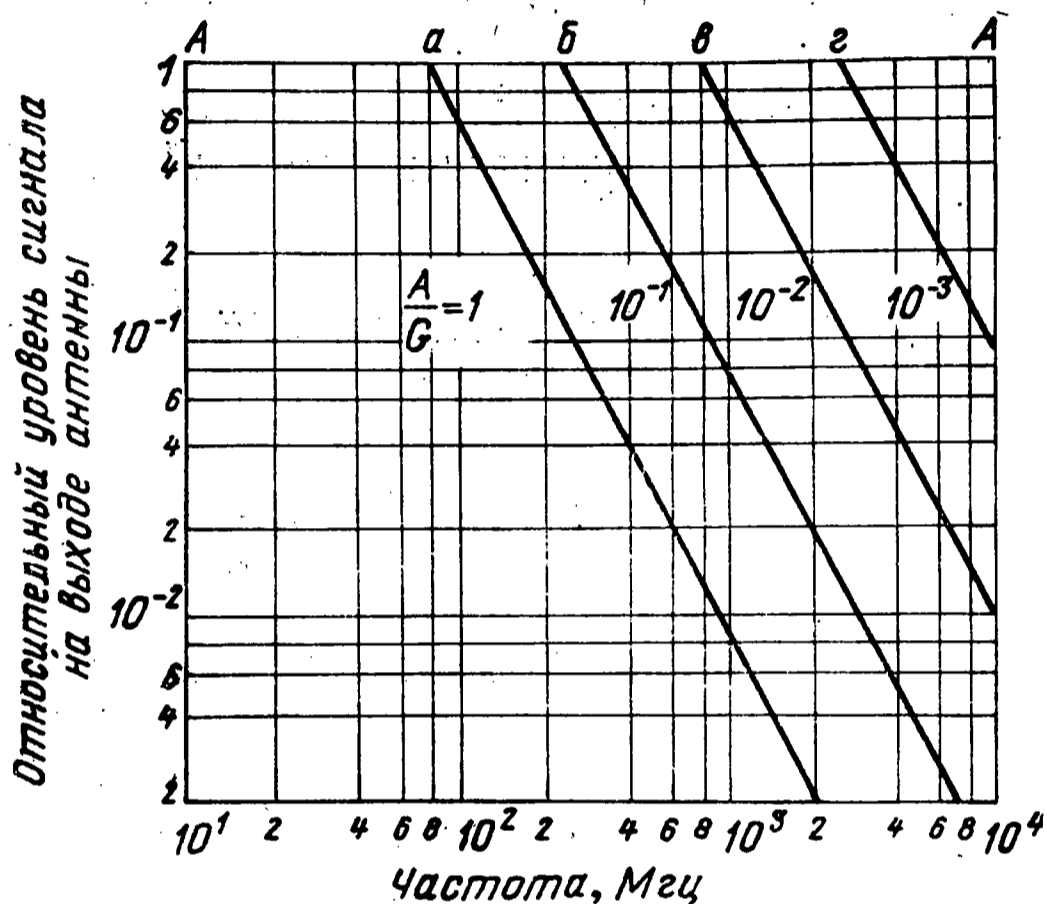


Рис. 63.

на 10 дБ по прямой A—A, характеризующей неизменный уровень сигнала при применении антенны с эффективной площадью $A [м^2]$. Наклонные прямые характеризуют изменение относительного уровня сигнала на выходе антенны в зависимости от частоты при неизменной эффективной площади антенны. Указанное необходимо учитывать при выборе наиболее выгоднейшего диапазона частот при осуществлении связи с ИСЗ.

3.4. Эффективная температура шумов на входе приемника

Для приема информации с заданным качеством необходимо обеспечить определенное отношение сигнал/шум на входе приемника. Выше рассматривались выражения, с по-

мощью которых можно определить уровень сигнала в точке приема.

Рассмотрим теперь выражения для определения уровня шума на входе приемника. Известно, что уровень шумов на входе приемника определяется собственными шумами приемника и дополнительными внешними факторами. При отсутствии внешних помех мощность флюктуационных шумов приемного устройства определяется из выражения

$$P_{\text{ш}} = kT_0 \Delta f, \quad (3.4.01)$$

где k — постоянная Больцмана; T_0 — эффективная шумовая температура приемника ($^{\circ}\text{K}$); Δf — ширина полосы приемника.

При воздействии на вход приемного устройства внешних шумов с мощностью $P_{\text{вн}}$ суммарная мощность шумов будет равна

$$P_{\Sigma} = P_{\text{ш}} + P_{\text{вн}} = kT_0 \Delta f + P_{\text{вн}} = kT_{\Sigma} \Delta f, \quad (3.4.02)$$

где

$$T_{\Sigma} = T_0 + T_{\text{вн}}; \quad T_{\text{вн}} = \frac{P_{\text{вн}}}{k \Delta f}.$$

Таким образом, уровень воздействия внешних источников шумов может характеризоваться приростом температуры шумов приемного устройства.

Эффективная температура шумов приемника характеризуется коэффициентом шума S , определяющим собой величину, которая показывает, во сколько раз по сравнению с комнатной нужно увеличить абсолютную температуру входного сопротивления приемника для того, чтобы развиваемое на нем флюктуационное напряжение равнялось входному напряжению шума. Обычно коэффициент шума приемника изменяется при включенном на его входе эквиваленте антенны. Эквивалентная температура собственных шумов приемника определяется через коэффициент шума соотношением

$$T_0 = (S - 1) \cdot 300 \text{ } ^{\circ}\text{K}, \quad (3.4.03)$$

а флюктуационное напряжение, действующее на входе [59],

$$U_{\text{ш}}^2 = 4kR \Delta f. \quad (3.4.04)$$

Известно, что основной вклад в собственный шум вносят его входные каскады. Как указано [60], при использовании в качестве входных устройств транзисторных усилителей или ламп бегущей волны не удастся получить приемник с собст-

венными шумами ниже $T_0 = 900^\circ\text{K}$ на 1000 Мгц и $T = 1600^\circ\text{K}$ на частоте $10\,000\text{ Мгц}$. При использовании параметрических и молекулярных усилителей уровень собственных шумов может быть значительно снижен. Как указано в [61], минимальное значение шумовой температуры мазера и охлажденного до температуры жидкого гелия параметрического усилителя можно считать равным 10°K . В [62] приведены значения шумовой температуры параметрических усилителей, в которых используются диоды из арсенида галлия (GaAs), кремния и германия на частоте 5840 Мгц . Шумовая температура (в зависимости от типа диода) лежит в пределах: $65\text{—}114^\circ\text{K}$ для арсенида галлия, $114\text{—}325^\circ\text{K}$ для кремния; $450\text{—}550^\circ\text{K}$ для германия.

В [63] рекомендуется при энергетических расчетах принимать следующие значения эквивалентных температур собственных шумов на входе приемника при различных типах усилителей:

- молекулярный усилитель $T_0 = 50^\circ\text{K}$;
- параметрический усилитель $T_0 = 100\text{—}600^\circ\text{K}$;
- преобразователь на туннельном диоде $T_0 = 600^\circ\text{K}$;
- триодный усилитель, усилитель на ЛБВ или кристаллический смеситель $T_0 = 1500^\circ\text{K}$.

Как следует из приведенного, для частот выше 100 Мгц чувствительность приемных устройств ограничивалась собственными шумами. С появлением малозумящих приемных устройств существенным фактором, определяющим отношение сигнал/помеха, явились внешние шумы.

Внешние шумы в зависимости от направленности и ориентации антенн могут складываться из шумов Галактики, шумов дискретных радиоисточников, шумов Солнца, планет, атмосферы Земли и т. д. Однако основным видом внешних шумов в большинстве случаев следует считать шумы Галактики. Интенсивность радиоизлучения Галактики зависит от координат и от длины волны. Наибольшее излучение исходит из центра Галактики (прямое восхождение $17^\circ 50'$, склонение 28°), находящегося в направлении созвездия Стрельца, наименьшее — из полюсов Галактики, причем разница в излучении уменьшается с увеличением длины волны [64]. Например, на волне 3 м радиояркость в направлении полюсов Галактики в $10\text{—}12$ раз меньше, чем в направлении на ее центр. На волне $16,4\text{ м}$ радиояркость в направлении на полюсы в $4,5$ раза меньше, чем в направлении на центр Галактики.

Спектральный закон для всех участков неба имеет вид

$$T_e \approx f^{-\alpha}, \quad (3.4.05)$$

где $\alpha \approx 2,4$.

Зависимость эффективной температуры центра Галактики от длины волны λ с достаточной степенью точности описывается выражением

$$T_e = (\lambda^{2,4} \cdot 469) \text{ } ^\circ\text{K}. \quad (3.4.06)$$

На рис. 64 приведены кривые изменения эффективной температуры центра (макс) и полюса (мин) Галактики в зависимости от частоты.

Другим типом космических шумов являются шумы дискретных источников и планет [65]. В настоящее время известно большое количество (приблизительно 2000) дискретных источников, причем излучение их, как и Галактики, увеличи-

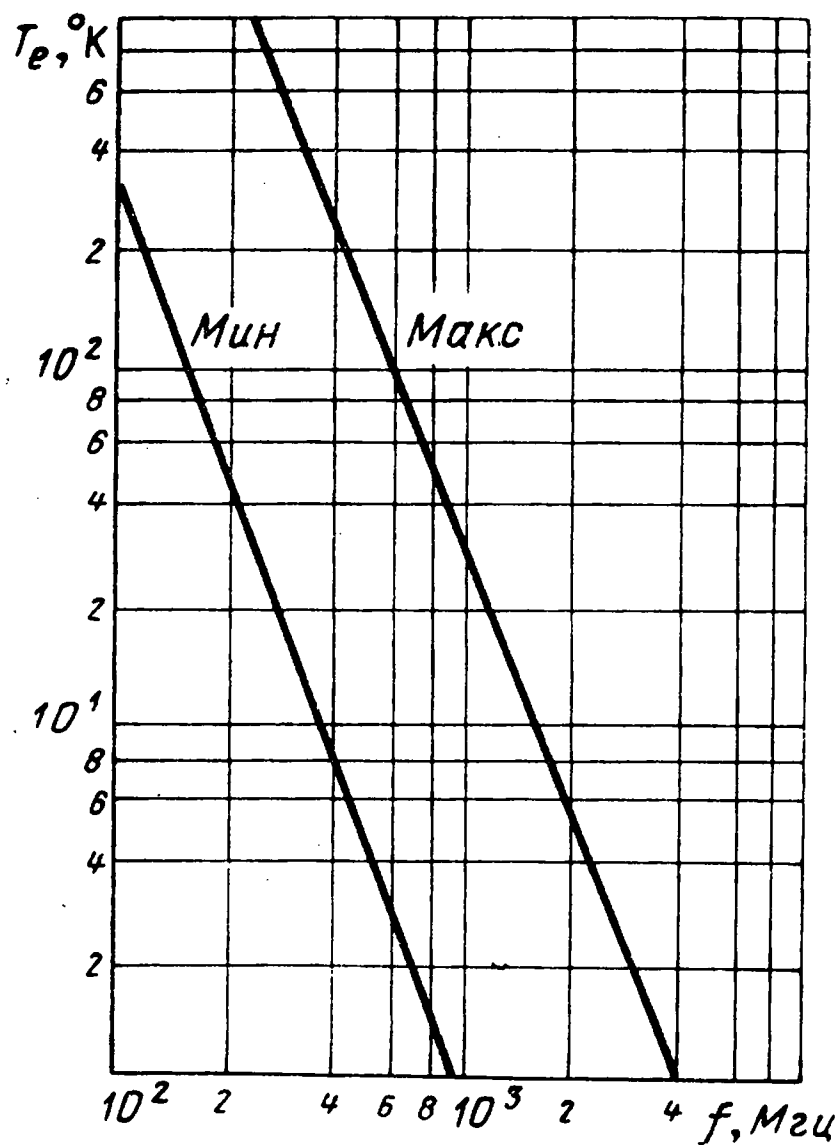


Рис. 64.

вается с ростом длины волны. Размеры дискретных источников и планет малы (только около 40 известных источников имеют угловые размеры более $20'$) и их можно считать точечными. Следует отметить, что эквивалентная шумовая температура наиболее мощного дискретного источника Лебедь-А значительно меньше температуры центра Галактики. По этой

причине при определении эквивалентной температуры на входе приемника шумы дискретных источников и планет можно не учитывать.

Мощным источником радишума является Солнце. Различают радиоизлучение спокойного и возмущенного Солнца. Интенсивность радиоизлучения спокойного Солнца примерно постоянна и несколько изменяется ото дня ко дню и в соответствии с 11-летним циклом солнечной активности. Радиоизлучение возмущенного Солнца характеризуется общим увеличением интенсивности излучения и его значительными колебаниями. С тем чтобы представить себе влияние радиоизлучения Солнца, рассмотрим следующие данные. В год минимума солнечной активности на волне 25 см поток радиоизлучения равен $3,5 \cdot 10^{21}$ вт/м² гц. При приеме на антенну с эффективной площадью $A=1$ м² эффективная температура антенны, направленной на Солнце, равна $T_{вн с} = 125^\circ\text{К}$; при $A=10$ м² $T_{вн с} = 1250^\circ\text{К}$; при $A=100$ м², $T_{вн с} = 12\,500^\circ\text{К}$. Указанные величины значительно превышают эффективную температуру антенны при ее направлении на центр Галактики. В этом случае нужно иметь в виду, что значение эффективной температуры за счет радиоизлучения Солнца значительно увеличивается в годы максимума солнечной активности и в периоды возмущений на Солнце. При использовании больших приемных антенн попадание радиоизлучения Солнца в диаграмму направленности антенны может привести к «забиванию», а в отдельных случаях и к выходу из строя приемного устройства, особенно при использовании молекулярных усилителей, из-за высокого напряжения флюктуационного шума на выходе антенны. Поэтому при составлении программы слежения для антенны необходимо учитывать положение Солнца.

Поверхность Земли является источником радишумов с эквивалентной температурой 300°К . В случае приема на Земле радишумы Земли могут попасть на вход приемника через лепестки диаграммы направленности антенны, даже если главный лепесток поднят относительно поверхности Земли.

Наряду с указанными источниками шума необходимо учитывать шумы атмосферы (тропосферы) Земли, особенно при работе на высоких частотах. Эти шумы в первую очередь порождаются переизлучением молекулярным кислородом и парами воды поглощаемой ими энергии Солнца. Интенсивность шума этого вида в значительной степени зависит от угла подъема α главного лепестка приемной антенны над уровнем горизонта. На рис. 65 приведены изменения эффективной температуры излучения тропосферы ($T_{тр}$) в зависимости от частоты для различных углов α , вычисленных Хог-

гом и Мамфордом [66]. На рис. 65 для сравнения приводятся кривые зависимости эффективной температуры центра (макс) и полюса (мин) Галактики. Как следует из кривых, эффективная температура шума тропосферы на частотах выше 1000 Мгц значительно превосходит эффективную температу-

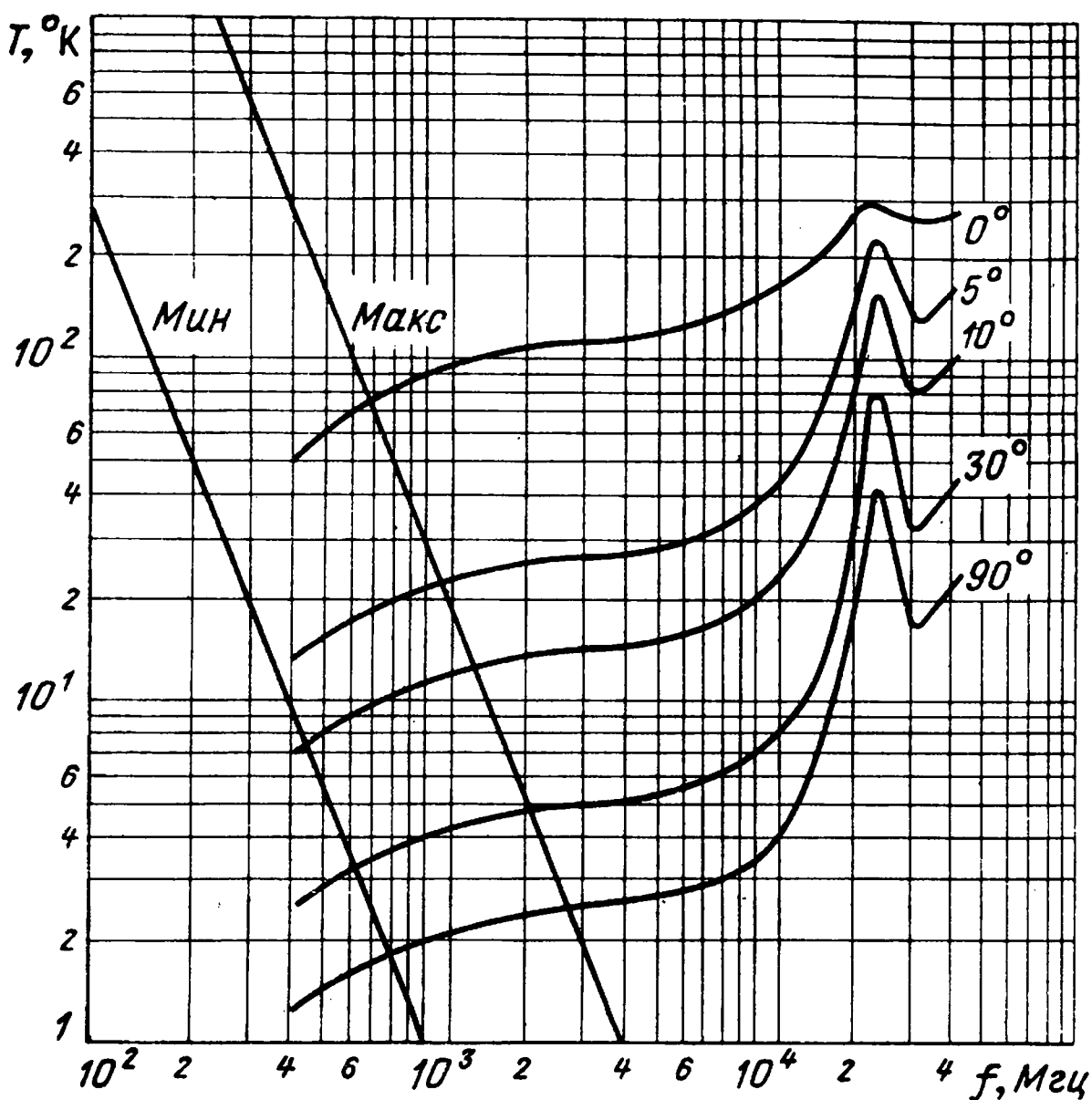


Рис. 65.

ру Галактики. Кроме того, видна резкая зависимость интенсивности шума тропосферы от угла α . Так, например, при изменении ориентации антенны с $\alpha=0^\circ$ на $\alpha=5^\circ$ эквивалентная шумовая температура в диапазоне частот 500—1000 Мгц уменьшается примерно в 2—3 раза.

Рассмотрение различных источников внешних шумов позволяет сделать вывод, что из всего многообразия этих шумов в энергетических расчетах (при определении оптимальной волны) следует учитывать лишь галактические и тропосферные шумы.

Таким образом, $T_{эфф}$ определяется следующим выражением:

$$T_{эфф} = T_0 + T_e + T_{тр}. \quad (3.4.07)$$

На рис. 66 приведены кривые изменения температуры шума в зависимости от частоты при использовании прием-

ных устройств с эквивалентной температурой внутренних шумов, равной $T_0=300^\circ\text{K}$ и $T_0=1500^\circ\text{K}$, и использованием изотропных антенн. Как следует из рис. 66, по мере снижения собственных шумов приемного устройства, при прочих равных условиях, целесообразно работать на более высоких частотах, так как при этом снижается эффективная температура шумов на входе приемника.

На рис. 67 приведена кривая изменения температуры шума в зависимости от частоты для случая приема на самолете

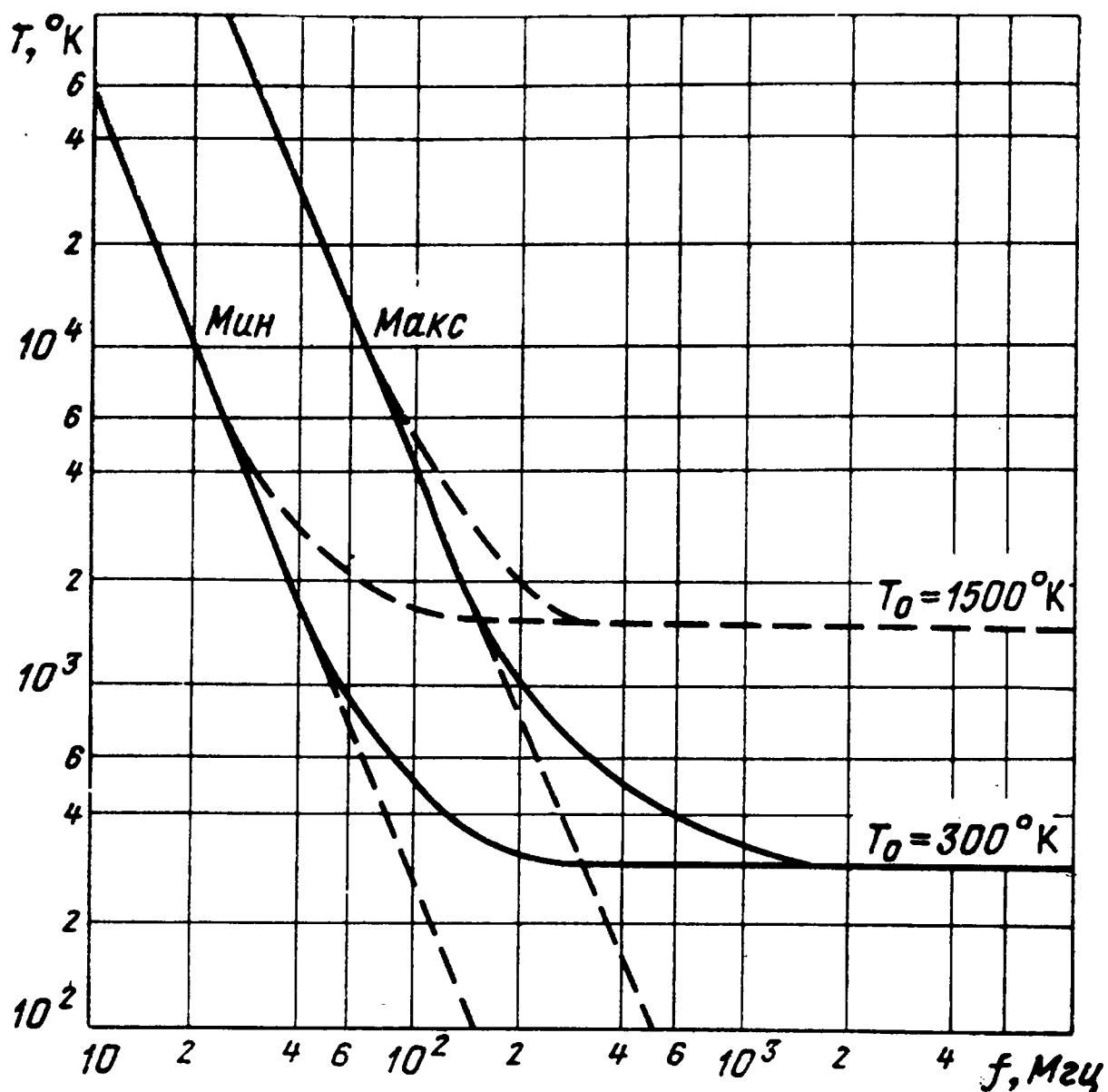


Рис. 66.

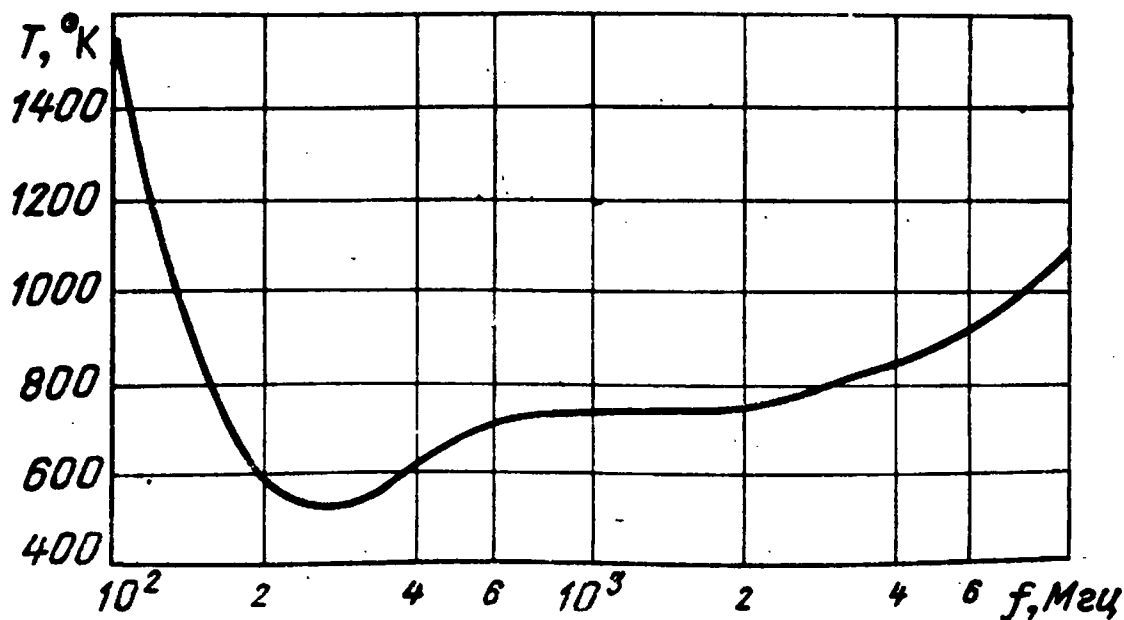


Рис. 67.

с использованием современных бортовых приемных устройств, в которых ВЧ усилители собраны на транзисторах (при работе на частотах до 500 Мгц) и на туннельных диодах (при работе на более высоких частотах), и антенны, освещающей верхнюю полусферу в угле 160° .

3.5. Выбор наиболее выгоднейшего диапазона частот

Выбор рабочих частот для линии радиосвязи с ИСЗ определяется следующими факторами:

а) условиями распространения и поглощения радиоволн;
б) уровнем внешних источников шумов, принимаемых антенной системой;

в) наличием соответствующих технических средств (вакуумных приборов, аппаратуры, антенн и т. д.).

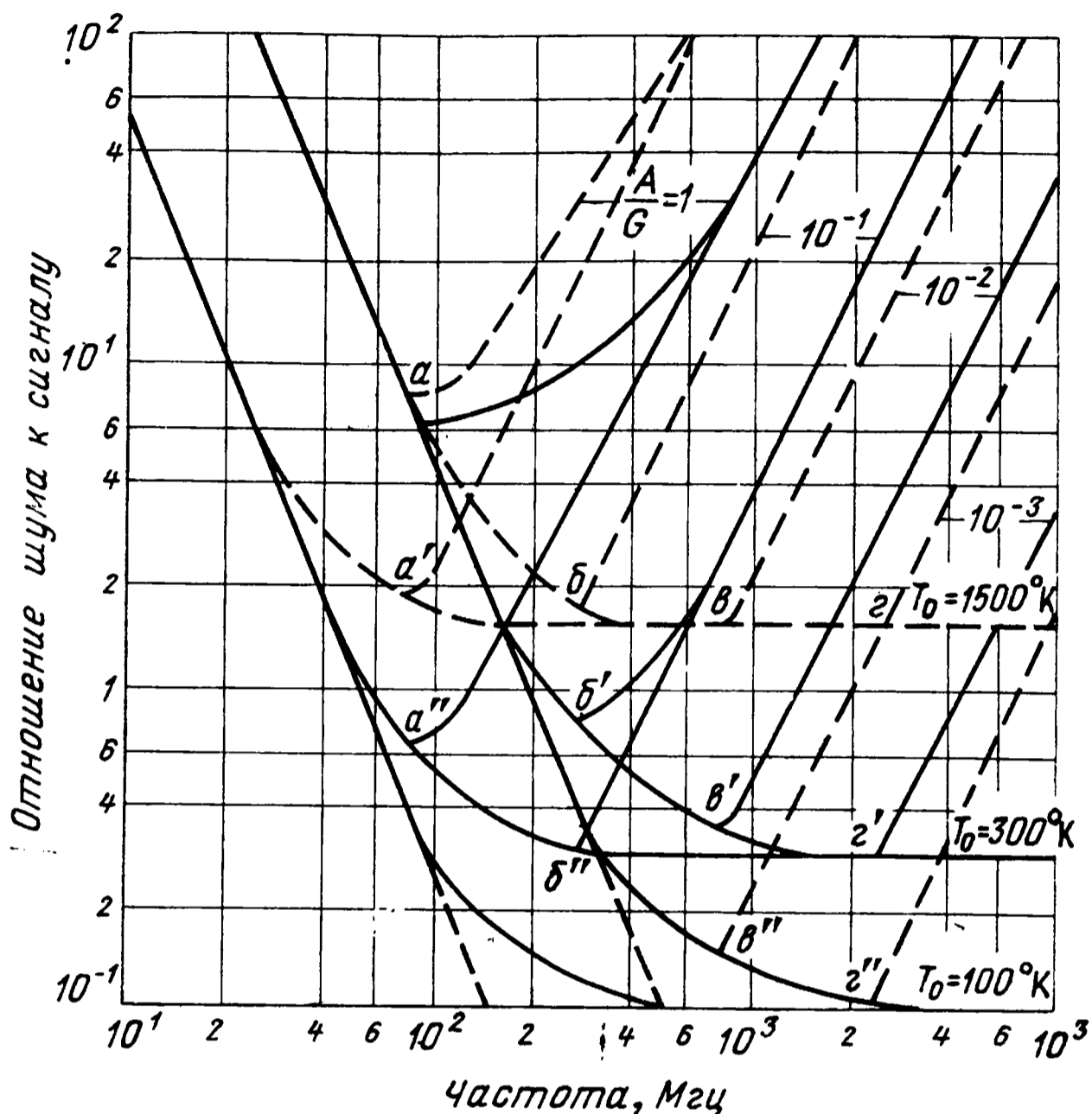
Как было указано выше, при работе на частоте от 100 Мгц до нескольких десятков гигагерц можно не учитывать поглощения в атмосфере Земли и рассматривать условия распространения аналогичными условиям распространения в свободном пространстве. При этом если на обоих концах радиолинии используются ненаправленные антенны, то целесообразно применять более низкие частоты. В случае использования на одном конце направленной антенны с эффективной площадью $A \text{ м}^2$ энергетический потенциал радиолинии не зависит от частоты. В случае использования на обоих концах направленных антенн целесообразно работать в высокочастотном участке рассматриваемого диапазона.

Принимая во внимание уровень внешних шумов в диапазоне используемых частот (см. рис. 65) и направленные свойства антенн (см. рис. 53), можно несколько уточнить описанную выше картину, полученную только из рассмотрения особенностей распространения.

Для случая использования на одном конце системы направленной антенны на рис. 68 представлены кривые, характеризующие отношение шума системы к эталонному сигналу с эквивалентной шумовой температурой 1000°К , воспринимаемому антенной с различным коэффициентом усиления в зависимости от частоты (при использовании приемников с различной температурой внутренних шумов).

Как следует из кривых рис. 68, при использовании изотропных антенн минимум отношения шума системы к сигналу лежит в районе частоты 80 Мгц. С увеличением усиления антенн (увеличения направленных свойств) минимум отношения шума системы сдвигается в область более высоких частот, как, например, при $A/G = 10^{-1}$ минимум приходится

на частоту примерно 270 Мгц; при $A/G=10^{-2}$ — на частоту 800 Мгц; при $A/G=10^{-3}$ — 2700 Мгц; при этом становится очевидной целесообразность использования малошумящих приемных устройств, так как реализуется прием сигналов малой мощности.



Р и с. 68.

Отсюда становится понятным предложение отдельных компаний, участвующих в разработке систем связи с искусственными спутниками Земли и космических летательных аппаратов, о перераспределении спектра частот с учетом потребностей систем связи и используемых средств связи. Так, например, фирма Martin Orlando (США) приступила к созданию военной системы связи RADA (Random Access Discrete Adress System). RADA представляет собой систему армейской радиосвязи на дециметровых волнах (в диапазоне 350—400 Мгц) [67].

На первом английском спутнике связи Skinet будет установлена антенна с механическим вращением луча, благодаря чему в центре луча коэффициент усиления составит 20 дб, а при отклонении на 10° в обе стороны от луча — 15 дб;

диапазон частот 300—400 Мгц [68]. Национальное управление США по авиации и исследованию космического пространства считает целесообразным выделить диапазоны 2200—2300—4200 Мгц для линий спутник — Земля и диапазона 500—5925—6425 Мгц для линий Земля — спутник. Фирма American Telegraph and Telephone Co считает необходимым выделить диапазон 6325—6425 Мгц для линий радиосвязи спутник — Земля и 4100—4200 Мгц для линий связи Земля — спутник [68]. В приложении даны выписки из регламента радиосвязи, принятого административной конференцией радиосвязи (Женева, 1959 г.) [70] и из заключительных актов чрезвычайной конференции радиосвязи по вопросу выделения полос частот для космической радиосвязи (Женева, 1963 г.).

Следует иметь в виду, что при выборе оптимального диапазона частот нужно учитывать еще и ряд организационных факторов; так, например, США планирует ввести в эксплуатацию к 1980 г. 273 космических летательных аппарата (спутников и космических кораблей, табл. 3), образующих 49 космических систем. Если учесть, что для спутников связи синхронная экваториальная орбита будет использоваться чаще, становится понятной сложность размещения их на синхронной экваториальной орбите, так как 130 спутников могут быть разнесены друг от друга в среднем на 2—3°. Однако фирма ComSat считает, что для нормальной работы (без взаимных помех) радиоэлектронной аппаратуры разнесение должно составлять приблизительно 12°.

Положение осложняется еще тем, что большая часть спутников концентрируется в определенных сегментах стационарной орбиты. Например, региональная система связи, обслуживающая Северную и Южную Америку, включает спутники, которые располагаются на орбите между 100 и 110° западной долготы. Национальная система США, связывающая Аляску с Гавайскими островами, использует часть орбиты между 100 и 140° западной долготы, а канадская национальная система связи — 90—120° западной долготы. Учитывая, что выделенные для них диапазоны частот перегружены, фирма Atlantic Research совместно с Постоянной комиссией по вопросам дальней связи — ОТМ (Office of Telecommunications Management) изучала перспективы осуществления этих систем и пришла к выводу, что решение вопроса рационального размещения систем в отведенном диапазоне частот возможно при использовании новых радиотехнических средств и методов. ОТМ дает следующие основные рекомендации по рациональному использованию радиочастотного спектра космическими службами.

Таблица 3 [105]

Назначение спутников и космических кораблей	Околоземная несационарная орбита (высота в апогее до 36 тыс. км)		Околоземная стационарная орбита (высота в апогее 36 тыс. км)		Геоцентрические орбиты, траектории полета к Луне и планетам		Итого	
	спутники	системы	спутники	системы	спутники	системы	спутники	системы
Разведывательные	36	8	11	3	10	2	57	13
Научно-исследовательские	19	4	4	3	30	3	53	10
Геодезические	10	2	—	—	—	—	10	2
Сбор данных	11	2	2	1	—	—	13	3
Навигационные	10	2	24	3	—	—	34	5
Пилотируемые космические корабли	7	2	—	—	6	2	13	4
Калибровочные	4	2	—	—	—	—	4	2
Связные	—	—	89	10	—	—	89	10
Итого	97	22	130	20	46	7	273	49

Для осуществления нормальной совместной работы радиоэлектронных средств необходимо выполнять основные требования: уменьшать мощность передатчиков до минимума, требуемого для обеспечения надежной работы радиослужб; использовать остронаправленные антенны, а также методы и средства модуляции, обеспечивающие практически максимальное выделение полезного сигнала на фоне помех.

Для оптимального использования радиочастотного спектра следует точно установить параметры системы и предъявляемые к ним требования. При определении эффективной мощности излучения и модуляционных характеристик должно приниматься во внимание размещение спутников на орбите.

Наземные службы, использующие тот же диапазон, что и космические службы, должны применять направленные антенны, излучение которых должно быть ориентировано таким образом, чтобы основной луч не пересекал геостационарную орбиту.

3.6. Эффект Доплера

Одной из особенностей связи с движущимся объектом, в том числе и с ИСЗ, даже без учета влияния среды, в которой происходит распространение волны, является то, что частоты принимаемых сигналов несколько отличаются от передаваемых в результате так называемого эффекта Доплера. Причина изменения частоты при эффекте Доплера заключается в том, что при передаче сообщения длительностью t оно при-

нимается за время $\left(t + t \frac{v}{c}\right)$, где $\frac{v}{c}$ — отношение ско-

рости удаления к скорости распространения волны. Таким образом, все сообщение на объекте оказывается растянутым

во времени в $\left(1 + \frac{v}{c}\right)$ раз, а частота каждой спектральной

составляющей сообщения соответственно увеличивается во столько же раз. Поскольку каждая спектральная составля-

ющая сигнала из-за эффекта Доплера изменяется в $\left(1 + \frac{v}{c}\right)$

раз, то более высокочастотные составляющие получают большие абсолютные приращения. Например, если сигнал состоит из несущей частоты f и двух боковых частот $f - F$ и $f + F$,

то в результате эффекта Допплера частоты примут следующие значения:

$$f \left(1 + \frac{v}{c} \right) = f + \Delta f_d,$$

$$(f - F) \left(1 + \frac{v}{c} \right) = f - \left(F + F \frac{v}{c} \right) + \Delta f_d,$$

$$(f + F) \left(1 + \frac{v}{c} \right) = f + \left(F + F \frac{v}{c} \right) + \Delta f_d.$$

Полученные результаты обычно представляются в виде двух явлений, именуемых доплеровским сдвигом (перенос всего спектра частот на величину Δf_d) и деформацией спектра сообщений [изменение каждой составляющей спектра, которым модулируется несущая частота в $\left(1 + \frac{v}{c} \right)$ раз].

Допплеровский сдвиг частоты необходимо учитывать при определении полосы пропускания приемника. Если не принимать меры для компенсации эффекта Допплера, полоса пропускания приемника должна составлять

$$\Delta f = \Delta f_0 + \Delta f_{d \text{ макс}} + \Delta \Omega,$$

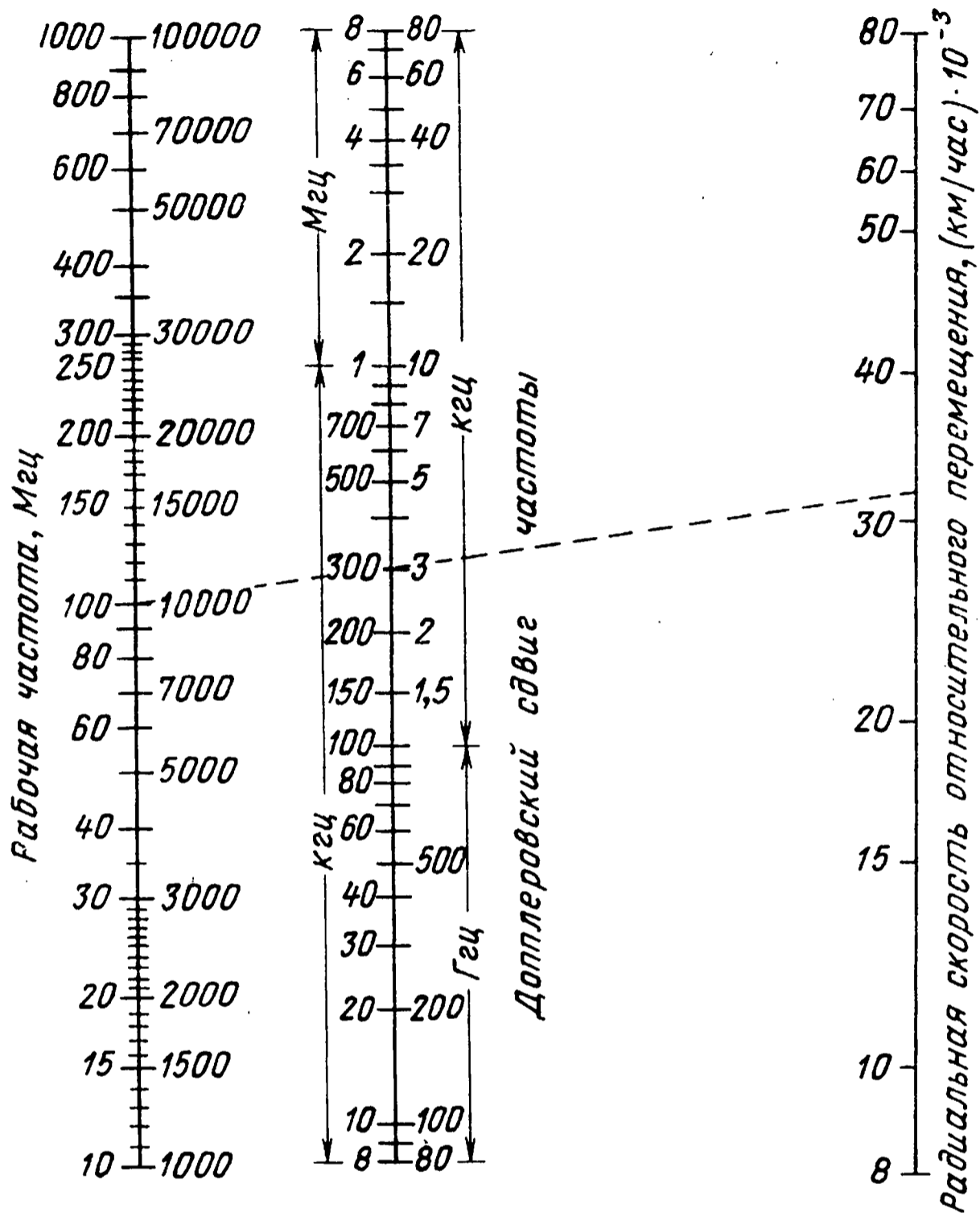
где Δf_0 — полоса частот передаваемого сигнала; $\Delta f_{d \text{ макс}}$ — максимальный доплеровский сдвиг при распространении в свободном пространстве; $\Delta \Omega$ — ошибка в определении доплеровского сдвига частоты из-за влияния неоднородности атмосферы.

Величина $\Delta f_{d \text{ макс}}$ определяется относительной скоростью ИСЗ, параметрами орбиты (высотой, формой, наклоном), расположением наземной станции и несущей частотой f .

При величине $\frac{v}{c}$, равной приблизительно $10^{-4} - 10^{-5}$, и передаче на частотах 1—10 ГГц величина $\Delta f_{d \text{ макс}}$ может достигать 0,1 МГц.

На рис. 69 приведена номограмма для расчета $\Delta f_{d \text{ макс}}$ по рабочей частоте и радиальной скорости движения ИСЗ относительно наземного пункта. Уменьшение влияния составляющей $\Delta f_{d \text{ макс}}$ доплеровского сдвига можно получить двумя способами. Первый из них заключается в применении в приемных устройствах системы автоматической подстройки частоты. Другой возможный способ заключается в том, что в соответствии с орбитой ИСЗ вводится соответствующая поправка на сдвиг в несущую частоту передатчика. Однако ни

один из вышеприведенных способов не устраняет деформацию спектра сообщения, которая приводит к изменению масштаба времени сообщения в $\left(1 + \frac{v}{c}\right)$ раз.

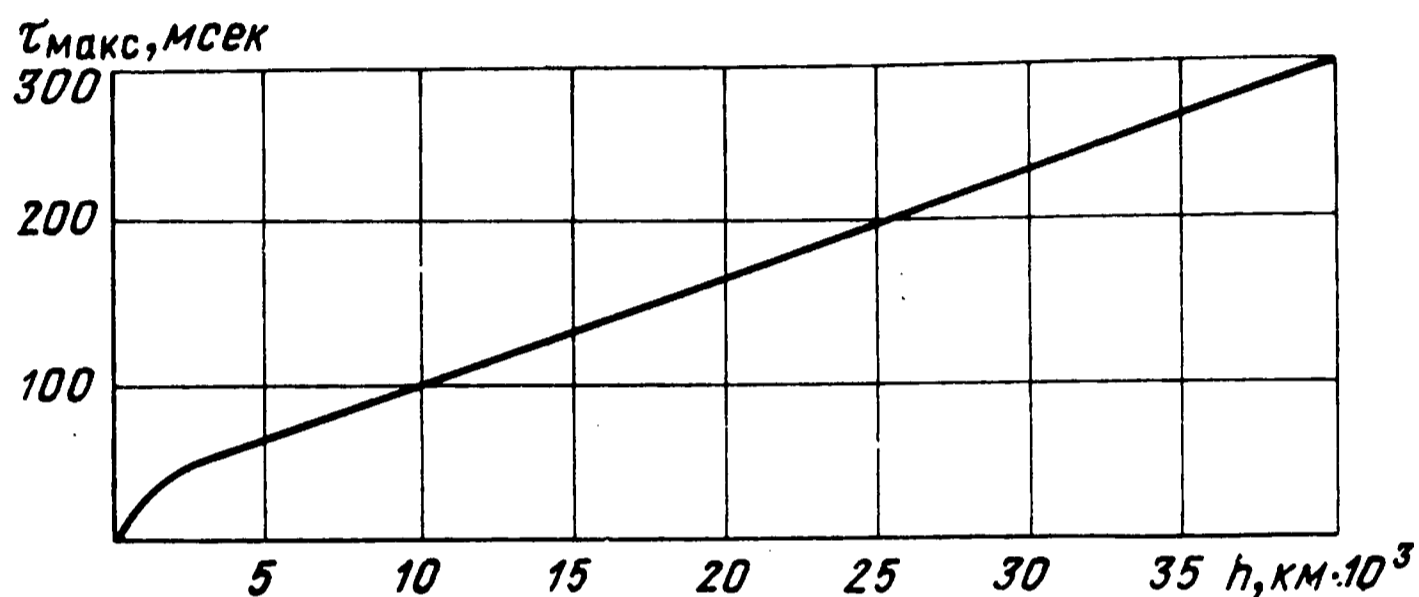


Р и с. 69.

Тем не менее, при сравнительно малых скоростях движения спутников вокруг Земли и работе на сравнительно высоких частотах в режиме частотной модуляции это изменение практически мало сказывается на разборчивости телефонного разговора или изображении черно-белого телевидения. До недавнего времени считалось, что цветное телевидение потребует специальных мер по компенсации эффекта Доплера, но недавние передачи цветного телевидения с помощью спутника «Молния» показали, что это влияние невелико и с ним можно не считаться [71].

3.7. Запаздывание сигнала

Для прохождения радиосигналом пути, определяемого расстоянием между корреспондентами, требуется определенное время. Если это расстояние велико, то запаздывание сигнала становится заметным. В случае использования ИСЗ в качестве ретранслятора запаздывание сигнала еще больше увеличивается. Время запаздывания сигнала зависит от высоты орбиты и от расстояния между корреспондентами. Для оценки времени задержки сигнала на рис. 70 приведена зависимость времени задержки между наземными станциями $\tau_{\text{макс}}$ от высоты орбиты спутника. Как следует из рис. 70,



Р и с. 70.

максимальное запаздывание составит 60 мсек при высоте орбиты в 5000 км и 270 мсек при высоте орбиты в 35 000 км.

При передаче дуплексных телефонных разговоров запаздывание сигналов может привести к вынужденным паузам в разговоре между абонентами, что затруднит разговор, а при телеграфии возникают существенные искажения и трансформация сигналов. В связи с этим нормами МККР установлена величина для максимального времени запаздывания сигнала между двумя абонентами при телефонном обмене, равная 250 мсек [72].

При построении системы связи с использованием нескольких ИСЗ в качестве ретрансляторов, а также при связи с ИСЗ, когда прием и передача осуществляются на одной частоте, необходимо учитывать влияние эхо-сигнала, отраженного от Земли. Эти сигналы будут восприниматься в виде прослушивания своего разговора (сигнала), задержанного на время, равное удвоенному времени распространения сигнала. Для случая «стационарного» спутника время запаздывания эхо-сигнала составит около 540 мсек. При большом времени

запаздывания эхо-сигналы становятся ощутимыми и мешают ведению разговоров.

Для борьбы с мешающим воздействием эхо-сигналов необходимо при связи с ИСЗ прием и передачу вести на разнесенных частотах. При связи между двумя ИСЗ для ослабления эхо-сигнала можно рекомендовать работу на высоких частотах (миллиметровых волнах), коэффициент поглощения для которых в тропосфере (кислороде и водяных парах) значителен.

Величина затухания эхо-сигнала, при котором его влияние не сказывается на разборчивости речи, зависит от специфики языка или вида работы. Так, например, результаты исследо-

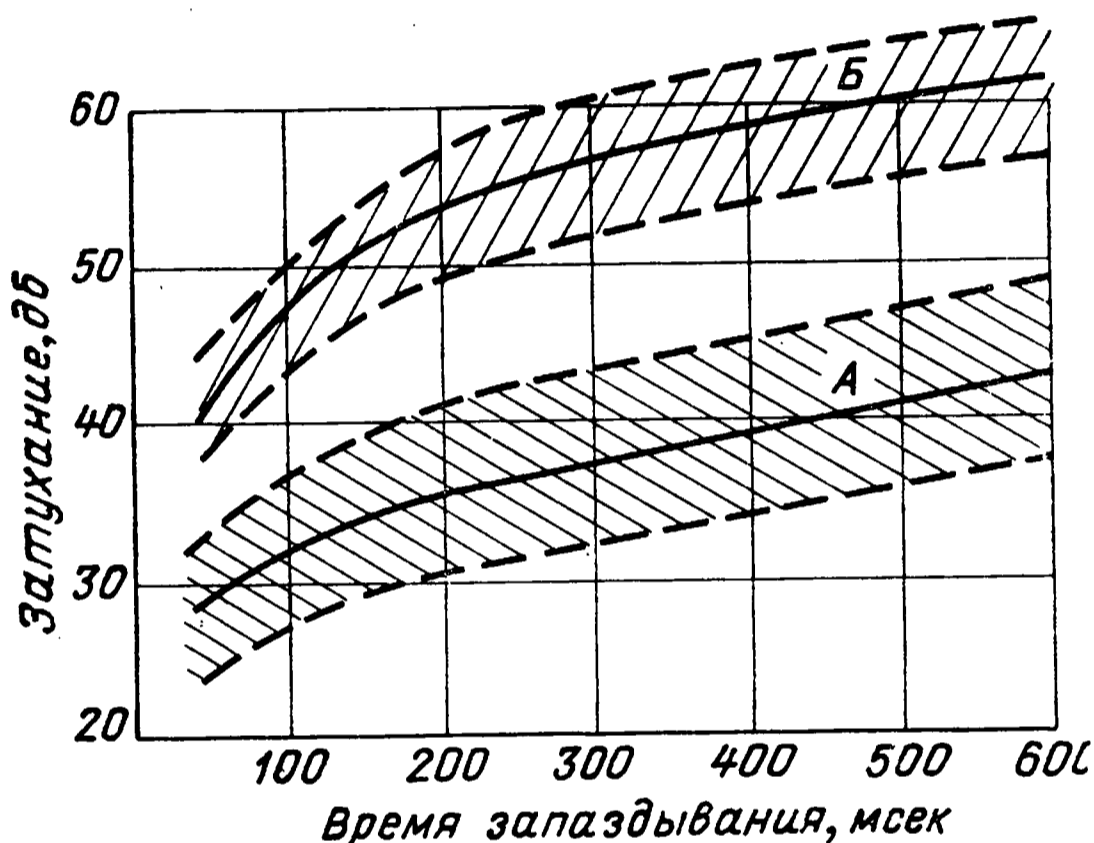


Рис. 71.

ваний влияния эхо-сигналов, выполненных для японской речи методом субъективно-статистической экспертизы, приведены на рис. 71. Кривая A определяет соотношение между временем задержки и средним затуханием эхо-сигнала, при котором влияние эхо еще заметно; кривая B соответствует затуханию, при котором эхо-сигнал не ощущается. Заштрихованные зоны определяют разброс показаний субъективной экспертизы. Пользуясь кривой B, можно определить необходимую величину среднего затухания эхо-сигнала на линии радиосвязи. Как следует из рис. 71, величина затухания должна достигать 60 дБ.

3.8. Уравнение связи

Как было указано выше, при работе на частотах выше 100 Мгц условия распространения волны аналогичны распро-

странению в свободном пространстве. При описании характеристик распространения радиоволн пользуются термином «потери передачи» — J .

По определению, потери передачи J есть отношение (выраженное в децибелах) мощности, излучаемой передающей антенной, $P_{\text{п}}$ к мощности на выходе приемной антенны $P_{\text{а}}$:

$$J = 10 \lg \left(\frac{P_{\text{п}}}{P_{\text{а}}} \right). \quad (3.8.01)$$

При распространении в свободном пространстве

$$P_{\text{а}} = \frac{P_{\text{п}} G_{\text{п}} G_{\text{пр}} \lambda^2}{(4\pi)^2 d^2}, \quad (3.8.02)$$

тогда

$$\frac{P_{\text{п}}}{P_{\text{а}}} = \frac{(4\pi)^2 d^2}{\lambda^2 G_{\text{п}} G_{\text{пр}}}, \quad (3.8.03)$$

и для свободного пространства на основании (3.8.01) с учетом (3.8.03)

$$J = 20 \lg (4\pi d/\lambda) - G_{\text{р}}, \quad (3.8.04)$$

где $G_{\text{р}}$ — общее эффективное усиление передающей и приемной антенн относительно усиления изотропных антенн в децибелах. Выражение (3.8.04) можно переписать

$$J_0 = 32,28 + 20 \lg d + 20 \lg f - G_{\text{р}}, \quad (3.8.05)$$

где d измеряется в км; f — в Мгц.

На рис. 72 приведены кривые для определения ослабления в дб, отнесенного к 1 вт, в зависимости от расстояния связи и частоты. Для вычисления ослабления на конкретной трассе нужно из значений ослабления, считываемых с рис. 72, вычесть значения в дб усиления антенн, используемых на линии, и значения излучаемой мощности в дб.

Следует иметь в виду, что если на ИСЗ используется полуволновый вибратор с усилением $G_{\text{с}} = 2,15$ дб, а на Земле — направленная антенна с эффективной площадью A м², то

$$G_{\text{н}} = 10 \lg \frac{4\pi A_{\text{н}}}{\lambda^2} = 10 \lg A_{\text{н}} + 20 \lg f - 38,54, \quad (3.8.06)$$

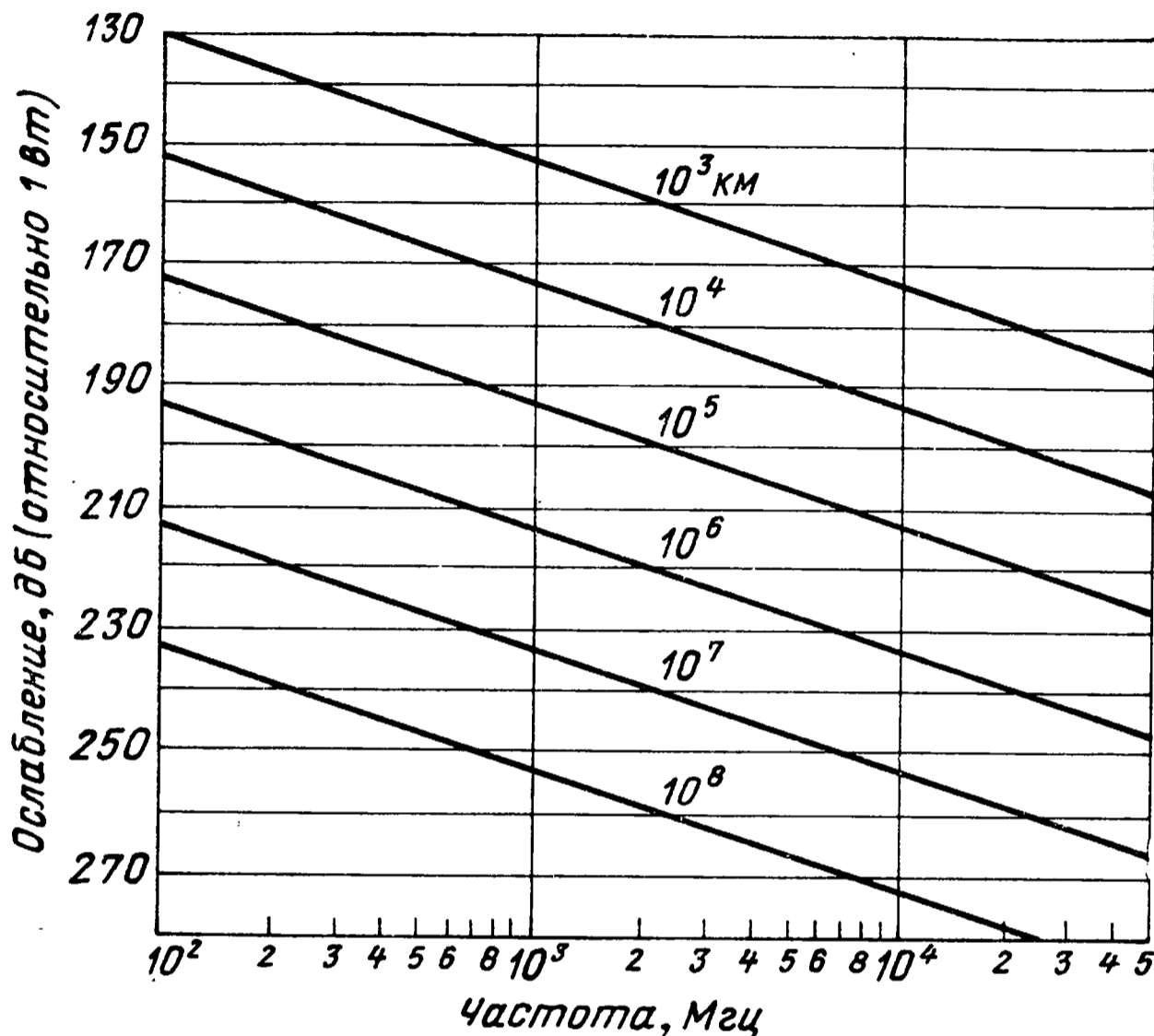
$$J_{01} = 68,77 + 20 \lg d - 10 \lg A_{\text{н}}, \quad (3.8.07)$$

т. е. потери передачи не зависят от частоты.

Если на обоих концах радиолинии используются направленные антенны с соответствующей эффективной площадью, то потери передачи определяются выражением

$$J_{02} = 109,46 + 20 \lg d - 20 \lg f - 10 \lg A_c - 10 \lg A_n, \quad (3.8.08)$$

при этом предпочтительно работать на более высоких частотах.



Р и с. 72.

Выражения (3.8.05), (3.8.07) и (3.8.08) дают возможность определить значение потерь передачи. Максимальные потери передачи согласно определению имеют место тогда, когда обеспечивается такая мощность полезного сигнала в приемной антенне, при которой на выходе линейной части приемника соблюдается равенство сигнала и шума.

Мощность шума на входе приемника, как было указано выше, определяется собственными шумами приемника и дополнительными внешними факторами. Влияние этих факторов может быть оценено увеличением эффективной шумовой температуры приемника $T_{эфф}$. Кроме того, мощность шумов на входе приемника зависит от полосы пропускания приемника Δf . Тогда минимальная мощность принимаемого сигнала может быть определена из выражения

$$P_{ш пр} = kT_{эфф} \Delta f. \quad (3.8.09)$$

На основании (3.8.09) максимально допустимые потери передачи определяются из выражения

$$J_{03} = 228,6 + 10 \lg P - 10 \lg T_{эфф} - 10 \lg \Delta f. \quad (3.8.10)$$

Следует иметь в виду, что для (3.8.10) отношение сигнала к шуму принято равным единице. В зависимости от рода работ это отношение может быть различным, но всегда θ' должно быть больше единицы, при этом максимально допустимые потери

$$J_{0 \text{ макс}} = 228,6 + 10 \lg P - 10 \lg T_{эфф} - 10 \lg \Delta f - 10 \lg \theta'. \quad (3.8.11)$$

Тогда в зависимости от применяемых на линии антенн можно получить уравнения связи.

Приравняв (3.8.11) и (3.8.05), получим следующее выражение для уравнения связи:

$$196,22 + 10 \lg P + G_p - 10 \lg T_{эфф} - 10 \lg \Delta f - 10 \lg \theta' - 20 \lg d - 20 \lg f = 0. \quad (3.8.12)$$

Приравняв (3.8.11) и (3.8.07), получим

$$159,83 + 10 \lg P + 10 \lg A_n - 10 \lg T_{эфф} - 10 \lg \Delta f - 10 \lg \theta - 20 \lg d = 0. \quad (3.8.13)$$

Приравняв (3.8.11) и (3.8.08), имеем

$$119,14 + 10 \lg P + 20 \lg f + 10 \lg A_c - 10 \lg T_{эфф} - 10 \lg \Delta f - 10 \lg \theta' - 20 \lg d = 0. \quad (3.8.14)$$

Зная протяженность линии связи d , рабочую частоту f , усиление антенн G , полосу частот Δf , род работы и эффективную шумовую температуру, можно на основании выражений (3.8.12) — (3.8.14) без труда определить необходимую мощность излучения, а из выражения для $T_{эфф}$ — чувствительность приемного устройства.

Вышеприведенное рассмотрение позволило построить график (рис. 73), на котором представлены уровни сигнала и шума на входе наземного приемника с полосой 1 кГц и $T_0 = 700^\circ\text{K}$ в зависимости от частоты при использовании на Земле параболических антенн диаметром 9 и 18 м, а на спутнике, находящемся на высоте 1000 км, изотропной антенны, излучающей мощность 1 Вт. На рис. 73 кривые А и Б характеризуют изменение уровня атмосферных шумов в зависимости от частоты для дня (А) и ночи (Б). Кривая В характеризует изменение усредненного уровня космических шумов в зависимости от частоты, кривая Г — шумы приемника.

Кривые *Д*, *Е* и *Ж* определяют минимальные частоты, которые проходят через ионосферу при вертикальном (*Д*) и наклонном падении волны на нее (*Е* для высоких широт и *Ж* — для экваториальной области). Участок *З* кривых характеризует поглощение волны в ионосфере в зависимости от частоты. Участок кривых *И* — мощность на входе приемника при распространении волны в свободном пространстве для случая применения антенн указанного диаметра в зависимости от

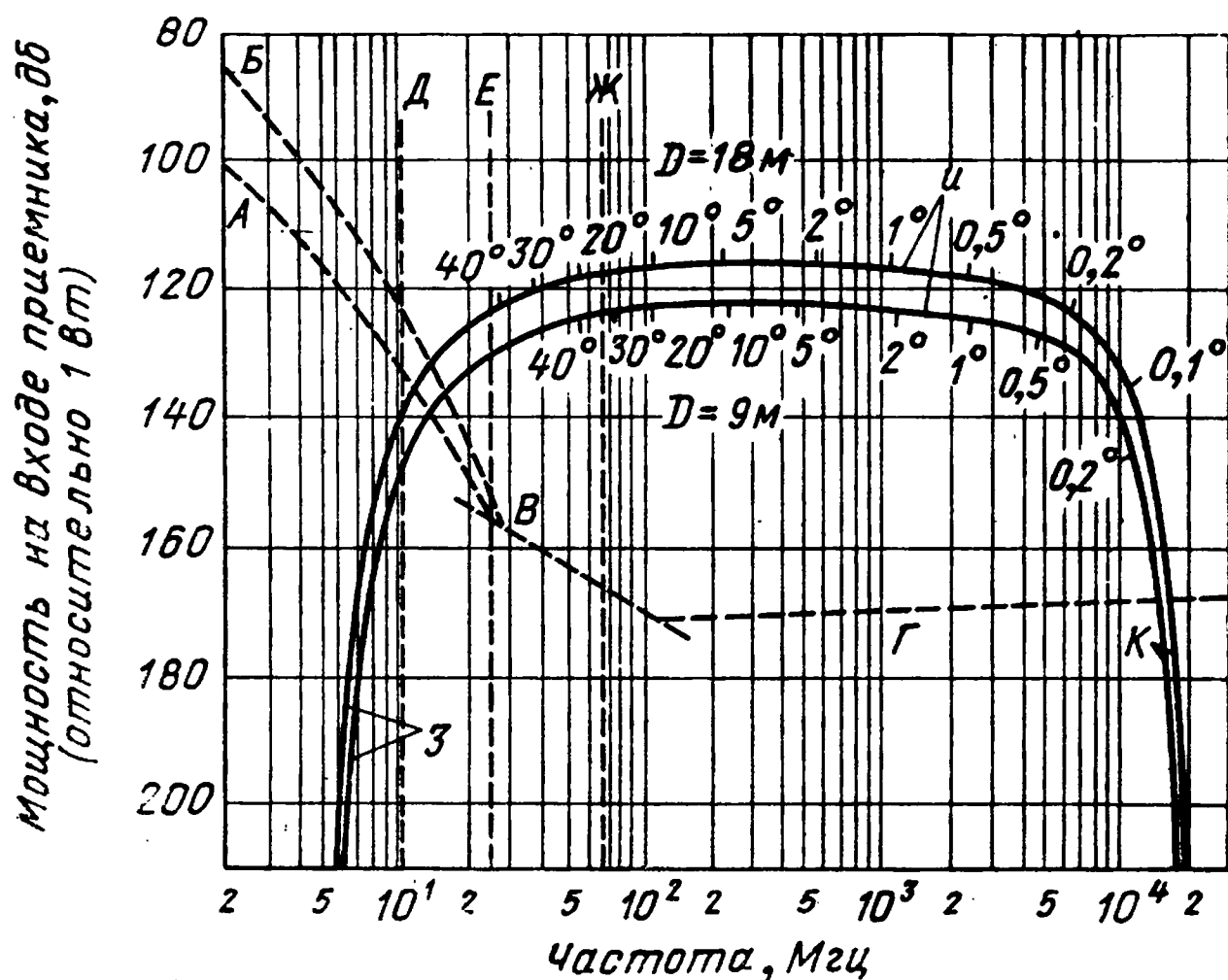
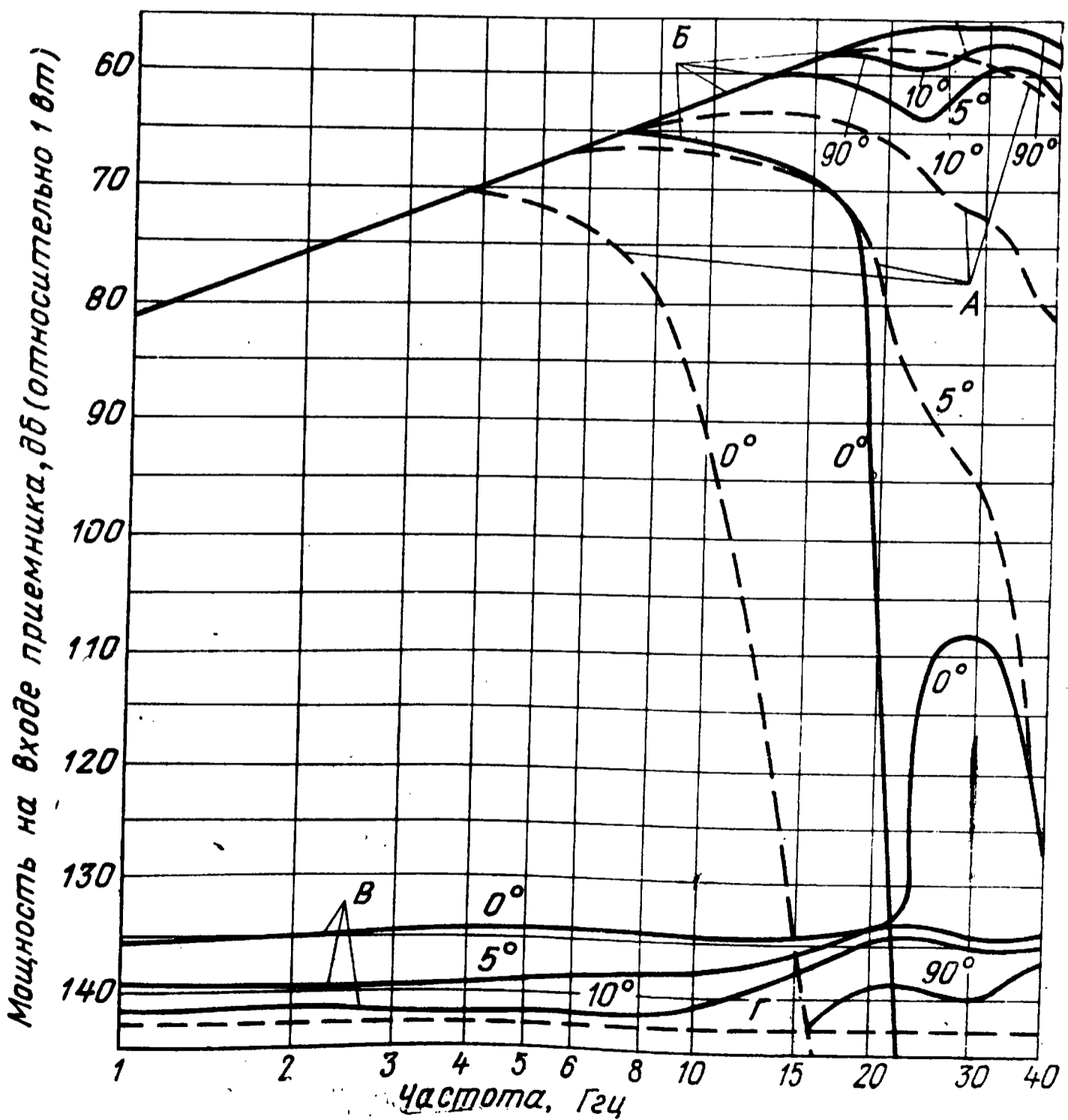
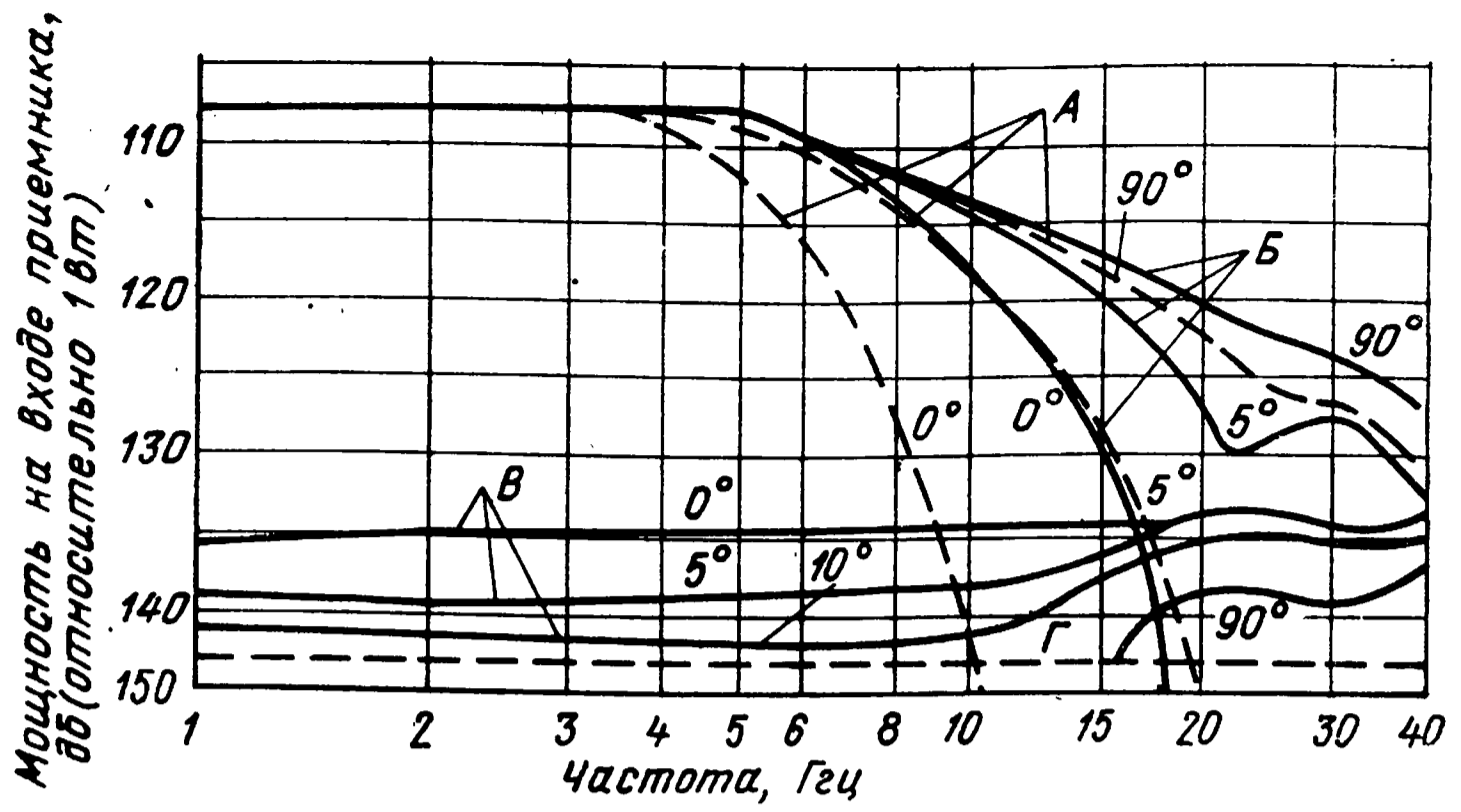


Рис. 73.

частоты; на кривых указана ширина диаграммы направленности в зависимости от частоты. Участок кривых *К* характеризует эффект поглощения в дожде и кислороде в зависимости от частоты.

Рис. 74 иллюстрирует изменение уровней сигнала и шума в зависимости от частоты на входе наземного приемника с полосой 10 МГц, при использовании параболической антенны диаметром 20 м при связи с ИСЗ, летящем на высоте 1000 км, с изотропной антенной, излучающей мощность 1 Вт. Кривые *А* характеризуют поглощение волны при прохождении области сильного дождя толщиной 1 км под различными углами возвышения в зависимости от частоты. Кривые *Б* характеризуют поглощение в тропосфере (без дождя) при прохождении волны под различными углами в зависимости от частоты. Кривые *В* определяют уровень шума в полосе 10 МГц при различных углах подъема наземной антенны. Кривая *Г* иллюстрирует типичный шум мазера.



На рис. 75 приведены такие же аналитические кривые, как и на рис. 74, для радиолинии, отличающейся лишь тем, что на ИСЗ применена параболическая антенна диаметром 3 м. Как следует из рассмотрения рис. 74 и 75, если на спутнике применена изотропная антенна, а на Земле направленная антенна определенного диаметра, мощность на входе приемника остается неизменной до частоты 5 Гц, где начинает сказываться поглощение в атмосфере и наблюдается замедление роста усиления антенны с частотой (выше критической) из-за недостаточной точности изготовления зеркала.

Если же спутник и наземная станция имеют направленные антенны с фиксированными диаметрами, мощность на входе приемника растет с увеличением рабочей частоты (рис. 75).

Анализ кривых рис. 73—75 показывает, что при связи с ИСЗ в довольно широком диапазоне частот сравнительно простыми средствами обеспечивается высокое отношение уровней сигнала к шуму. Это позволяет создавать многоканальные межконтинентальные системы связи через ИСЗ.

Такие системы, на современном уровне развития ракетной техники, более экономичны, чем кабельные линии. Так как в настоящее время одна ракета может вывести на орбиту сравнительно большое число спутников, то мыслимо построение такой системы связи через ИСЗ, которая практически не может быть преднамеренно нарушена.

3.9. Особенности распространения волн при радиосвязи самолет — ИСЗ

Проблема увеличения дальности линии связи самолет—Земля за пределами прямой видимости с особой остротой встала с появлением сверхзвуковых самолетов. Первоначально эта проблема возникла при обеспечении самолетов радиосвязью на сравнительно небольших расстояниях, 500—1000 км, в связи с тем, что для этих расстояний оперативно весьма затруднительно использовать радиосредства КВ диапазона, так как резкое увеличение скорости и, как следствие, изменение освещенности на трассе требуют частого перехода с одной рабочей волны на другую [43]. Для транспортной авиации, которая при эксплуатации использует определенные маршруты, проблема решалась за счет использования тропосферного рассеяния. При этом, как известно, необходимо было существенно увеличить энергетический потенциал радиолинии, что возможно за счет использования на Земле и самолете направленных антенн, чувствительных малошумящих

усилительных приставок к приемным устройствам и усилителей мощности к самолетным передающим устройствам [73]. В последнее время благодаря большим успехам, достигнутым как в области ракетной техники, так и в области конструирования антенн летательных аппаратов, становится очевидным, что для обеспечения связью высокоскоростных самолетов оптимальной с точки зрения удобства эксплуатации и сокращения необходимых затрат является система связи, базирующаяся на ретрансляторах, установленных на ИСЗ. При этом на первом этапе может быть сохранена вся аппаратура (за исключением антенн), разработанная для самолетных тропосферных линий радиосвязи.

Использование ретрансляторов на ИСЗ позволит решить проблему радиосвязи сверхзвуковых самолетов как на указанных выше расстояниях, так и на трансокеанских и трансконтинентальных линиях связи. Однако при расчете самолетной линии радиосвязи с использованием ретранслятора на ИСЗ необходимо учитывать некоторые особенности, связанные с распространением радиоволн.

При использовании волн метрового и дециметрового диапазонов, выделенных МККР для самолетной связи, по аэродинамическим условиям на самолете представляется весьма затруднительным осуществить антенны с узкими диаграммами направленности. Наличие же антенны с широкими диаграммами приводит к тому, что в точке приема может иметь место интерференция прямого и отраженных от земной или водной поверхности, а также от тропосферных неоднородностей лучей, приводящая к замираниям.

Весной и осенью 1966 г. было проведено исследование многолучевости между самолетом и ИСЗ на различных трассах на частоте 230 Мгц [74]. Измерения проводились с помощью 4-канального приемника и четырех антенн, установленных на самолете (по 2 ненаправленные и 2 направленные с вертикальной и горизонтальной поляризацией). Обнаружено хорошо выраженное отражение радиоволн от земной и водной поверхности, причем сравнение экспериментальных и расчетных данных показало, что при углах места ИСЗ до 20° с учетом коэффициента расходимости отражение можно считать близким к зеркальному. При больших углах места начинает сказываться «шероховатость» отражающей поверхности, т. е. отражение приобретает диффузионный характер. Другой особенностью самолетной радиосвязи с использованием ИСЗ является то, что время запаздывания отраженного сигнала относительно прямого может достигнуть 60 мксек (для синхронного ИСЗ и самолета, летящего на высоте 10 км).

Следует отметить еще одну причину, вызывающую замирания сигнала, — фарадеевское вращение плоскости поляризации. Как показали измерения, изменение поляризации при использовании на ИСЗ антенны с линейной поляризацией и на самолете антенны с вертикальной поляризацией вызывало дополнительное затухание, достигающее 25 дБ. Влияние фарадеевского вращающего плоскости поляризации, обусловленного анизотропными свойствами земной атмосферы, подробно рассмотрено в § 1.5 и 2.8, где было показано, что эффективным методом борьбы с замираниями, вызываемыми изменениями плоскости поляризации волны при прохождении через ионосферу, является применение антенн с круговой поляризацией. Современный уровень антенной техники позволяет успешно решить эту задачу. Так, например, фирма Mc Martin Industries рекламирует самолетную спиральную антенну с усилением 8 дБ, длиной 57 см, диаметром 3,8 см весом 450 г и диапазоном частот 88—108 МГц [75]. Поэтому в дальнейшем вопросы, связанные с этим типом замираний, рассматривать не будет и перейдем к рассмотрению замираний, обусловленных интерференцией прямого и отраженных от земной поверхности и от тропосферных неоднородностей лучей, с тем чтобы определить необходимый дополнительный энергетический запас, которым нужно обеспечить радиолинии самолет — ИСЗ и ИСЗ — самолет.

Следует отметить, что при эксперименте по осуществлению связи между вертолетом и наземной станцией и вертолетом и самолетом с использованием ИСЗ в качестве ретранслятора были обнаружены замирания на участке линии вертолет — ИСЗ, обусловленные вращением несущего винта вертолета, периодически экранирующего антенну [76]. Поэтому при последующих испытаниях антенну предполагается устанавливать над несущим и рулевым винтами вертолета.

Механизм замирания и время запаздывания отраженных сигналов

Как было указано выше, наличие в точке приема прямого и отраженных лучей может привести либо к усилению, либо к ослаблению сигнала, частичному или полному. Если отражение зеркальное и в точку приема приходит только два луча, то механизм отражения может быть описан следующей импульсной реакцией линейной среды:

$$h(t) = \delta(t) + P e^{j\Phi} \delta(t - \tau), \quad (3.9.01)$$

где первый член (дельта-функция) представляет собой отклик среды при распространении прямого луча, а второй член соответствует отраженному лучу с коэффициентом отражения $P e^{j\Phi}$ ($0 \leq P \leq 1$), τ — время

задержки, равное отношению D/c , D — разность хода между прямым и отраженным лучом, c — скорость распространения.

С помощью обратного преобразования Фурье из уравнения (3.9.01) получим выражение для передаточной функции канала:

$$\begin{aligned} H(\omega) &= 1 + P \exp[-j(\omega\tau + \Phi)] = \\ &= \sqrt{(1+P)^2 + 2P \cos[\omega\tau + \Phi]} \times \\ &\times \exp\left[j \operatorname{tg}^{-1} \left\{ -\frac{P \sin(\omega\tau + \Phi)}{1 + P \cos(\omega\tau + \Phi)} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3.9.02)$$

Так как τ меняется медленно и если предположить, что $P \approx 1$, то при постоянной величине $\omega = 2\pi f$ передаточная функция канала резко уменьшается каждый раз когда τ достигает величины, при которой $(\omega\tau + \Phi)$ приближается к нечетному числу π радиан.

Таким образом, для того чтобы ослабить замирание, можно использовать частотное разнесение, причем по частоте оно должно быть примерно $\tau/2$.

Для того чтобы количественно оценить τ , необходимо определить разность хода между прямым и отраженными лучами в предположении, что отражение происходит только от поверхности Земли. Рассмотрим схему связи самолета с ИСЗ, представленную на рис. 76, на кото-

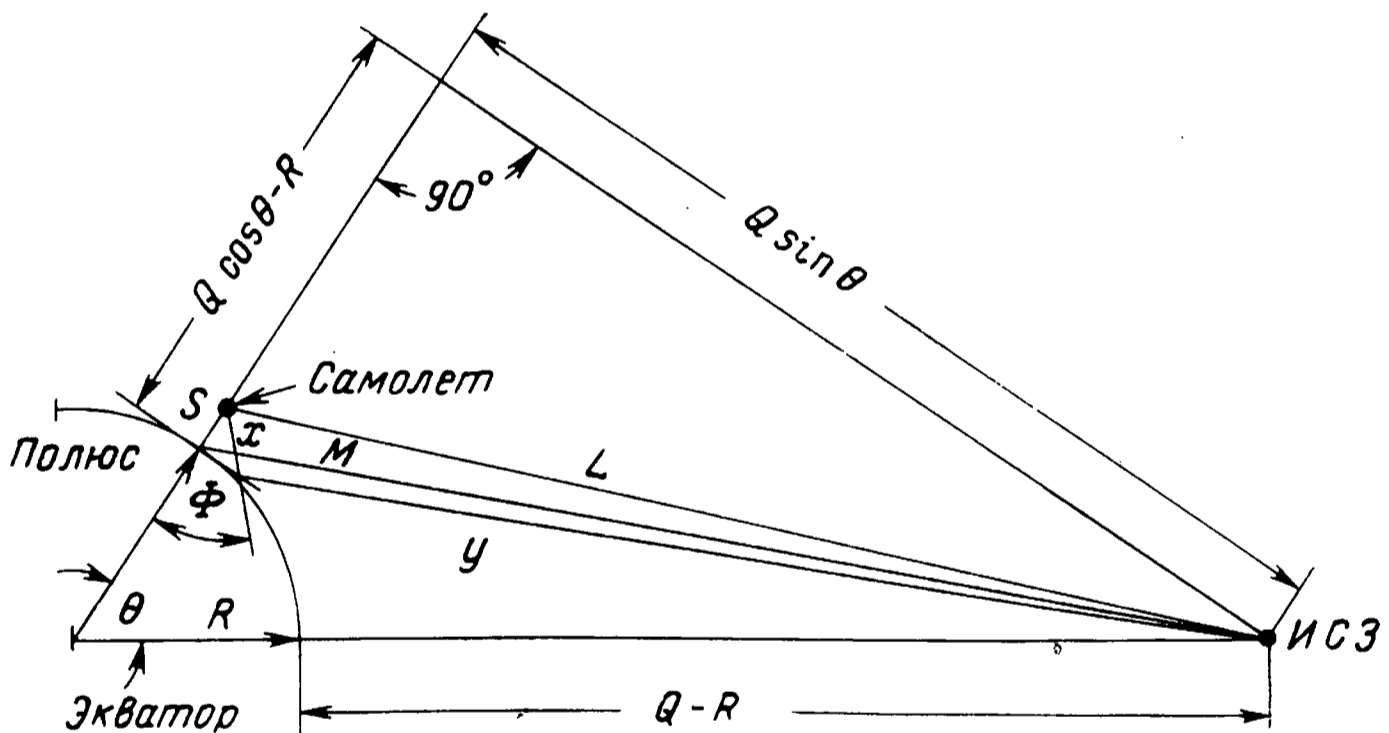


Рис. 76.

ром изображен спутник на круговой экваториальной орбите радиусом Q и самолет (на широте θ и высоте S), находящийся на той же долготе, что и спутник. Допустим, что R — радиус Земли, L — путь прямого луча, а $(x+y)$ — длина отраженного луча. При синхронной высоте ИСЗ $Q = 6,5R$. Пусть M — расстояние от спутника до точки на поверхности Земли, лежащей на прямой, проходящей через центр Земли и местоположение самолета. Тогда по теореме косинусов

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{R^2 + Q^2 - 2QR \cos \theta}, \\ L &= \sqrt{(R+S)^2 + Q^2 - 2Q(R+S) \cos \theta} = \\ &= \sqrt{M^2 + 2RS + S^2 - 2QS \cos \theta}. \end{aligned} \quad (3.9.03)$$

Так как $S \ll R$ и $S(Q \cos \theta - R) \ll M^2$, то

$$L \approx M - (S/M)(Q \cos \theta - R). \quad (3.9.04)$$

Если Φ — угол между отраженным лучом x и прямой, проходящей через центр Земли и местоположение самолета, то

$$\begin{aligned} x &= S / \cos \Phi, \\ y &= \sqrt{(Q \sin \theta - S \operatorname{tg} \Phi)^2 - (Q \cos \theta - R)^2} = \\ &= \sqrt{M^2 - S \operatorname{tg} \Phi (2Q \sin \theta - S \operatorname{tg} \Phi)}. \end{aligned} \quad (3.9.05)$$

Так как $S \operatorname{tg} \Phi < Q \sin \theta$, за исключением случая, когда $\theta \ll 1$, то

$$y \approx M - SQ \sin \theta \operatorname{tg} \Phi. \quad (3.9.06)$$

Разность хода между прямым и отраженным лучом равна

$$D = (x + y) - L$$

или с учетом (3.9.04) — (3.9.06)

$$D = \frac{S}{\cos \Phi} \left(1 + \frac{Q \cos (\theta + \Phi) - R \cos \Phi}{M} \right). \quad (3.9.07)$$

Для того чтобы определить точку отражения, соответствующую минимальной разности хода между прямым и отраженным лучом, продифференцируем уравнение (3.9.07) и результат приравняем нулю. Тогда

$$\sin \Phi = (Q/M) \sin \theta. \quad (3.9.08)$$

Подставляя (3.9.08) в (3.9.07), получим

$$D_{\min} = (2S/M)(Q \cos \theta - R). \quad (3.9.09)$$

На рис. 77 приведены результаты расчета времени запаздывания при $S=9144$ м, $v=1110$ км/час и $\lambda=1$ м.

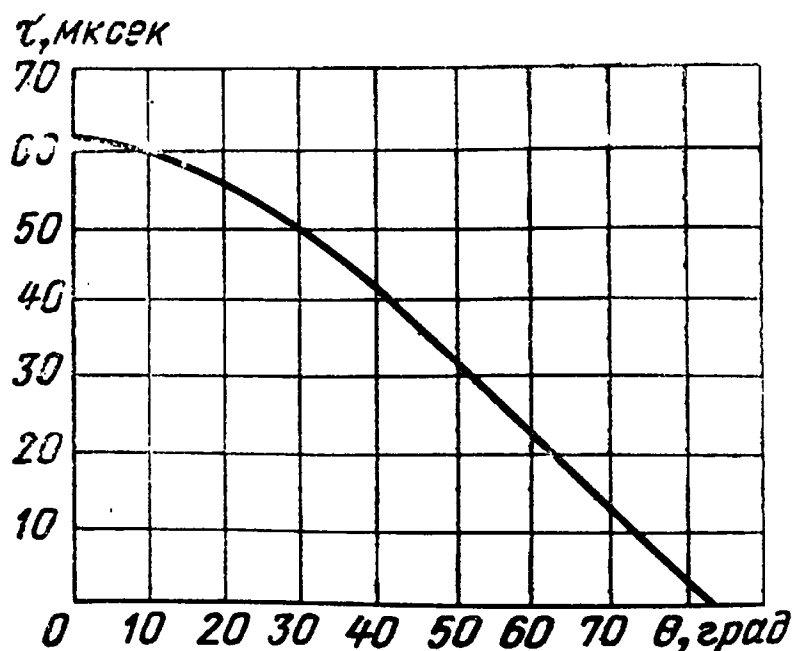


Рис. 77.

Наибольшее время запаздывания, обусловленное разностью хода между прямым и отраженным лучом, возникает тогда, когда самолет находится над экватором, и составляет 60 мксек. Это время определяется распространением волны на расстояние $2S$. Из рис. 77 следует, что τ изменяется в пределах от 6 мксек (самолет на широте 75°) до 60 мксек (самолет на экваторе), поэтому разделение по частоте, обеспечивающее относительно независимое замирание (для обеих частот) при какой-то величине τ , приведет к коррелированному замиранию при величине $n\tau$, где n — целое число. Поэтому для глобальных систем связи может потребоваться большее число разнесения, чем двукратное.

При диффузном отражении сигнал в точке приема представляет собой серию лучей, отраженных как от нескольких точек на поверхности Земли (зоны Френеля), так и от тропосферных неоднородностей. Время задержки за счет многолучевости не может быть выражено одной величиной, а охватывает определенный диапазон. При этом выражения для импульсной реакции среды и передаточной функции канала запишутся в следующем виде:

$$h(t) = \delta(t) + \sum_k P_k e^{j\Phi_k} \delta(t - \tau_k), \quad (3.9.10)$$

$$H(\omega) = 1 + \sum_k P_k \exp[-j(\omega\tau_k + \Phi_k)]. \quad (3.9.11)$$

Практически многолучевость может представлять собой различные комбинации зеркального и диффузионного отражения. Для того чтобы оценить характер замираний, рассмотрим три наиболее принятых при теоретическом рассмотрении модели замирания.

1. Модель замирания, характеризующая зеркальное отражение, обусловленное сложением двух векторов почти равной величины и произвольной фазы.

2. Релеевское замирание.

3. Модель замирания, обусловленная сложением постоянного вектора и вектора с релеевским распределением — замирание «Райса».

При сравнении этих моделей следует учитывать, что при передаче синусоидальных сигналов принимаемый сигнал будет иметь вид

$$v(t) = R(t) \sin[\omega t + \theta(t)], \quad 0 < R < \infty, \quad (3.9.12)$$

где огибающая R и фаза θ изменяются медленно по сравнению со скоростью модуляции.

Плотность вероятности распределения амплитуды R обозначим как $\rho r(R)$, тогда интегральная функция распределения амплитуд будет иметь вид

$$cD(R) = \int_0^R \rho r(u) du.$$

При чисто зеркальном отражении (первая модель замирания) и коэффициенте отражения с амплитудой K (где $0 \leq K \leq 1$) и случайной фазой выражение (3.9.12) можно записать

$$v(t) = v[\sin(\omega t) + K \sin(\omega t + \Phi)],$$

где Φ равномерно распределяется в интервале $(0-2\pi)$.

В [88] показано, что в этом случае

$$\rho r(R) \approx \frac{2R}{\pi} \{(2Kv^2)^2 - [R^2 - (1 + K^2)v^2]^2\}^{-1/2},$$

$$(1 - K)v \leq R \leq (1 + K)v,$$

$$cD(R) = \frac{1}{\pi} \cos^{-1} [(1 + K^2)/2K - R^2/2Kv^2].$$

При $K=1$

$$\rho r(R) = \frac{2}{\pi} (4v^2 - R^2)^{-1/2}, \quad 0 \leq R \leq 2v, \quad (3.9.13)$$

$$cD(R) = \frac{2}{\pi} \sin^{-1}(R/2v). \quad (3.9.14)$$

Для этой модели средняя мощность P_0 берется как $v^2/2$ (мощность в прямом луче).

Релеевское замирание наиболее часто наблюдается при рассеянном распространении и реже — на трассе самолет — ИСЗ. Однако эта модель включена в рассмотрение для того, чтобы подчеркнуть максимально возможный энергетический потенциал радиолинии, который может быть взят для уменьшения влияния замирания при связи самолета с ИСЗ, находящимся под сравнительно большими углами возвышения. Для этой модели

$$\rho r(R) = \frac{2R}{\bar{R}^2} e^{-R^2/\bar{R}^2}, \quad 0 < R < \infty, \quad (3.9.15)$$

$$cD(R) = 1 - e^{-R^2/\bar{R}^2} \rightarrow \frac{R^2}{\bar{R}^2} \quad \text{при } R^2 \ll \bar{R}^2. \quad (3.9.16)$$

Иногда удобнее использовать распределение мгновенной мощности $P=R^2/2$, тогда

$$\rho r(P) = \frac{1}{P_0} e^{-P/P_0}, \quad (3.9.17)$$

где $P_0 = \bar{R}^2/2$,

$$cD(P) = 1 - e^{-P/P_0} \rightarrow \frac{P}{P_0} \quad \text{при } P \ll P_0. \quad (3.9.18)$$

Для третьей модели сигнал в точке приема определится из выражения

$$v(t) = v \sin \omega t + r(t) \sin [\omega t - \Phi(t)] = R(t) \sin [\omega t - \theta(t)], \quad (3.9.19)$$

где $r(t)$ — функция, имеющая релеевское распределение $\bar{r}^2/2 = (\delta^2/2)v = \delta^2 P_0$ и δ^2 представляет собой отношение средней мощности вектора от-

раженной волны (переменная составляющая) к вектору средней мощности прямого луча (постоянная составляющая).

Тогда при $R \ll \delta v / \sqrt{2}$

$$\rho r(R) = \frac{2R}{\delta^2 v^2} e^{-\frac{R^2 + v^2}{\delta^2 v^2}} I_0 \left(\frac{2R}{\delta^2 v^2} \right) \rightarrow \frac{2R}{\delta^2 v^2} e^{-\frac{1}{\delta^2}}. \quad (3.9.20)$$

В [78] приведены таблицы, позволяющие определить значения интегральных функций распределения для широкого диапазона δ^2 . Для малых величин R интегральную функцию распределения можно аппроксимировать по (3.9.20) как

$$cD(R) = \frac{R^2}{\delta^2 v^2} e^{-1/\delta^2}. \quad (3.9.21)$$

На рис. 78 приведены кривые вероятности распределения амплитуд вектора мощности в точке приема для всех трех моделей замирания. На указанном рисунке по оси ординат отложены значения результирующих амплитуд вектора мощности, выраженных в дБ, по отношению к P_0 , а по оси абсцисс — вероятность того, что величина, указанная на оси ординат, будет превышена.

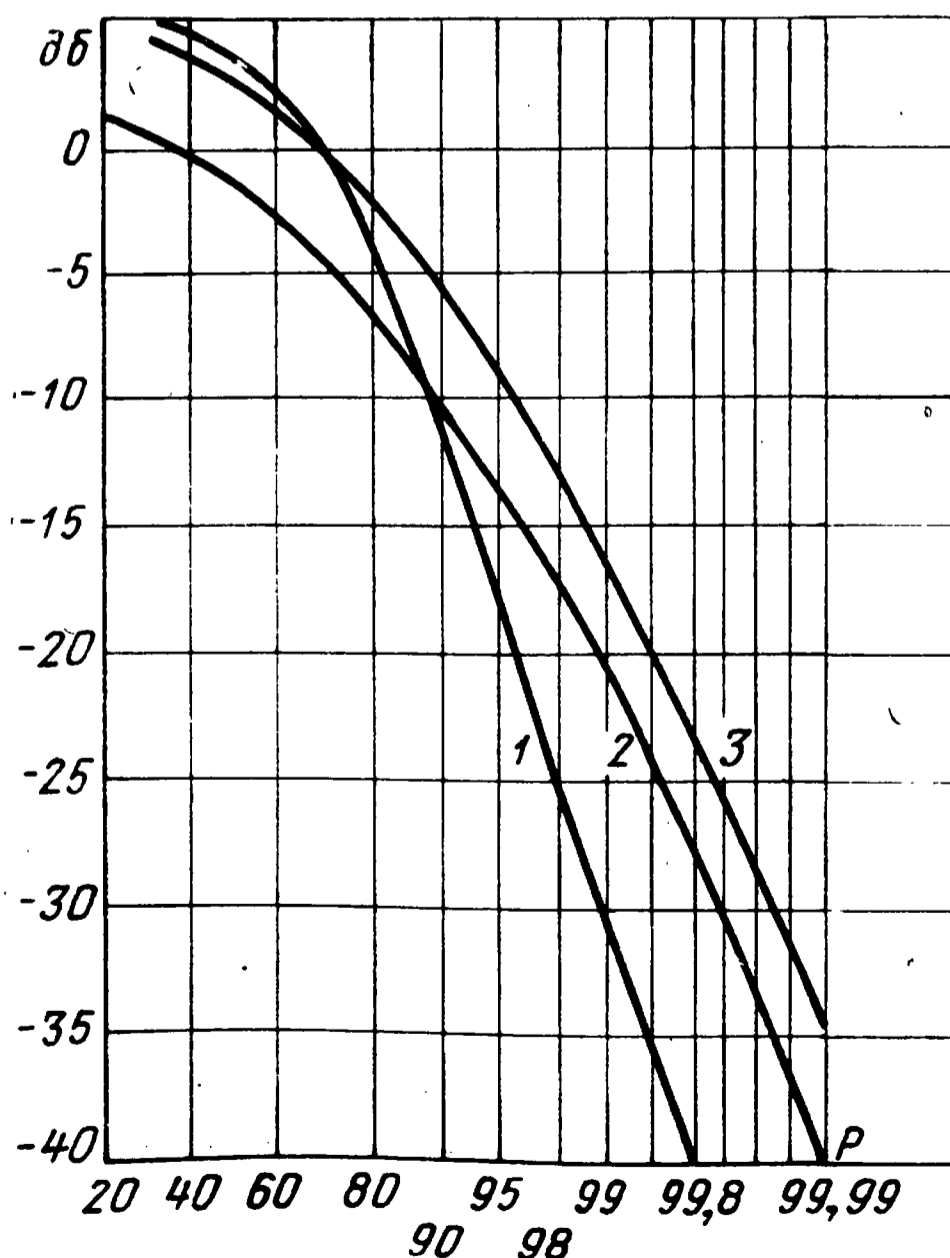


Рис. 78.

Как следует из приведенных кривых, для того чтобы принимаемая мощность в точке приема в 90% случаев не падала ниже заданной величины, необходим дополнительный энергетический запас в 5—10 дб, для вероятности 99% необходимая величина энергетического запаса возрастает до 16—30 дб, причем последняя цифра относится к случаю малого угла возвышения ИСЗ (зеркальное отражение).

О наиболее выгоднейших рабочих частотах

Ряд авторов рассматривали относительные преимущества различных орбит для спутниковых связей [63, 79, 80]. Для радиосвязи с самолетами через ретранслятор, установленный на ИСЗ, с точки зрения простоты обеспечения ориентации самолетных антенн предпочтение следует отдать ИСЗ на стационарной орбите. Три стационарных спутника, имеющих эквидистантное расположение с интервалом 120° , обеспечивают «освещение» 98% площади земной поверхности, за исключением небольших районов около полюсов [81]. Возможность осуществления связи между самолетом и наземными радиостанциями через спутник-ретранслятор на синхронной орбите была подтверждена рядом опытов, проведенных со спутниками Синком-II и Синком-III [82, 83].

ИСЗ, стабилизированный по трем осям, на круговой экваториальной синхронной орбите для полного охвата Земли позволяет использовать сравнительно простую направленную антенну с шириной луча примерно 20° . При этом максимальное усиление антенны вдоль оси будет примерно 19 дб и по направлению к лимбу Земли примерно 15 дб. Самолетная антенна должна освещать всю верхнюю полусферу.

В принципе это может быть достигнуто с помощью антенны с широким лучом или коммутацией ряда антенн с более узкими лучами, или, наконец, антенной с узким управляемым лучом. В случае антенны с линейной поляризацией на ИСЗ на самолете необходимо иметь антенну с круговой поляризацией, так как на пути распространения имеет место значительное фарадеевское вращение (§ 1.5 и 2.8). При антенне с круговой поляризацией на ИСЗ приемлема линейная поляризация на самолете. Оптимальным было бы использование антенн с круговой поляризацией как на ИСЗ, так и на самолете. Круговая поляризация предпочтительна и с точки зрения ослабления влияния замираний, так как она могла бы внести дополнительные уменьшения глубины замираний за счет того, что коэффициенты отражения горизонтальной и вертикальной составляющих волны, отраженной от поверх-

ности Земли, имеют различные значения. В настоящее время разработаны и рекламируются различные конструкции антенн с круговой поляризацией для ИСЗ, развертываемых при его выходе на орбиту.

Самолетная же антенна также является важным фактором в разработке системы связи через ИСЗ. Аэродинамика современных сверхзвуковых самолетов требует, чтобы антенна вписывалась в аэродинамический профиль самолета, т. е. была совмещена с отдельными элементами его конструкции. Важнейшей стороной вопроса является также стоимость самолетной аппаратуры, поскольку несколько спутников будут обслуживать большое количество самолетов.

Для упрощения оборудования и для удобства работы на самолете предпочтение следует отдать антенне с одним широким лучом или коммутацией ограниченного количества антенн с более узкими диаграммами направленности перед антенной с узким управляющим лучом. Самолетная антенная система с круговой поляризацией, освещающая верхнюю полусферу, как показано в [84], может быть наиболее просто осуществлена путем коммутации двух антенн, при этом усиление системы составляет 0 дб (по сравнению с изотропным излучателем).

В § 3.5 было показано, что при использовании на обоих концах радиолинии изотропных антенн оптимальный диапазон рабочих частот лежит в районе 80 Мгц. С ростом усиления антенны на одном конце радиолинии оптимальный диапазон сдвигается в область более высоких частот, так, например, при усилении антенны, равном 10 дб, оптимум приходится на частоту 270 Мгц, при усилении, равном 20 дб, — на частоту 800 Мгц.

Учитывая, что система связи самолет — ИСЗ может использовать антенну на ИСЗ с усилением 15—19 дб, оптимальный диапазон частот (с точки зрения упрощения оборудования самолета) для связи с самолетом через ретранслятор, помещенный на синхронном ИСЗ, лежит в пределах 100—500 Мгц, т. е. УКВ и ДЦВ диапазоны частот, используемые в настоящее время в авиации, могут быть с успехом использованы для связи через ИСЗ при смысловой телефонной связи. При этом, как было указано выше, широко может быть использована самолетная аппаратура, предназначенная для радиосвязи за счет тропосферного рассеяния. В случае телекодовой связи необходимо учитывать влияние замираний, обусловленных интерференцией между прямым и отраженными от земной поверхности и от тропосферных неоднородностей лучами, рассмотренное в § 3.9. Для ослабления этого влияния необходимо повысить энергетический потенциал

радиолинии. Так, для того чтобы мощность сигнала в точке приема в 90% случаев не падала ниже требуемой величины, необходим дополнительный энергетический запас в 5—10 дб, для вероятности 99% — запас 16—30 дб (последние цифры относятся к случаю малого угла возвышения (ИСЗ)). Указанное увеличение энергетического потенциала практически трудно реализуемо, однако быстрый темп развития самолетного оборудования, применение на самолете электронных вычислительных машин и успехи, достигнутые в области создания самолетных направленных антенн без аэродинамического сопротивления с электрическим управлением луча, позволят в недалеком будущем применить на самолете остронаправленные антенны. Это избавит радиолинию от вредных отражений от Земли и позволит использовать более высокочастотный диапазон для связи самолет — ИСЗ.

Как сообщается в работе [45], отделение электронных систем ВВС США планирует разработку системы навигации и связи для самолетов с использованием сети спутников. Новая система навигации и связи, названная CNI (Communication, Navigation and Identification), предназначена для новых военных самолетов, которые будут поставляться ВВС в середине 70-х годов, а также для больших транспортных самолетов. Предполагается, что бортовая аппаратура самолетов, состоящая из трех subsystem и трех или пяти съемных приборов, заменит старое оборудование, в состав которого входит 16 subsystem и 76 съемных приборов. Новая аппаратура будет работать только на одной несущей частоте в диапазоне 1—10 гц, тогда как в старой аппаратуре применяются 16 несущих частот по одной на каждую subsystem. Система с одной несущей будет широкополосной. В полосе частот от 50 до 100 Мгц будут передаваться все сигналы навигации и связи: кодированные речевые сигналы, сигналы опознавания, сигналы системы «Такан», данные пеленга и тактические данные. Система навигации и связи будет базироваться на 16 спутниках, четыре из которых разместятся на стационарных экваториальных орбитах и 12 — на эллиптических.

3.10. К вопросу о связи между ИСЗ

Из вышеприведенного рассмотрения следует, что как глобальные, так и локальные системы связи базируются не на одном, а на ряде спутников. Так, проектируемая для ВВС США система навигации и связи CNI будет базироваться на

16 спутниках [85]. В [41] описывается глобальная система связи на 12 спутниках.

Не останавливаясь на описании этих и других систем различного назначения, следует указать только на то, что, кроме рабочих каналов связи системы, в них, могут предусматриваться служебные каналы связи между ИСЗ, входящие в систему и способствующие ее нормальному функционированию. К этим каналам связи предъявляются повышенные требования по надежности и помехоустойчивости. Имеется необходимость и в установлении связи между специальными низколетящими и высоколетящими спутниками со спутниками, входящими в глобальные или локальные системы связи.

Простейшее геометрическое рассмотрение показывает, что распространение волны при связи между ИСЗ происходит за пределами тропосферы Земли. При этом снимается ряд ограничений, обусловленных влиянием тропосферы и подробно рассмотренных в первой и второй главах. Как было показано, основной причиной ослабления сигналов в тропосфере является поглощение в кислороде, в парах воды и в осадках (дождь, град, мокрый снег). Это ослабление ограничивает верхнюю границу частотного диапазона, используемого при связи ИСЗ с Землей, который в зависимости от угла цели составляет 80—20 Гц (последняя цифра относится к тангенциальному направлению визирования цели). Отсюда следует, что одним из направлений в решении задачи повышения помехоустойчивости линии связи между ИСЗ и защиты их от непреднамеренных и преднамеренных помех, поступающих с Земли, является работа на частотах выше тех, на которых происходит заметное поглощение сигнала в тропосфере. Этому же требует все возрастающая загрузка выделенного для связи с ИСЗ диапазона частот.

Достижения последних лет в области квантовых генераторов, детектирования и модуляции волн оптического диапазона, связной аппаратуры миллиметрового диапазона, а также в области антенн и их управления позволяют считать, что радиолинии связи в оптическом и миллиметровом диапазонах найдут применение для связи между ИСЗ уже в недалеком будущем.

Некоторые вопросы радиосвязи с низколетящими искусственными спутниками Земли

Под низколетящими ИСЗ будем понимать ИСЗ, летящие на высоте ниже максимума слоя F_2 . К ним можно отнести целый ряд метеорологических, картографических и других спутников, а также обитаемые ИСЗ.

Непосредственная радиосвязь с низколетящими ИСЗ в случае использования волн УКВ, ДЦВ или более высокочастотных диапазонов, при которых распространение волн ограничивается пределами прямой видимости, будет осуществляться только на проходящей над данной территорией части витка орбиты ИСЗ и на небольших участках за ее пределами. До введения в строй глобальной системы связи, базирующейся на ретрансляторах, которые установлены на высоколетящих ИСЗ, дальность связи может быть увеличена за счет использования волн КВ диапазона, распространяющихся далеко за пределами прямой видимости путем отражения от ионизированных слоев атмосферы Земли. Увеличение дальности связи упрощает реализацию практических и научных задач и имеет большое психологическое значение в случае связи с ИСЗ с человеком на борту.

Таким образом, возникает необходимость в дальней «загоризонтной» радиосвязи при малой мощности, излучаемой с ИСЗ. Такую связь удастся осуществить при работе лучом, отраженным от ионосферы, на частотах, близких к оптимальным для данного состояния ионосферы. Однако при этом надежность радиосвязи будет зависеть от целого ряда астрономических и географических факторов. Поэтому выбор рабочей волны для обеспечения радиосвязи должен быть основан на тщательном изучении свойств ионосферы и законов преломления и поглощения радиоволн в ней. Особенность расчета радиосвязи отраженным от ионосферы лучом заключается в необходимости знать оптимальную ориентировку

антенн, при которой излучаемая энергия дойдет до точки приема с минимальными потерями, т. е. необходимо учитывать диаграммы направленности антенн в вертикальной плоскости на ИСЗ и Земле. Как известно, расчет линии связи усложняется, когда один из корреспондентов перемещается относительно Земли, так как при этом перемещается и точка отражения волны от ионосферы. Расчет тем сложнее, чем больше скорость перемещения корреспондентов относительно Земли.

Вышеуказанные вопросы подробно рассмотрены в работе [4] применительно к самолетной радиосвязи, некоторые выводы из работы применимы и к радиосвязи с низколетящими ИСЗ. Поэтому в настоящей главе эти вопросы будут даны в кратком изложении с учетом специфических особенностей, обусловленных ИСЗ.

4.1. Влияние граничных поверхностей на распространение электромагнитной энергии

При радиосвязи на большие расстояния электромагнитная волна при своем распространении испытывает определенное влияние Земли и ионосферы. Земля и ионосфера для различных диапазонов волн могут рассматриваться либо как совершенный проводник, либо как совершенный диэлектрик, либо как несовершенный проводник. Чем ниже рабочая частота и меньше число столкновений электронов или ионов с молекулами в ионизированном слое, тем меньше может быть содержание в нем электронов или ионов, для того чтобы считать его проводящим слоем.

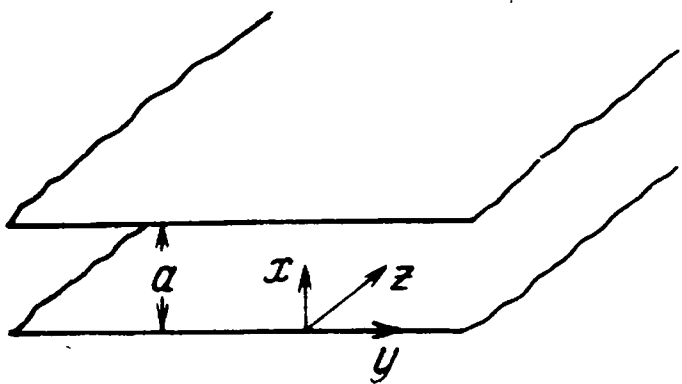
Распространение волн определенного диапазона происходит в пространстве, ограниченном Землей и слоем F_2 . Для выяснения физических процессов, происходящих при распространении, целесообразно рассмотреть некоторые простейшие случаи влияния ограничивающих плоскостей.

4.2. Волны между двумя параллельными плоскостями

Распространение параллельно ограничивающим плоскостям

Рассмотрим случай распространения электромагнитной волны в диэлектрике, заключенном между двумя параллель-

ными совершенно проводящими плоскостями, причем распространение происходит параллельно этим плоскостям. Присутствие плоскостей накладывает граничные условия: все касательные составляющие электрического поля должны быть



Р и с. 79.

равны нулю. Этому условию удовлетворяет плоская однородная волна, распространяющаяся между проводящими плоскостями в направлении z (рис. 79) с фазовой скоростью, равной скорости света.

В случае несовершенного проводника, обладающего конечной проводимостью σ , можно сделать приближенные рас-

четы, если предположить, что проводимость достаточно велика, т. е. $\sigma_2/\omega\epsilon_2 \gg 1$, где $\omega = 2\pi f$. В этом случае составляющие векторов поля остаются практически теми же, что и в случае совершенного проводника. Основная поправка заключается в учете потерь энергии в проводниках. Величину этих потерь можно определить, если предположить, что в проводниках с конечной проводимостью текут токи, равные по величине токам в совершенных проводниках. Полная величина потерь на единицу протяженности обеих плоскостей будет равна сумме потерь на единицу протяженности в каждой плоскости.

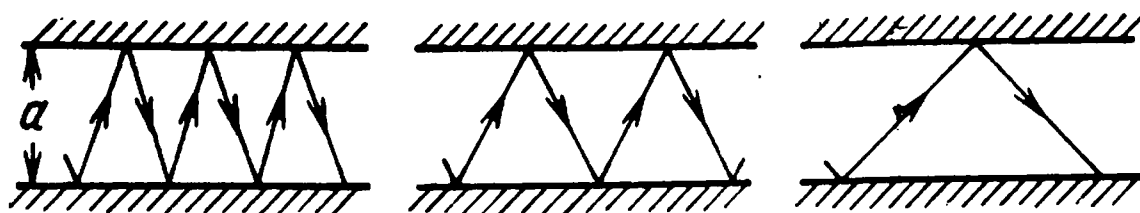
Как показано в [4], затухание электромагнитной волны в воздушном пространстве, ограниченном двумя проводящими

плоскостями, определяется выражением
$$e^{-\frac{A}{\sqrt{\lambda}} \left(\frac{1}{\sqrt{\sigma_1}} + \frac{1}{\sqrt{\sigma_2}} \right)}$$

Волны между двумя параллельными плоскостями при произвольном направлении распространения

Выше мы рассматривали распространение простейших волн, а именно волн такого типа, которые существуют в длинных линиях. Это были плоские однородные волны, распространяющиеся параллельно совершенно проводящим плоскостям. Однако этот тип волн не является единственным среди возможных между параллельными плоскостями. Как было показано в [4], для плоскополяризованной волны, падающей на проводящую плоскость под произвольным углом θ , мыслима вторая, расположенная параллельно первой, плоскость, в которой касательная составляющая вектора электрическо-

го поля также равна нулю. Эта плоскость отстоит от первой на расстоянии, равном $a = n\lambda/2 \cos\theta$, где n — целое число. При этом картина распространения будет представлять результат интерференции волны, многократно отраженной под углом θ сначала, скажем, от нижней плоскости, затем от верхней и т. д. (рис. 80). Для каждого значения a и θ может существовать некоторая частота, при которой постоянная распространения γ равна нулю. Эту частоту можно назвать «критической частотой системы» $f_{кр}$, соответствующей данному расстоянию между плоскостями a и данному порядку волны n .



Р и с. 80.

Для частот, меньших критической $f_{кр}/f > 1$, γ принимает действительное значение, и функция распространения $e^{-\gamma z}$ представляет собой только затухание. Однако, если частота больше критической $f_{кр}/f < 1$, γ становится чисто мнимой величиной

$$\gamma = j\beta = jk \sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2} . \quad (4.2.01)$$

В этом случае функция распространения соответствует действительному распространению в направлении оси z с определенной фазовой скоростью без затухания:

$$v_z = \frac{\omega}{\beta} = \frac{v_1}{\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} , \quad (4.2.02)$$

где v_1 — фазовая скорость.

При критической частоте эта скорость бесконечно велика; с увеличением частоты она уменьшается и приближается к скорости света в диэлектрике.

При частоте, равной критической, волна падает на проводящие плоскости перпендикулярно и отражается от них; никакого переноса энергии в направлении, параллельном плоскости, не происходит. При частотах, больших критической, θ имеет конечное значение и волна проходит путь, показанный на рис. 80. При этом в направлении z энергия проходит со скоростью

$$v_{z1} = v_1 \sin \theta = v_1 \sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2} . \quad (4.2.03)$$

При очень высоких частотах $\cos\theta$ мал, что соответствует распространению под очень острым углом к плоскостям в направлении, почти им параллельном. При этом фронт волны почти перпендикулярен к плоскостям.

4.3. Ионосфера и Земля как ограничивающие поверхности

В реальных условиях распространения электромагнитной волны в среде, заключенной между Землей и ионосферой, последняя не может считаться поверхностью с резко очерченной границей. Однако при использовании ионосферных данных, получаемых с ионосферных станций по критическим частотам и действующим высотам слоев, процесс распространения электромагнитных волн можно уподобить рассмотренному распространению между двумя ограничивающими плоскостями. Ионосферу будем рассматривать в первом приближении как среду, в которой поверхности равной электронной концентрации N_e представляют собой сферы, центр которых совпадает с центром Земли и в которых по мере движения вверх электронная концентрация сначала возрастает, а затем после одного или несколькими максимумов (число слоев) постепенно уменьшается. Форма криволинейной части пути луча в ионосфере может быть различной, так как она зависит от закона распределения электронной концентрации с высотой.

Однако при решении практических вопросов, связанных с распространением, часто оказывается необходимым характеризовать форму траектории волны. Так как точное распространение электронной концентрации по высоте в большинстве случаев неизвестно, то практически удовлетворяются заменой криволинейной траектории луча ломаной линией в форме равнобедренного треугольника. При этом процесс преломления радиоволн в ионосфере как бы заменяется процессом отражения от резко очерченной границы. Высота точки отражения h_d над Землей (так называемая «действующая высота») отличается при этом от высоты действительной точки отражения. Несмотря на кажущуюся произвольность такой замены реальной кривой траектории луча на треугольную, между ними существует определенная связь, которую можно выразить аналитически (теорема Брейта и Тюва). Согласно теореме Брейта и Тюва время распространения сигнала с групповой скоростью по криволинейному пути между передатчиком и приемником равно времени распространения со

скоростью света c по двум сторонам равнобедренного треугольника, имеющего основанием расстояние передатчик — приемник и те же углы при основании, что и реальная траектория. Поэтому h_d является высотой равнобедренного треугольника, время распространения по двум сторонам которого со скоростью света равно времени распространения сигнала от передатчика до приемника по реальной траектории. Таким образом, получаемые с ионосферных станций данные по критическим частотам и действующим высотам ионосферного слоя можно анализировать как данные волновода, ионосферный слой в котором является второй ограничивающей поверхностью, а процессы, происходящие при распространении, — аналогичными рассмотренным выше.

4.4. Максимальная частота в случае сферических ограничивающих поверхностей

Вследствие сферической формы поверхности ионосферы значения угла падения ограничены некоторым максимальным значением, ибо, как следует из рис. 81, даже для наиболее пологого луча, касающегося поверхности Земли в точке A , угол падения определяется формулой

$$\sin \theta_{\text{макс}} = \frac{R}{R+h}.$$

Для того чтобы учесть влияние кривизны поверхности, рассмотрим рис. 81 и установим соотношение между углом β и углом падения θ .

Из треугольника OAB с учетом выражения (4.2.03) имеем

$$\begin{aligned} \sin \theta &= \frac{\cos \beta}{1 + h/R} = \\ &= \sqrt{1 - \left(\frac{f_{\text{кр}}}{f}\right)^2}. \end{aligned}$$

Возводя обе части равенства в квадрат и пренебрегая h^2/R^2 , получим

$$\frac{\cos^2 \beta}{1 + 2h/R} = 1 - \frac{f_{\text{кр}}^2}{f^2}$$

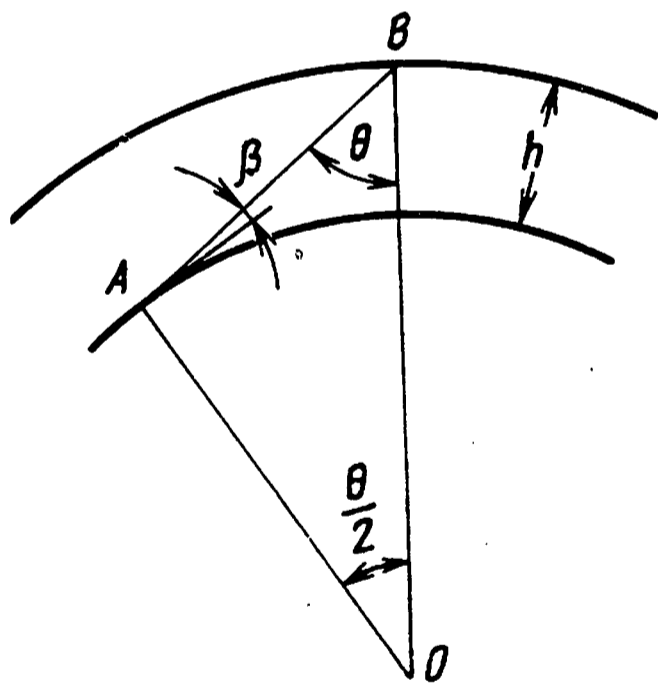


Рис. 81.

и после простых преобразований имеем

$$\frac{f}{f_{\text{кр}}} = \sqrt{\frac{R+2h}{R \sin^2 \beta + 2h}},$$

откуда максимально применяемая частота определится:

$$f_{\text{макс}} = f_{\text{кр}} \sqrt{\frac{R+2h}{2h}}.$$

Так, например,

$$\begin{aligned} \text{при } h=300 \text{ км } f_{\text{макс}} &= f_{\text{кр}} \cdot 3,6, \\ \text{при } h=200 \text{ км } f_{\text{макс}} &= f_{\text{кр}} \cdot 4,1, \\ \text{при } h=100 \text{ км } f_{\text{макс}} &= f_{\text{кр}} \cdot 5,73, \end{aligned}$$

т. е. максимальная рабочая частота при наклонном падении луча, распространяющегося в сферическом волноводе, будет в 3,6—5,73 раза выше его критической частоты.

4.5. Ионосфера — слой F_2

Как было указано выше, слой F_2 ионосферы и поверхность Земли следует считать теми двумя ограничивающими поверхностями, в пространстве между которыми происходит распространение волн КВ диапазона при радиосвязи с низкочастотными ИСЗ. Электрические свойства земной поверхности достаточно изучены [86, 87]. Чтобы судить об электрических свойствах слоя F_2 и об их стабильности в пространстве и времени, необходимо рассмотреть некоторые закономерности в изменении отражающей способности этого слоя.

Как известно, проводимость слоя F_2 обусловлена электронной концентрацией, а атмосфера на уровне слоя F_2 настолько разрежена, что рекомбинация в слое происходит очень медленно, поэтому суточный и годовой ход высот слоя и степень его ионизации по сравнению с нижележащими слоями ионосферы значительно сильнее зависят от облучения Солнцем. Большая разреженность слоя приводит еще к тому, что колебания интенсивности ионизации, а также тепловые изменения оказывают на слой F_2 более существенное влияние. Типичным для слоя F_2 является явно выраженное запаздывание изменения критической частоты по отношению к изменению высоты Солнца. Как бы многочисленны ни были факторы, от которых зависит состояние ионосферы, критическая частота и высота слоя F_2 , основным является изменение освещения земной атмосферы Солнцем. В высоких широтах к этому добавляется воздействие корпускулярного излучения Солнца. На основании анализа указанных факторов

был разработан метод определения и прогнозирования критических частот и высот слоя F_2 , не требующий краткосрочных ионосферных прогнозов [4]. Сущность этого метода заключается в следующем. Учитывая зависимость величины суточного облучения ионосферы в различное время года от

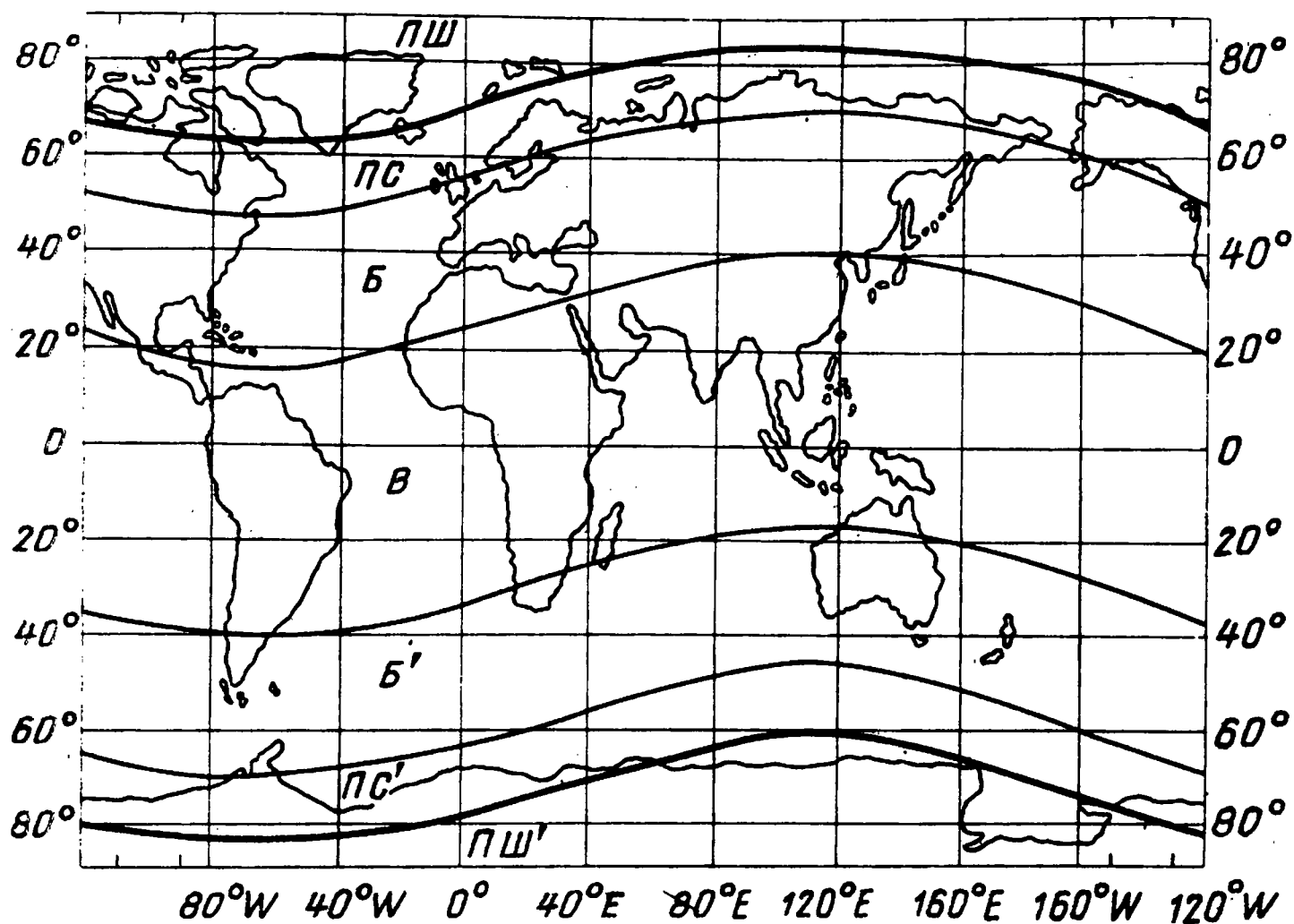


Рис. 82.

географической широты (рис. 82), весь земной шар можно разделить на зоны:

1. A и A' — полярная зона, которая в свою очередь делится на две зоны — зону полярных сияний (ПС) и полярную шапку (ПШ).

2. B и B' — зона средних широт (A' и B' отличаются от A и B сдвигом на 6 месяцев).

3. V — экваториальная зона.

В каждой зоне любой элемент получает примерно равное суточное количество солнечной радиации. Для того чтобы учесть влияние магнитного поля Земли, границы зон проведены не вдоль географической, а вдоль геомагнитной широты.

Для каждой группы месяцев, имеющих близкие значения угла склонения Солнца δ (январь — февраль, март и сентябрь, апрель и октябрь, май и август, июнь — июль, ноябрь и декабрь), построена серия кривых $f_{кр} = f(\cos z)$ (рис. 83—86) и $h_d = f_1(\cos z)$ (рис. 87—90). Представляя эти значения как функции $\cos z$, где z равно зенитному расстоянию Солнца, автоматически учитываем географическую широту, отклонения Солнца и в то же время сохраняем за-

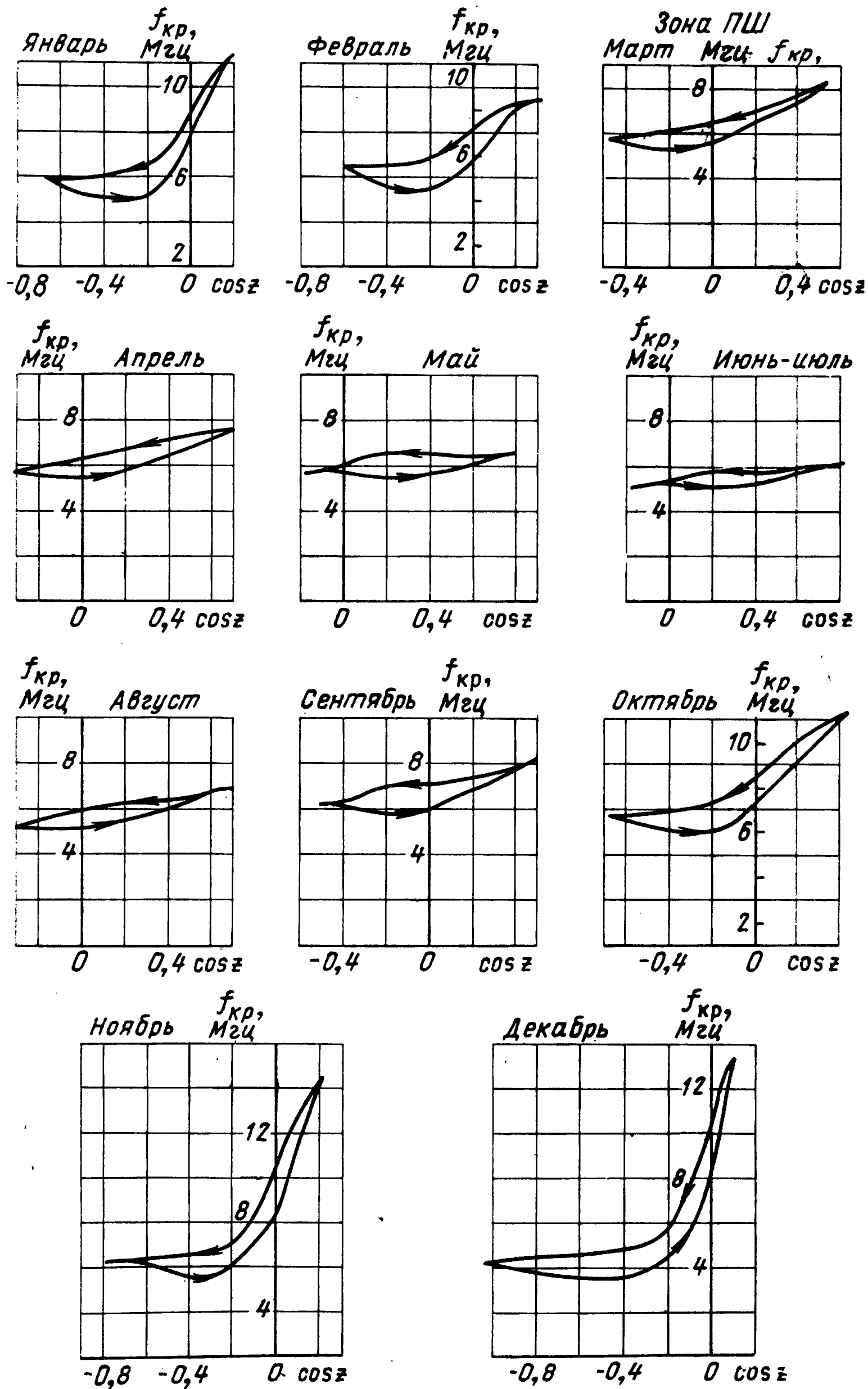


Рис. 83.

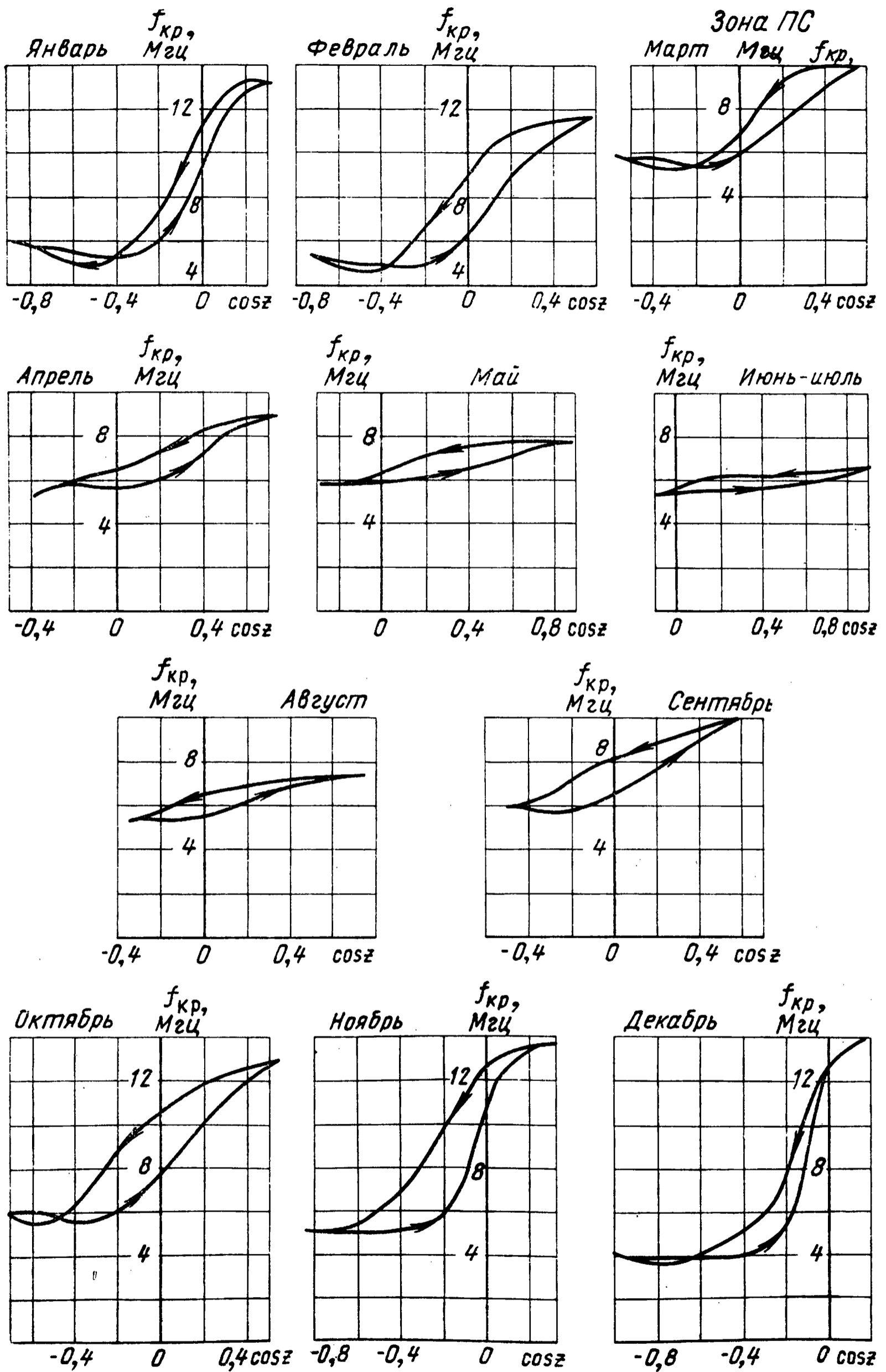
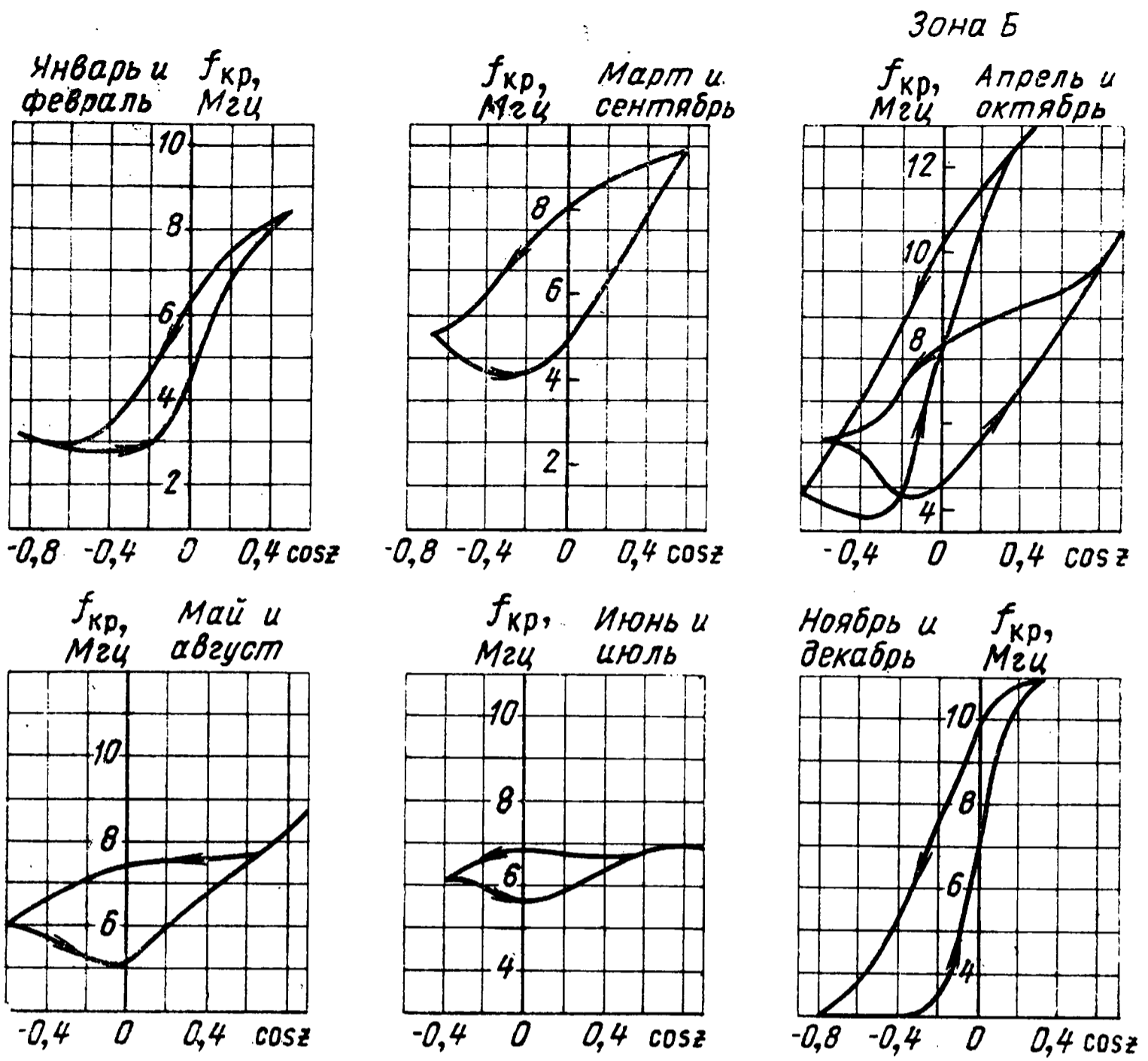
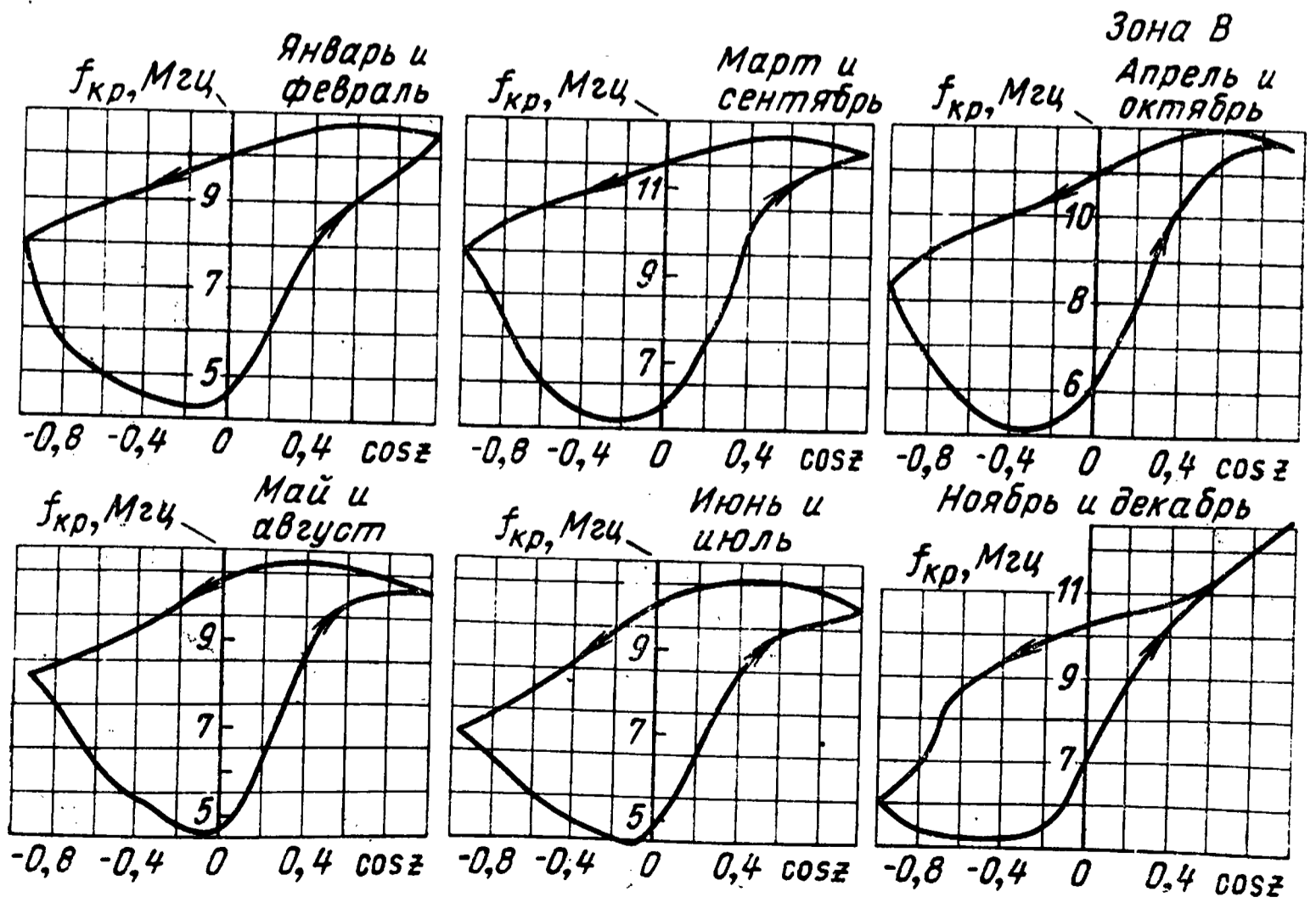


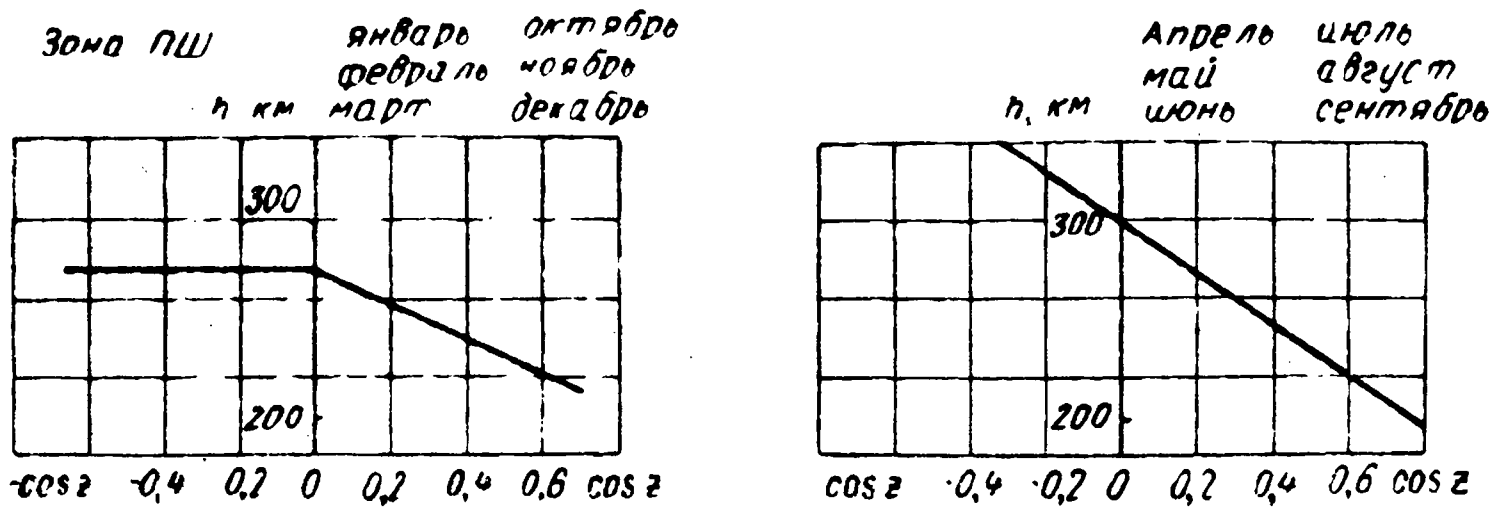
Рис. 84.



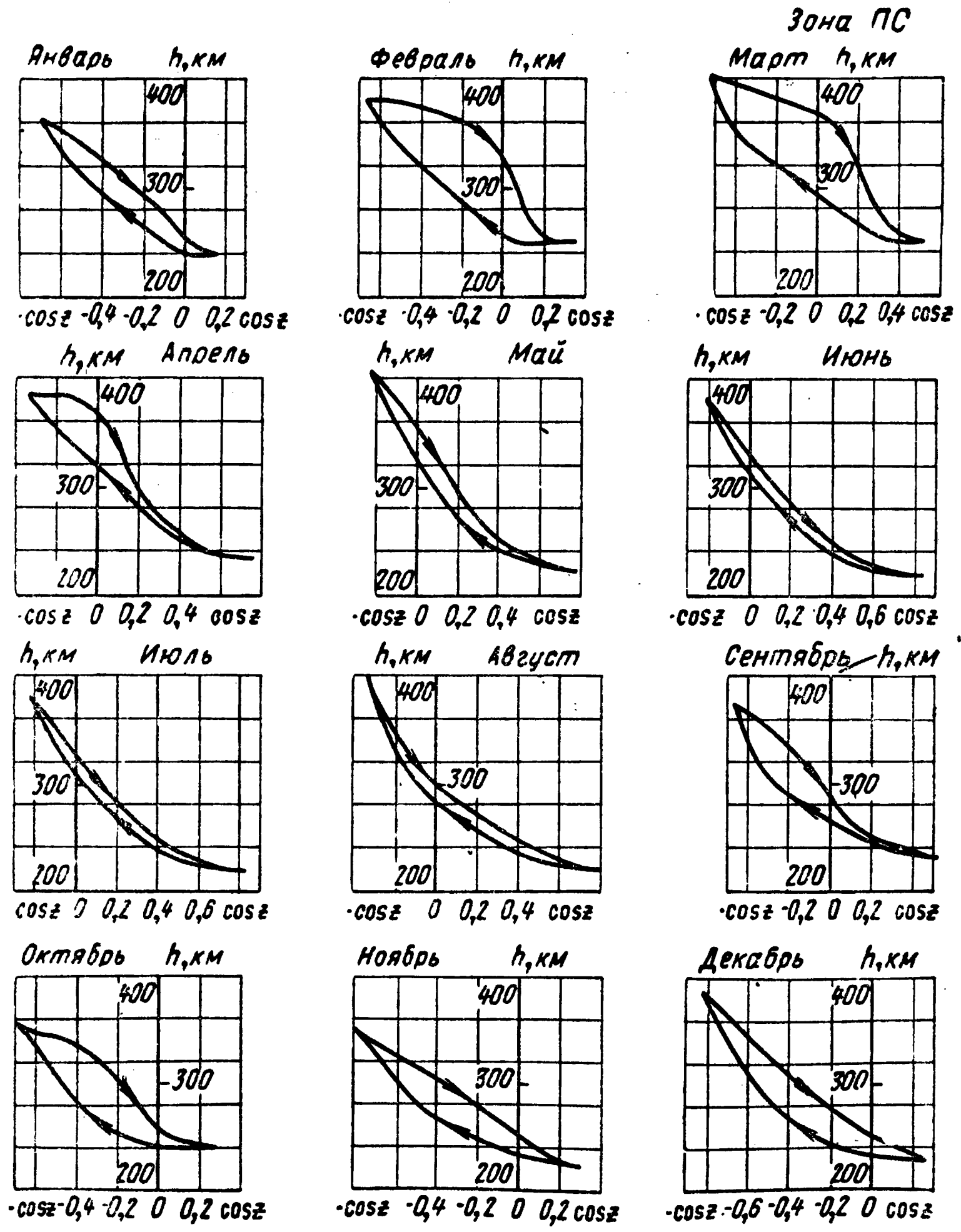
Р и с. 85.



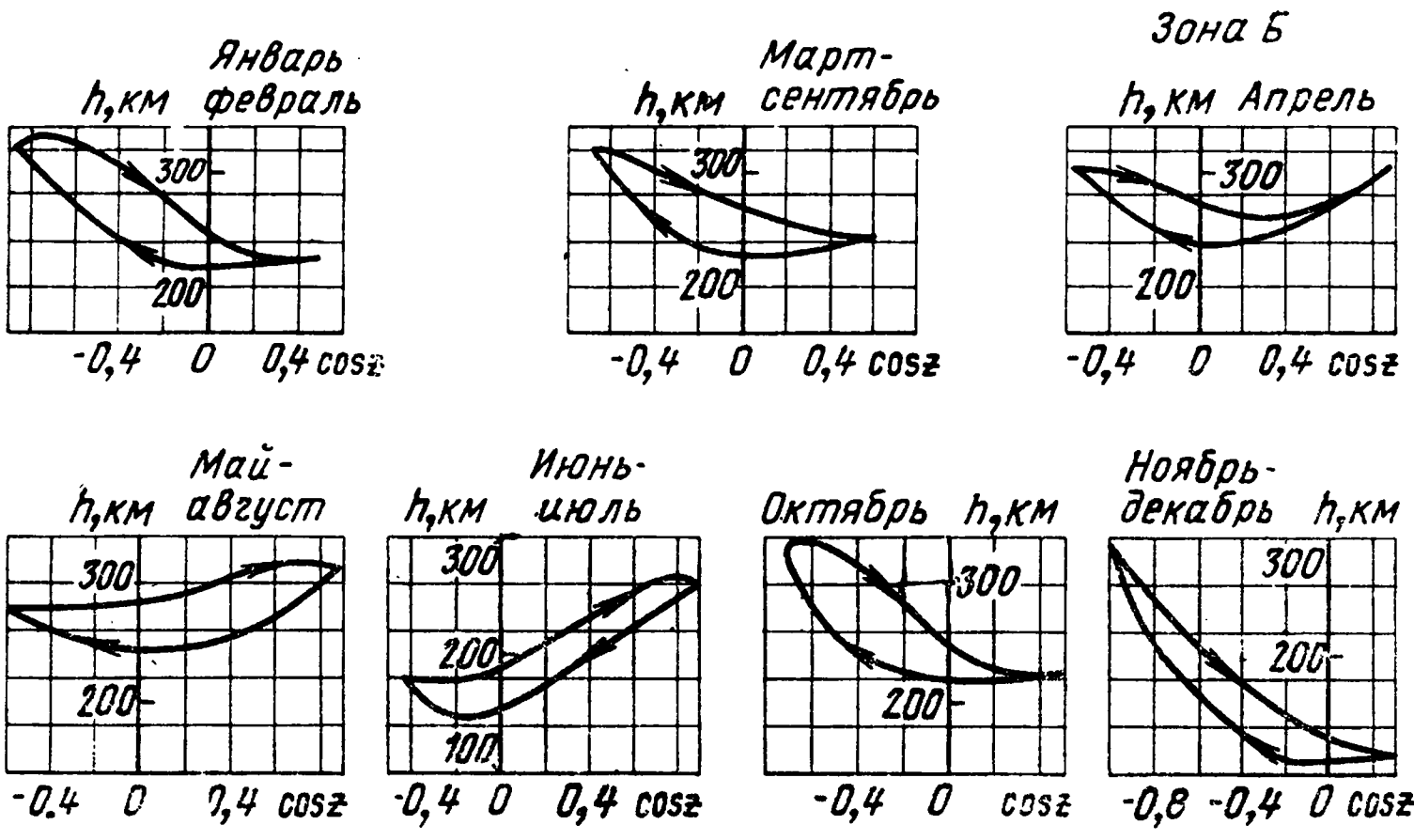
Р и с. 86.



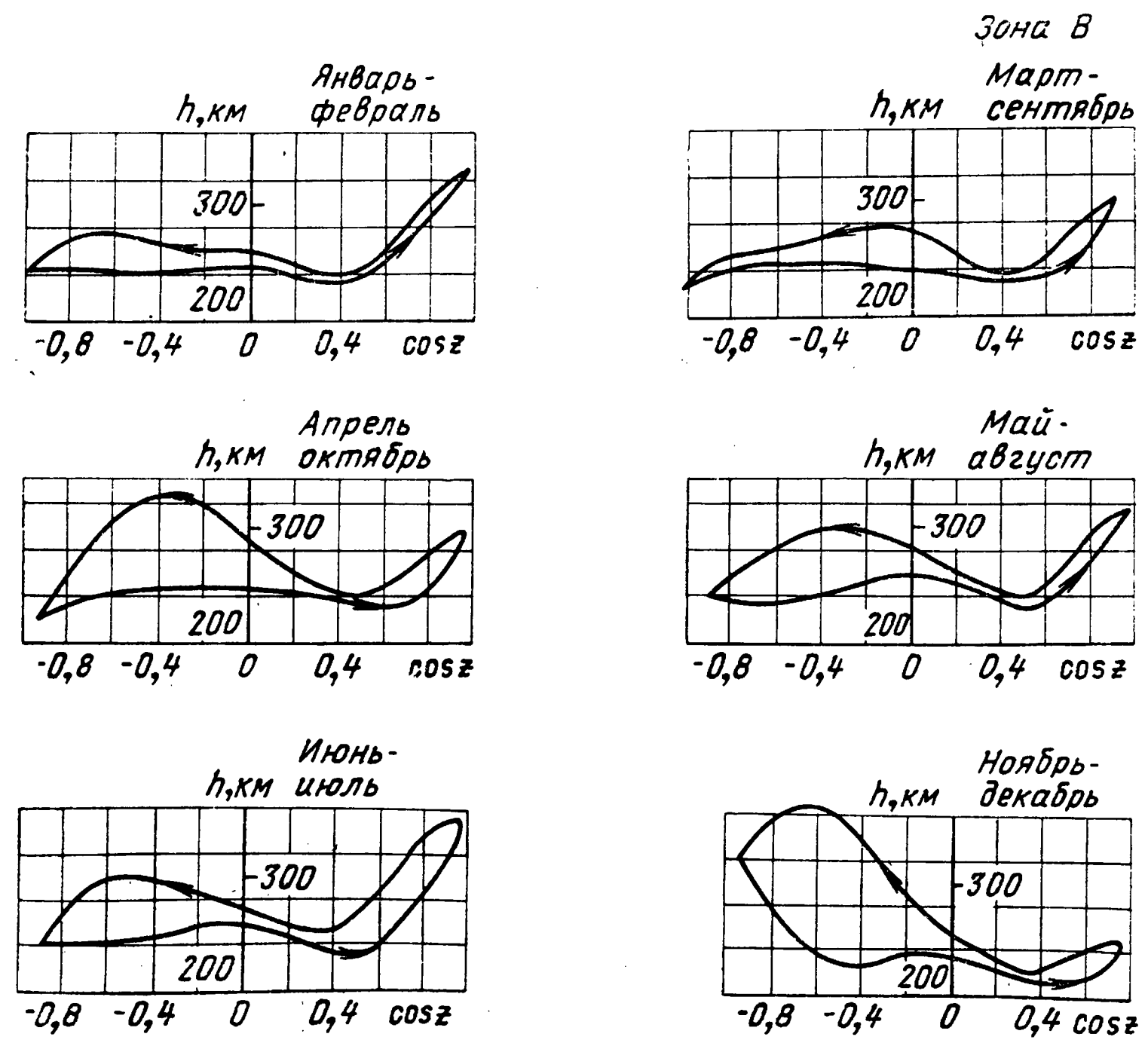
Р и с. 87.



Р и с. 88.



Р и с. 89.



Р и с. 90.

висимость от времени; $\cos z$ может быть выражен через географические координаты и местное время следующим образом:

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega',$$

где ω' — часовой угол Солнца, отсчитываемый от полудня, и φ — широта места. Каждая кривая имеет вид петли, ибо значение $\cos z$ симметрично относительно местного полудня. Для определения величины $\cos z$ по местному времени и широте места приведены вспомогательные кривые на рис. 91.

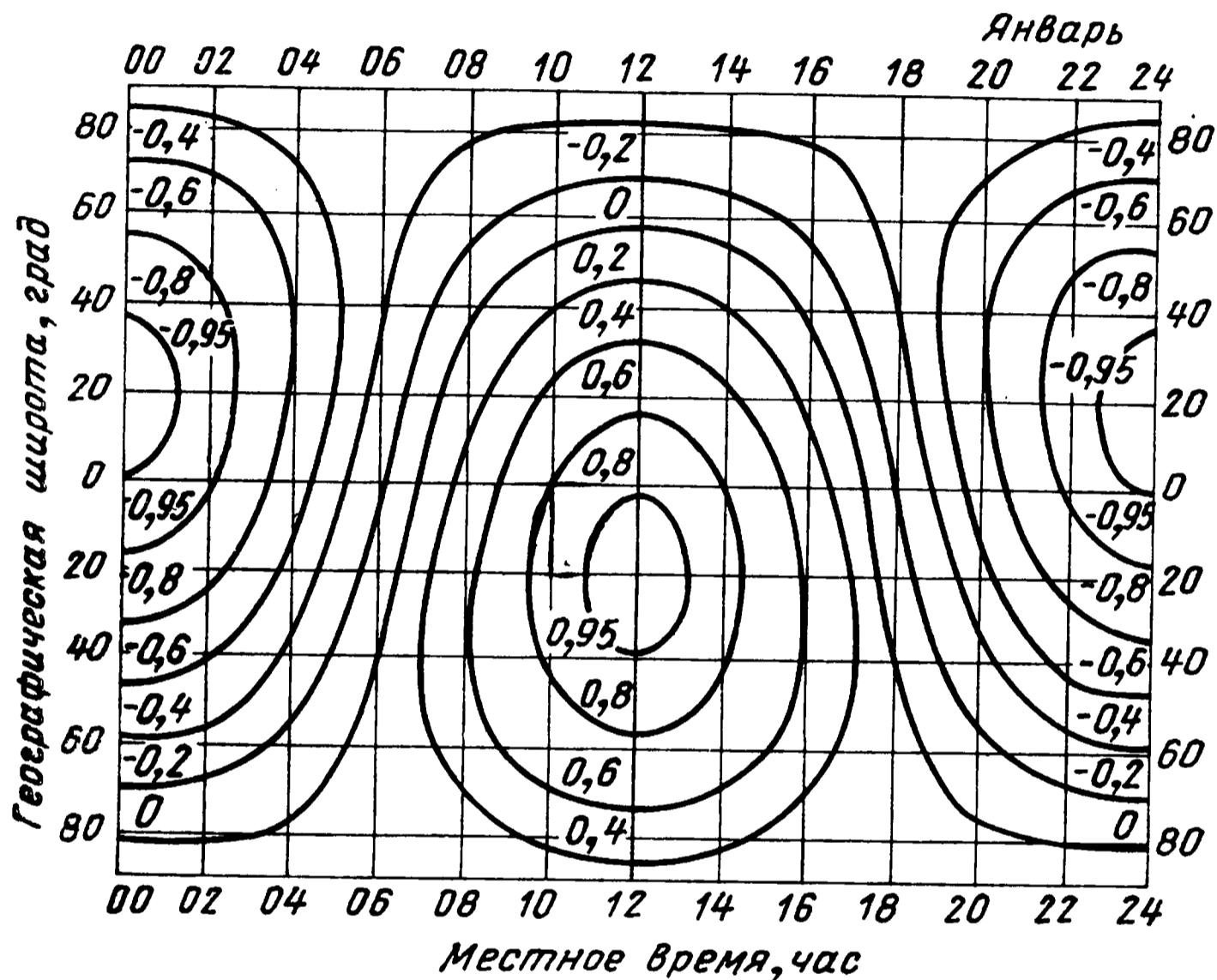


Рис. 91.

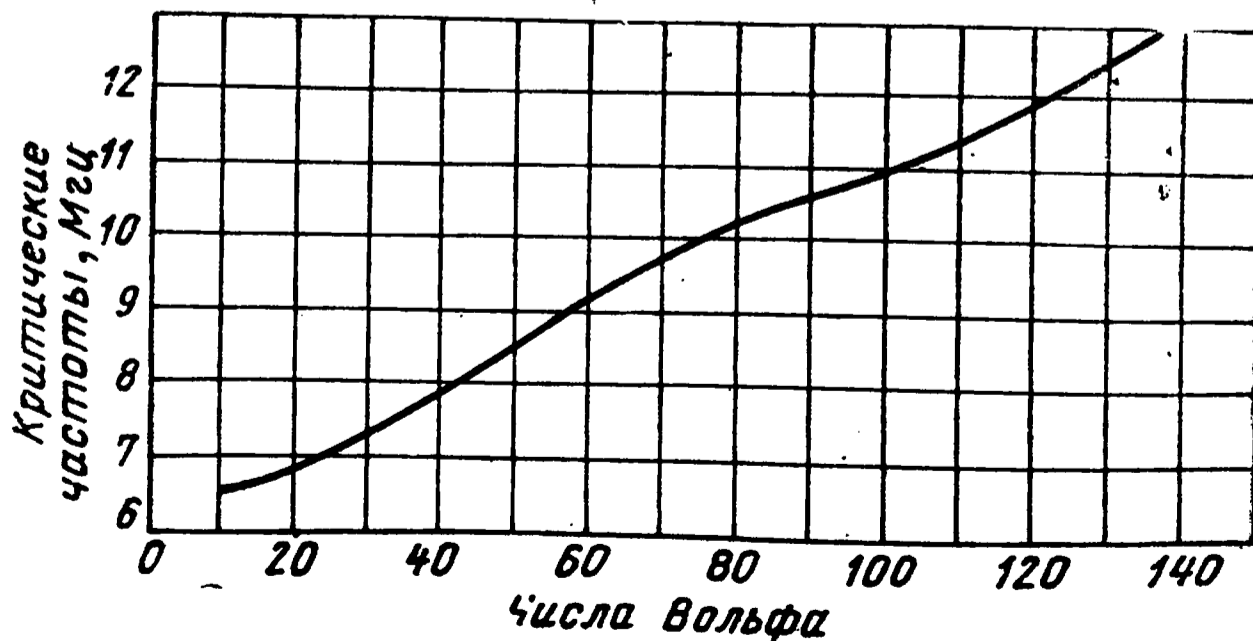


Рис. 92.

Указанные петли критических частот были построены на основании обработки ионосферных данных для определенного года с известной солнечной активностью. Для того чтобы иметь возможность использовать эти кривые для определения критических частот в течение 11-летнего цикла изменения солнечной активности приведены кривые для определения коэффициентов, на которые нужно умножить значения критической частоты данного года, чтобы получить критическую частоту для другого года с другой солнечной активностью (с другим числом Вольфа) (рис. 92). Указанные кривые дают возможность определить критическую частоту волновода, образованного слоем F₂ и Землей, и проследить изменение этой частоты в зависимости от времени, широты и солнечной активности.

4.6. Определение максимально применимой и оптимальной частот для данной трассы при отражении от слоя F₂

Максимальная рабочая частота $f_{\text{макс}}$ для работы на данное расстояние d зависит от критической частоты $f_{\text{кр}}$, высоты слоя h и угла θ падения волны, при этом с учетом кривизны Земли можно записать

$$f_{\text{макс}} = f_{\text{кр}} \frac{\sqrt{2R(R+h) \left(1 - \cos \frac{d}{2R}\right) + h^2}}{h + R \left(1 - \cos \frac{d}{2R}\right)},$$

где R — радиус Земли, км,

$$\cos \theta = \frac{h + R \left(1 - \cos \frac{d}{2R}\right) + h^2}{\sqrt{2R(R+h) \left(1 - \cos \frac{d}{2R}\right)}}.$$

Высота слоя F₂ изменяется в течение суток, как это следует из рис. 87—90, и от месяца к месяцу.

Имея данные по критическим частотам слоя F₂ (рис. 83—86) и его эффективной высоте (рис. 87—90), с учетом рис. 92 не представляет труда рассчитать максимально применимую частоту связи.

Однако работа на максимальных рабочих частотах может привести к непрохождению отдельных частот и нарушению связи вследствие небольших случайных изменений критической частоты и высоты слоя. Такого рода колебания в нормальные невозмущенные дни достигают $\pm 15\%$. Поэтому оптимально применимую рабочую частоту (ОПЧ) следует брать ниже максимальной на 15% .

4.7. Минимально применимые частоты

Чтобы сигнал мог быть принят, интенсивность поля в точке приема должна быть равна или больше некоторой величины, называемой требуемой интенсивностью поля в точке приема. Эта величина зависит от чувствительности приемной аппаратуры и рода связи, т. е. степени маскировки сигнала радиопомехами. Таким образом, задача определения минимально применимых частот сводится к выяснению вопроса: обеспечит ли полезный сигнал требуемую интенсивность поля в точке приема? Интенсивность поля в точке приема для данного расстояния зависит, главным образом, от мощности, излучаемой передающей антенной под требуемым углом, и от потери энергии волны при распространении.

Как было указано выше, при распространении радиоволн на большие расстояния электромагнитная волна распространяется в своеобразном волноводе, характеризуемом своей критической частотой, причем в зависимости от времени критическая частота изменяется.

Далее было показано, что при работе на частоте выше критической частоты волновода электромагнитная волна отражается от поверхностей волновода (см. рис. 80), не испытывая заметного поглощения. Однако на своем пути к отражающим поверхностям волна проходит нижележащие слои ионосферы, которые частично поглощают энергию распространяющейся волны. С увеличением расстояния, которое проходит волна в среде, амплитуда волны будет убывать по показательному закону

$$E = E_0 e^{-\alpha d},$$

где E_0 — среднее значение напряженности поля, которое создается на расстоянии d при данной излучаемой мощности без учета поглощения в ионосфере.

В настоящее время разработан ряд методов определения поглощения радиоволн при распространении, некоторые

из которых рассмотрены в [4]. Здесь остановимся на одном из них для определения α (методом IRPL [88]), в котором, как указывает А. Н. Казанцев, хорошо подобраны коэффициенты [89]. В этом методе напряженность поля в точке приема определяется из выражения

$$E = E_0 \cdot 10^{-IQ\bar{K}as},$$

где $K = 0,142 + 0,858 \cos z$ — коэффициент поглощения, зависящий от зенитного угла Солнца; S — частотный множитель поглощения на единицу длины трассы, зависящий от ионосферных условий (определяется по рис. 93); Q — коэффициент, учитывающий солнечную активность; I — поправочный коэффициент, учитывающий особенность структуры ионосферы в различные времена года.

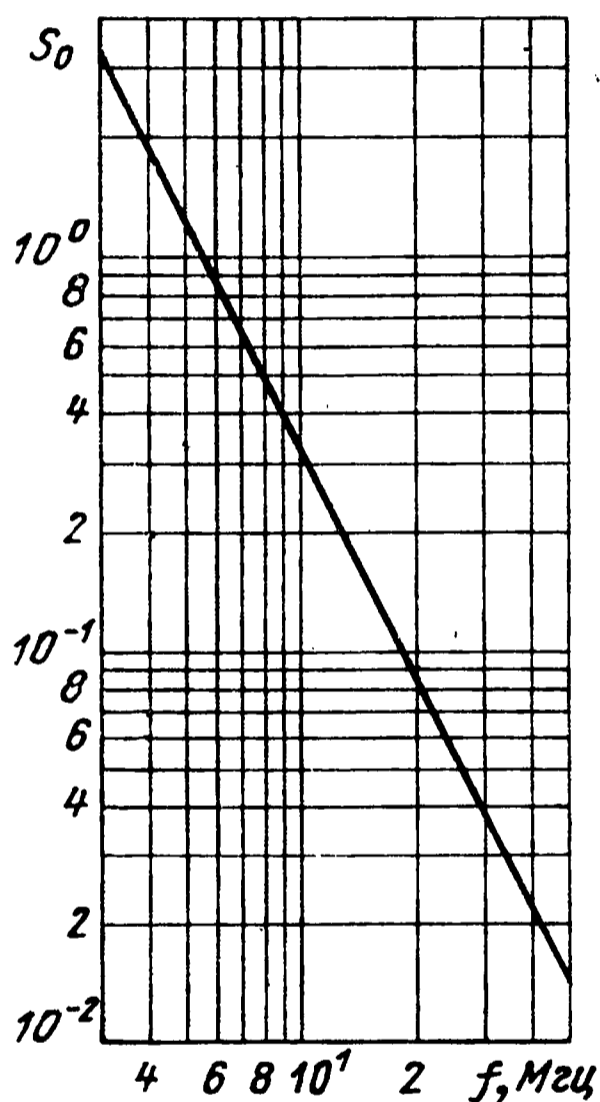


Рис. 93.

Следует иметь в виду, что так как облучение Земли Солнцем вдоль широты непостоянно, то поверхности равной ионизации не являются поверхностями вращения и образуемый волновод будет иметь переменное сечение. Отсюда следует, что при большой протяженности трассы отдельные точки отражения могут оказаться в весьма различных условиях освещенности. При этом оптимальная волна для отражения в освещенной вершине может пройти сквозь поверхность в неосвещенной вершине и не возвратиться на Землю. В случае, если принять оптимальную волну для неосвещенной вершины, то она при прохождении

освещенного участка трассы будет испытывать значительное поглощение.

Проиллюстрируем, как должен быть изменен энергетический потенциал радиолинии в случае уменьшения рабочей частоты относительно оптимальной.

Действительно, если мы хотим обеспечить при данной рабочей частоте и определенном условии распространения данную напряженность поля в точке приема, то необходимая

мощность излучения может быть определена из следующего выражения:

$$E = E_0 \sqrt{P_{f_1}} 10^{-\alpha_{f_1}}, \quad (4.7.01)$$

где

$$\alpha_{f_1} = IQ\bar{K}dS_{of_1} = b\bar{K}dS_{of_1}.$$

Если на этой же трассе нужно обеспечить такую же напряженность поля на более низкой частоте, необходимо увеличить мощность излучения. Это увеличение может быть определено следующим образом. Для обеспечения в точке приема напряженности поля E на частоте f_2 необходимо, чтобы выполнялось соотношение

$$E = E_0 \sqrt{P_{f_2}} \cdot 10^{-\alpha_{f_2}}. \quad (4.7.02)$$

Приравняв выражения (4.7.01) и (4.7.02), получим

$$P_{f_1} \cdot 10^{-2\alpha_{f_1}} = P_{f_2} \cdot 10^{-2\alpha_{f_2}}$$

или

$$P_{f_1} = P_{f_2} \cdot 10^{-2(\alpha_{f_2} - \alpha_{f_1})} = P_{f_2} \cdot 10^{-2b\bar{K}d(S_{of_2} - S_{of_1})}.$$

Из рис. 93 следует, что

$$S_{of_2} = S_{of_1} \left(\frac{f_1}{f_2} \right)^n, \quad \text{где } n = 1,88.$$

Тогда

$$P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{2b\bar{K}dS_{of_1} [(f_1/f_2)^n - 1]} \quad (4.7.03)$$

и при

$$f_2 = 0,9 f_1 \quad P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{0,385b\bar{K}dS_{of_1}},$$

$$f_2 = 0,8 f_1 \quad P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{1,04b\bar{K}dS_{of_1}},$$

$$f_2 = 0,7 f_1 \quad P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{1,92b\bar{K}dS_{of_1}},$$

$$f_2 = 0,6 f_1 \quad P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{3,2b\bar{K}dS_{of_1}},$$

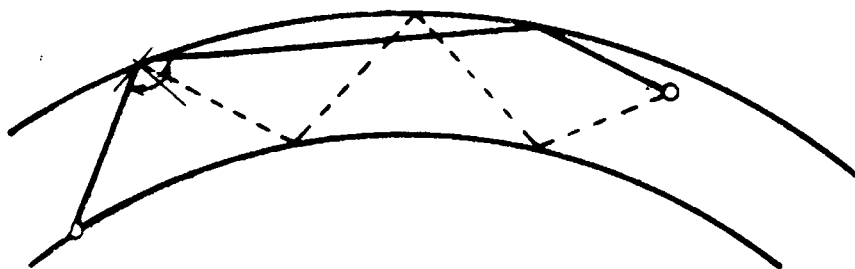
$$f_2 = 0,5 f_1 \quad P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{5,38b\bar{K}dS_{of_1}},$$

$$f_2 = 0,4 f_1 \quad P_{f_2} = P_{f_1} \cdot 10^{9,092b\bar{K}dS_{of_1}}.$$

Если f_1 — оптимальная частота для работы на данной трассе в данное время, то из выражения (4.7.03) можно определить необходимую мощность для создания такой же напряженности поля при частоте ниже оптимальной, причем, как это следует из приведенного примера, по мере понижения частоты требуемая мощность резко возрастает.

4.8. Осуществление радиосвязи с летательными аппаратами на частотах выше ОПЧ

Опыт эксплуатации наземных коротковолновых линий радиосвязи [90—94] показывает, что имеется большое число случаев осуществления радиосвязи на частотах, превышающих ОПЧ, определяемых по прогнозам. Если для наземных связей работа на частотах выше ОПЧ расширяет возможный диапазон рабочих частот, что особенно важно в годы минимума солнечной активности, когда рабочий диапазон КВ сильно сужается, то при связи с летательными аппаратами работа на частотах выше ОПЧ приводит и к существенным энергетическим выигрышам.



Р и с. 94.

Как было указано выше, вследствие различия в степени облучения Земли Солнцем в каждый момент времени ионосферный слой как по широте, так и по долготе нельзя рассматривать как поверхность постоянной кривизны. Поэтому изменяется положение эллипса отражения и происходит искривление луча. Для качественной оценки нет необходимости рассматривать траекторию луча во всем слое, достаточно заменить его эффективной отражающей поверхностью (рис. 94). Как следует из рис. 94, многоскачковое распространение может быть заменено односкачковым без промежуточных отражений от Земли, что резко уменьшает поглощение в нижележащих слоях. Простейшее геометрическое рассмотрение показывает, что для такого вида связи необходимо, чтобы наклон ионосферного слоя, ведущий к увеличению угла отражения, приходился на сторону наземного пункта, так как антенны летательных аппаратов, высоко поднятые над Зем-

лей, способны излучать и принимать под очень малыми углами к горизонту. Увеличение рабочих частот линий радиосвязи при прочих равных условиях приводит к упрощению антенн летательных аппаратов, повышению их к.п.д и электрической прочности.

Смещение рабочего диапазона при радиосвязи с летательными аппаратами в сторону более высоких частот, кроме того, что уменьшит вероятность воздействия стационарных помех, позволит также при приемлемых высотах опор наземных антенн сильнее прижать к Земле максимум их излучения и тем самым также повысить эквивалентный энергетический потенциал радиолинии. Возможность реализации указанного вида распространения необходимо учитывать при выборе географического места размещения наземных пунктов, обеспечивающих радиосвязь с низколетящими ИСЗ.

4.9. *Спутник выше максимума слоя F₂*

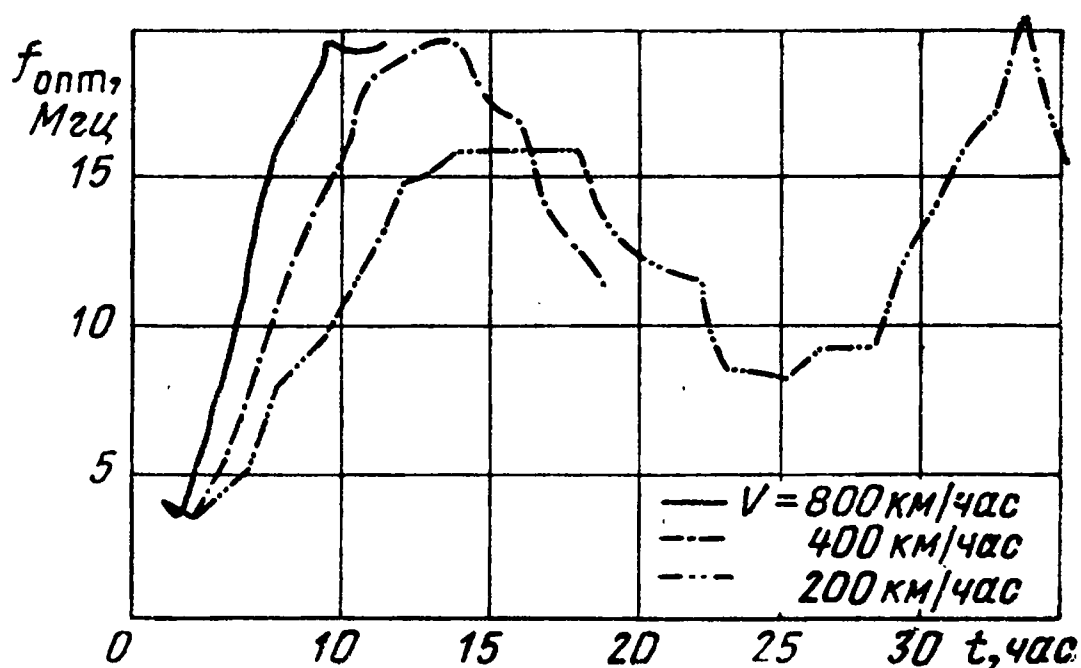
При связи с низколетящими ИСЗ, движущимися по эллиптическим орбитам, часть пути спутник может проходить выше максимума слоя F₂. В этом случае при непосредственной связи ИСЗ с Землей в КВ диапазоне требуется большой энергетический потенциал линии и имеет место следующая картина распространения волны: излучаемая с ИСЗ волна от ненаправленной КВ антенны в зависимости от рабочей частоты и критической частоты ионосферы, пройдя ее под определенным углом, отразится от поверхности Земли.

Из теории рассеяния света шероховатой поверхностью известно, что если размеры неоднородности на ней малы по сравнению с длиной волны, то индикатриса рассеяния описывается уравнением $I_{\theta} = I_{\pi/2}(1 + \cos^2 \theta)$, где I_{θ} и $I_{\pi/2}$ — интенсивность света, рассеянного под углом θ и $\pi/2$. Как показал Н. И. Кабанов, для коротких волн поверхность Земли является именно такой поверхностью и этот факт был использован в предложенном им методе возврата наклонного зондирования ионосферы — «эффект Кабанова».

Таким образом, волна с ИСЗ при отражении от Земли рассеивается в широком угле и ее дальнейшее распространение к точке приема происходит в волноводе, образованном Землей и ионосферой; аналогично тому, как было описано выше.

4.10. Учет скорости движения одного из корреспондентов при расчете линии радиосвязи

При расчете линии радиосвязи с движущимся объектом необходимо учитывать скорость его движения, так как при этом перемещается точка отражения волны от ионосферы и тем самым меняется оптимальная рабочая частота связи. При радиосвязи с самолетом это достигается следующим образом: зная начальный и конечный пункты трассы, находят кратчайшее расстояние между ними. В зависимости от скорости всю трассу полета разбивают на отдельные участки и пункты, расстояние до которых отсчитывается от начального наземного пункта связи. Для каждого пункта определяются координаты точки отражения, а по ним местное время. Зная широту и местное время точки отражения, определяют указанным выше способом оптимальную рабочую частоту для каждого из пунктов. На основании полученных таким образом значений оптимальных частот строится график зависимости оптимальной частоты от расстояния для данной скорости полета. Наилучшим условием обеспечения связи явилось бы непрерывное изменение рабочей частоты согласно полученному графику. Однако практически невозможно непрерывно перестраивать передающие и приемные устройства. Поэтому в полученный график вписывается ломаная кривая,



Р и с. 95.

максимально приближенная к основной кривой, сокращающая необходимое число рабочих частот и ограниченная сверху кривой ОПЧ, снизу — кривой минимально применимой частоты, которая обеспечивает в точке приема необходимый

уровень полезного сигнала. Эта ломаная служит рабочим расписанием применяемых частот.

Для иллюстрации влияния скорости полета самолета на изменение оптимальных частот на рис. 95 приведены соответствующие кривые для трех скоростей полета при связи на трассе Москва — Хабаровск, время вылета из Москвы 15 сентября 1947 г. в 4 часа утра. Как следует из рассмотренных кривых, при заданной и неизменной мощности самолетного и наземного передатчиков, самолетных и наземных антенн, чувствительности приемников возможное время работы на заданной волне резко сокращается с увеличением скорости полета.

Приведенное рассмотрение показывает, что установление связи с ИСЗ, совершающим один оборот вокруг Земли (имеющей, как известно, суточный цикл изменения освещенности) примерно за 90 мин и имеющим малую мощность передатчика и низкую эффективность бортовых антенн, представляет сложную задачу.

4.11. Замирания сигналов

В работах [95—96], посвященных вопросам замираний радиосигналов, указывалось, что отражение радиоволны от нерегулярной ионосферы приводит к нерегулярной дифракционной картине поля около поверхности Земли.

Замирания вызываются относительным перемещением дифракционной картины относительно точки наблюдения. В случае наземной связи это перемещение обусловлено движением ионосферных неоднородностей. В случае связи с подвижным объектом необходимо учитывать скорость движения последнего. Если скорость движения объекта велика, то движением неоднородностей ионосферы относительно Земли можно пренебречь и учитывать только скорость движения объекта, т. е. учитывать движение луча вдоль неоднородности ионосферы. При этом принимаемый сигнал является суммой регулярной и случайной составляющих поля [4].

Задачу о характере поля при отражении от нерегулярного экрана можно сформулировать следующим образом. Пусть на высоте h от хорды, соединяющей приемник и передатчик, находится отражающий неоднородный экран; требуется определить структуру поля в точке приема, исходя из статистических свойств отражающего экрана [97].

Из решения волнового уравнения уравнение поля в точке приема при отражении от нерегулярного экрана может быть представлено в следующем виде [20]:

$$E(t) = \frac{jkh}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int \frac{E'(xyt) e^{-jkR_1(xy)}}{R_1^2(xy)} dx dy, \quad (4.11.01)$$

где $k=2\pi/\lambda$; x, y — координаты точки на поверхности экрана; $R(x, y)$ — расстояние от точки на поверхности экрана с координатой (xy) до точки

приема; $E'(xyt)$ — значение флюктуационной составляющей поля на поверхности экрана в точке (xy) .

Поле $E'(xyt)$ может быть выражено через поле падающей волны

$$E'(xyt) = E_{\text{пад}}(xy) \varpi(xyt), \quad (4.11.02)$$

где $\varpi(xyt)$ — случайная функция, описывающая неоднородности отражающего экрана.

Значение поля для падающей волны можно записать

$$E_{\text{пад}}(xy) = \sqrt{\frac{GP_0}{2\pi\eta}} \frac{e^{-jkR_0(xy)}}{R_0(xy)}, \quad (4.11.03)$$

где G — коэффициент усиления передающей антенны; P_0 — мощность излучения передающей антенны; η — волновая проводимость среды; $R_0(xy)$ — расстояние от передатчика до точки (xy) на поверхности экрана.

Подставляя в (4.11.01) значения из (4.11.02) и (4.11.03), получим

$$E(t) = \sqrt{\frac{GP_0}{2\pi\eta}} \frac{jkh}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varpi(xyt) \frac{e^{-jk(R_0+R_1)}}{R_0(xy) R_1^2(xy)} dx dy. \quad (4.11.04)$$

Из общей теории случайных процессов [98] следует, что корреляционная функция принимаемого сигнала для узкополосного процесса может быть определена из выражения

$$B(\tau) = \frac{\overline{E^*(t) E(t+\tau)}}{2}. \quad (4.11.05)$$

Тогда, используя (4.11.04), (4.11.05), можно выразить корреляционную функцию принимаемого сигнала через статистические функции, описывающие неоднородности отражающего экрана

$$B(\tau) = \frac{GP_0}{4\pi\eta} \frac{k^2 h^2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\varpi^*(x_1 y_1 t) \varpi(x_2 y_2 t + \tau)} \times \\ \times \frac{\exp\{jk[R_0(x_2 y_2) - R_0(x_1 y_1) + R_1(x_2 y_2) - R_1(x_1 y_1)]\}}{R_0(x_1 y_1) R_0(x_2 y_2) R_1^2(x_1 y_1) R_1^2(x_2 y_2)} \times \\ \times dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \quad (4.11.06)$$

Прежде чем рассмотреть статистические свойства сигнала, рассмотрим статистические свойства функции, описывающей неоднородности отражающего экрана $\varpi(xyt)$.

Известно, что случайные функции $\varpi(xyt)$ можно представить в виде двумерного стохастического интеграла:

$$\varpi(xyt) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{\varpi}(x_1 x_2 t) e^{j(x_1 x + x_2 y)} dx_1 dx_2. \quad (4.11.07)$$

Тогда корреляционная функция во времени и пространстве определится следующим образом:

$$B_w(x_0 y_0 t) = \overline{w^*(xyt) w(x + x_0, y + y_0, t + \tau)} \quad (4.11.08)$$

или с учетом (4.11.07) получим

$$B_w(x_0 y_0 t) = \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \overline{A_w^*(x_{10} x_{20} t) A_w(x'_1 y'_1 x'_2 y'_2 t + \tau)} \times \\ \times \exp[j(x'_1 x + x'_1 x_0)] \exp[j(-x_1 x + x'_2 y + x'_2 y_0 - x_2 y)] \times \\ \times dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2. \quad (4.11.09)$$

В случае, если корреляционная функция является однородной в пространстве и стационарной во времени, то согласно (1.2.04) можно записать

$$\overline{A_w^*(x_1 x_2 t) A_w(x'_1 x'_2 t + \tau)} = F_w(x_1 x_2 \tau) \delta(x_1 - x'_1) \delta(x_2 - x'_2), \quad (4.11.10)$$

где $F_w(x_1 x_2 \tau)$ является двумерной спектральной плотностью корреляционной функции $B_w(x_0 y_0 \tau)$, а $\delta(x_1 - x'_1)$ и $\delta(x_2 - x'_2)$ — дельта-функции.

Подставляя (4.11.10) в (4.11.09), получим

$$B_w(x_0 y_0 \tau) = \int \int_{-\infty}^{\infty} F_w(x_1 x_2 \tau) e^{j(x_1 x_0 + x_2 y_0)} dx_1 dx_2. \quad (4.11.11)$$

Выражение (4.11.11) является разложением Фурье корреляционной функции, а $F_w(x_1 x_2 \tau)$ связано с $B_w(x_0 y_0 \tau)$ обратным преобразованием Фурье

$$F_w(x_1 x_2 \tau) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} B_w(xy\tau) e^{-j(x_1 x + x_2 y)} dx dy. \quad (4.11.12)$$

В случае замороженной турбулентности

$$F_w(x_1 x_2 \tau) = F_w(x_1 x_2 0) e^{-j(x_1 v_x + x_2 v_y) \tau}, \quad (4.11.13)$$

где v_x и v_y — составляющие скорости перемещения неоднородностей.

После несложных преобразований выражения (4.11.06) с учетом (4.11.08) и после замены переменных $x_2 - x_1 = x_0$, $y_2 - y_1 = y_0$, $(x_1 + x_2)/2 = x$, $(y_1 + y_2)/2 = y$, а также с учетом (4.11.13) можно получить выражение для корреляционной функции принимаемого сигнала

$$B(\tau) = \frac{GP_0}{4\pi\eta} k^2 h^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_w[k(\bar{n}_0 - \bar{m}_0)_x; k(\bar{n}_0 - \bar{m}_0)_y; 0]}{K_0^2(xy) R_1^4(xy)} \times \\ \times \exp\{-jk[(\bar{n}_0 - \bar{m}_0)_x v_x + (\bar{n}_0 - \bar{m}_0)_y v_y] \tau\} dx dy, \quad (4.11.14)$$

где \overline{n}_0 — направление падающей волны в точке (xy) ; \overline{m}_0 — направление отраженной волны в точке (xy) ; $(\overline{n}_0 - \overline{m}_0)_x$ — проекция вектора $\overline{(n_0 - m_0)}$ на ось x ; $(\overline{n}_0 - \overline{m}_0)_y$ — проекция вектора $\overline{(n_0 - m_0)}$ на ось y .

В случае, если длина волны меньше размера неоднородностей, то с учетом того, что

$$R_0(xy) \approx R_1(xy) = d/2, \quad (\overline{n}_0 - \overline{m}_0)_x = 4x/d,$$

$$(\overline{n}_0 - \overline{m}_0)_y = 16y(x^2 + h^2)/d^3,$$

(где d — расстояние между приемником и передатчиком) и после введения обозначений

$$4kx/d = x_1, \quad 16ky(x^2 + h^2)/d^3 = x_2$$

выражение (4.11.4) можно привести к более простому виду:

$$B(\tau) = \frac{GP_0}{4\pi\eta d^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_w(x_1, x_2, 0) e^{-j|x_1 v_x + x_2 v_y| \tau} dx_1 dx_2. \quad (4.11.15)$$

Сравнивая (4.11.15) с (4.11.11), находим

$$B(\tau) = \frac{GP_0}{4\pi\eta d^2} B_w[-v_x \tau, -v_y \tau]. \quad (4.11.16)$$

Если представить $B(\tau) = \sigma^2 \rho_1(\tau)$, то

$$\sigma^2 = \frac{GP}{4\pi\eta d^2} B_w(0, 0), \quad (4.11.17)$$

$$\rho_1(\tau) = \rho_w(-v_x \tau, -v_y \tau), \quad (4.11.18)$$

где

$$\rho_w(xy) = \frac{B_w(xy)}{B_w(0, 0)}. \quad (4.11.19)$$

Выражения (4.11.16) и (4.11.18) представляют корреляционную функцию (коэффициент корреляции) принимаемого сигнала через корреляционную функцию (коэффициент корреляции), описывающую неоднородности отражающего экрана. В зависимости от корреляционной функции, описывающей характер неоднородности отражающего экрана, получится тот или иной вид функции корреляции принимаемого сигнала.

Если предположить, что неоднородности в ионосфере имеют турбулентное происхождение, то спектр неоднородностей должен иметь вид $x^{-11/3}$, однако в этом случае сложные математические трудности не дают возможности довести задачу до наглядного решения [4]. Поэтому для наглядного представления картины замирания воспользуемся выражением корреляционной функции, предложенной Букером и Гордоном [99]:

$$\rho_w(x) = e^{-|x/L_0|}, \quad (4.11.20)$$

где L_0 — внешний масштаб неоднородностей.

Заметим, что в этом случае спектр неоднородности при $\kappa > 1/L_0$ имеет вид $\kappa^{-12/3}$, т. е. он мало будет отличаться от спектра неоднородности турбулентного происхождения.

Согласно (4.11.18)

$$\rho(\tau) = e^{-|\nu\tau/L_0|} = e^{-|\omega_1\tau|}, \quad (4.11.21)$$

где $\nu^2 = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$ — скорость движения экрана; $\omega_1 = \nu/L_0$.

Выражение для энергетического спектра можно записать [104]:

$$F(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = 4 \int_0^{\infty} \rho(\tau) \cos \omega\tau d\tau. \quad (4.11.22)$$

Корреляционную функцию можно представить в виде

$$\rho_w(x) = \int_{-\infty}^{\infty} z(x) e^{jxx} dx, \quad (4.11.23)$$

где $z(x)$ — одномерная спектральная плотность неоднородностей, которая может быть найдена из корреляционной функции обратным преобразованием Фурье.

Выразим энергетический спектр через одномерный спектр неоднородности, для чего (4.11.23) подставим в (4.11.22), тогда с учетом (4.11.18) после интегрирования получим

$$F(\omega) = \frac{4\pi}{\nu} z\left(\frac{\omega}{\nu}\right). \quad (4.11.24)$$

Подставляя (4.11.20) в (4.11.23), находим

$$z(x) = \frac{L_0}{\pi(1 + x^2 L_0^2)}. \quad (4.11.25)$$

Поскольку в результате различных сглаживающих факторов неоднородности бесконечно малых размеров существовать не могут, то, используя (4.11.25), можно записать следующее выражение для одномерного спектра неоднородности отражающего экрана:

$$z(x) = \frac{L_0}{\pi(1 + x^2 L_0^2)} \quad \text{при } x < x_{\text{макс}}, \quad (4.11.26)$$

$$z(x) = 0 \quad \text{при } x > x_{\text{макс}},$$

где $x_{\text{макс}} = 2\pi/l_0$, l_0 — внутренний масштаб турбулентности.

Подставляя (4.11.26) в (4.11.24), получим выражение для энергетического спектра

$$F(\omega) = \frac{L_0}{\omega_1 \left[1 + \frac{\omega^2}{\omega_1^2} \right]} \quad \text{при } \frac{\omega}{\omega_1} < 2\pi \frac{L_0}{l_0}, \quad (4.11.27)$$

$$F(\omega) = 0 \quad \text{при } \frac{\omega}{\omega_1} > 2\pi \frac{L_0}{l_0}.$$

Из (4.11.27) следует, что, если внешний масштаб турбулентности много больше внутреннего, то энергетический спектр будет в основном зависеть от величины ω_1 , которая в свою очередь зависит от скорости перемещения экрана (движения объекта) и внешнего размера неоднородности, т. е. энергетический спектр, по существу, определяется крупномасштабными неоднородностями.

Частота замираний может быть найдена из следующего соотношения:

$$\omega_0^2 = -\rho_1'(0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \omega^2 F(\omega) d\omega. \quad (4.11.28)$$

Подставив (4.11.27), в (4.11.28) и проведя интегрирование, получим

$$\omega_0 = 2\omega_1 \sqrt{\frac{L_0}{l_0}} = \frac{2v}{\sqrt{L_0 l_0}} \quad (4.11.29)$$

$$f_0 = \frac{v}{\pi \sqrt{L_0 l_0}}. \quad (4.11.30)$$

Как следует из (4.11.29) и (4.11.30), частота замираний, вызванных отражением от экрана, неоднородности которого обусловлены турбулентными процессами в ионосфере, зависит не только от скорости перемещения отражающего экрана (скорости движения объекта) и внешнего масштаба турбулентности, но и от внутреннего масштаба турбулентности, а это значит, что мелкомасштабные неоднородности оказывают значительное влияние на частоту замираний.

Определим порядок величин замираний для случая наземной связи и связи с ИСЗ на коротких волнах. При этом примем: $L_0 = 500$ м, $l_0 = 10$ м, $v = 100$ м/сек для наземной связи, $v = 10^4$ м/сек для связи с ИСЗ.

Тогда согласно (4.11.32) получим:

$f_0 = 0,45$ гц для наземной связи,

$f_0 = 45$ гц для связи с ИСЗ.

Замирание сигнала сказывается двояким образом на условиях связи:

1. Непрерывно изменяется отношение сигнала к шуму, в результате чего в течение определенного времени это отношение может оказаться недостаточным для надежного приема дискретной информации.

2. На полезную модуляцию накладывается паразитная, которая в случае связи с ИСЗ может достигать нескольких десятков герц и приводить к ухудшению разборчивости при телефонной работе.

Эффективным способом борьбы с замираниями в первом случае является применение различных видов разнесенного приема (по пространству, частоте и др.).

Во втором случае необходимо предварительно осуществлять преобразование сообщения из аналоговой формы в дискретную с целью обеспечения реализации вышеупомянутых методов борьбы с замираниями.

Для того чтобы определить необходимый запас мощности, которым должна обладать радиоприемная линия, для обеспечения в точке приема с учетом замираний необходимого уровня поля с заданной вероятностью воспользуемся кривыми рис. 96 [4]. Кривые рис. 96 представляют зависимость Z_3 от P (процента времени, в течение которого сигнал превысит

ординату) для различных значений параметра δ , где $L_3 = 20 \lg \frac{Z}{\sqrt{E_t^2}}$ — отношение мгновенного значения поля Z к среднеквадратичному значению $\sqrt{E_t^2}$, а $\delta = 20 \lg \frac{\sqrt{E_s^2}}{E_0}$ — отношение среднеквадратичного

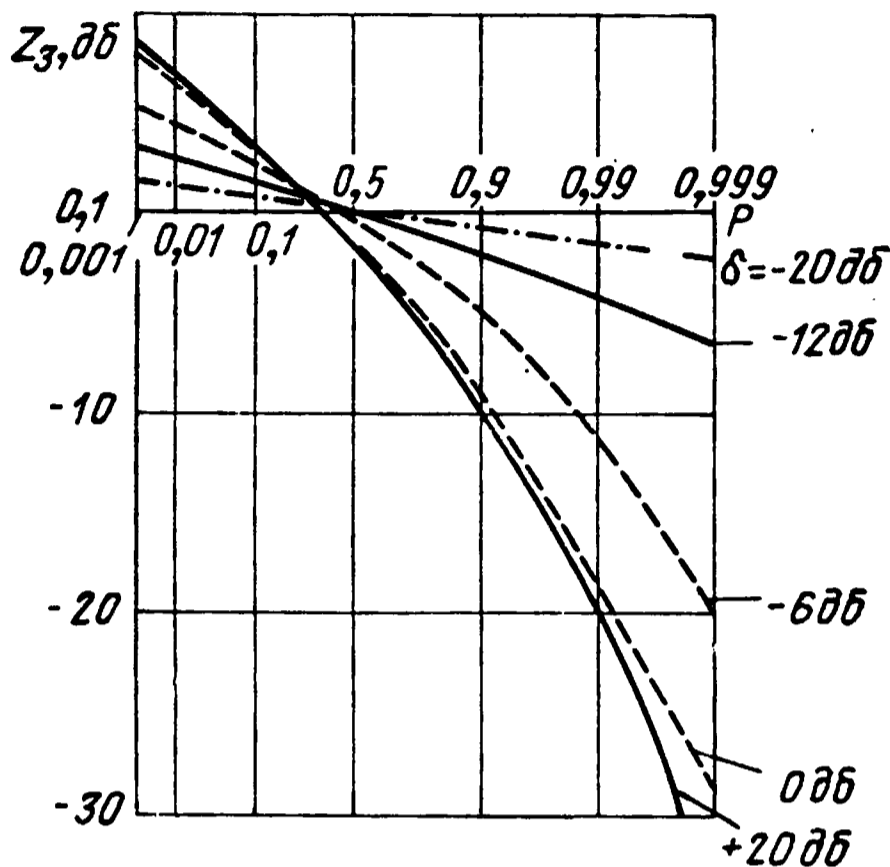


Рис. 96.

значения поля рассеяния к постоянной составляющей поля. Для того чтобы численно определить распределение сигнала, необходимо определить интервал значений δ , наблюда-

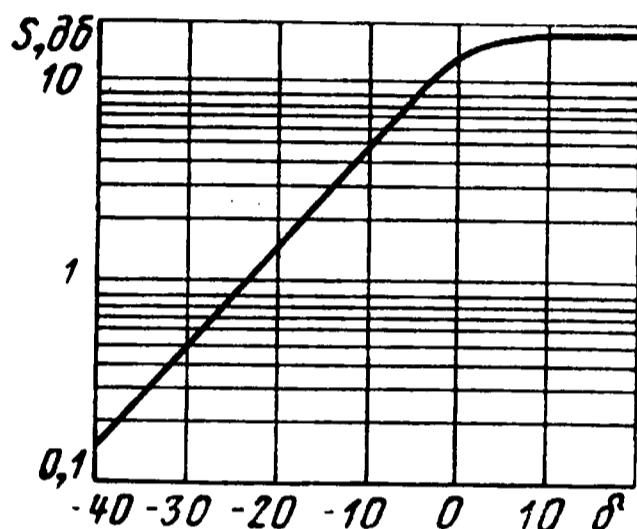


Рис. 97.

емых на практике. В [20] приводится отношение $\beta = E_0 / \sqrt{E_s^2}$ и показано, что наиболее часто оно принимает значение 2—4. При $\beta=2$ $\delta = -6 \text{ dB}$; при $\beta=4$ $\delta = -12 \text{ dB}$. Исходя из функции распределения, можно оценить глубину замираний. Под глубиной замираний понимается выраженное в децибелах отношение уровня сигнала, вероятность которого 10%, к уровню сигнала, вероятность превышения которого равна 90%. Согласно этому определению

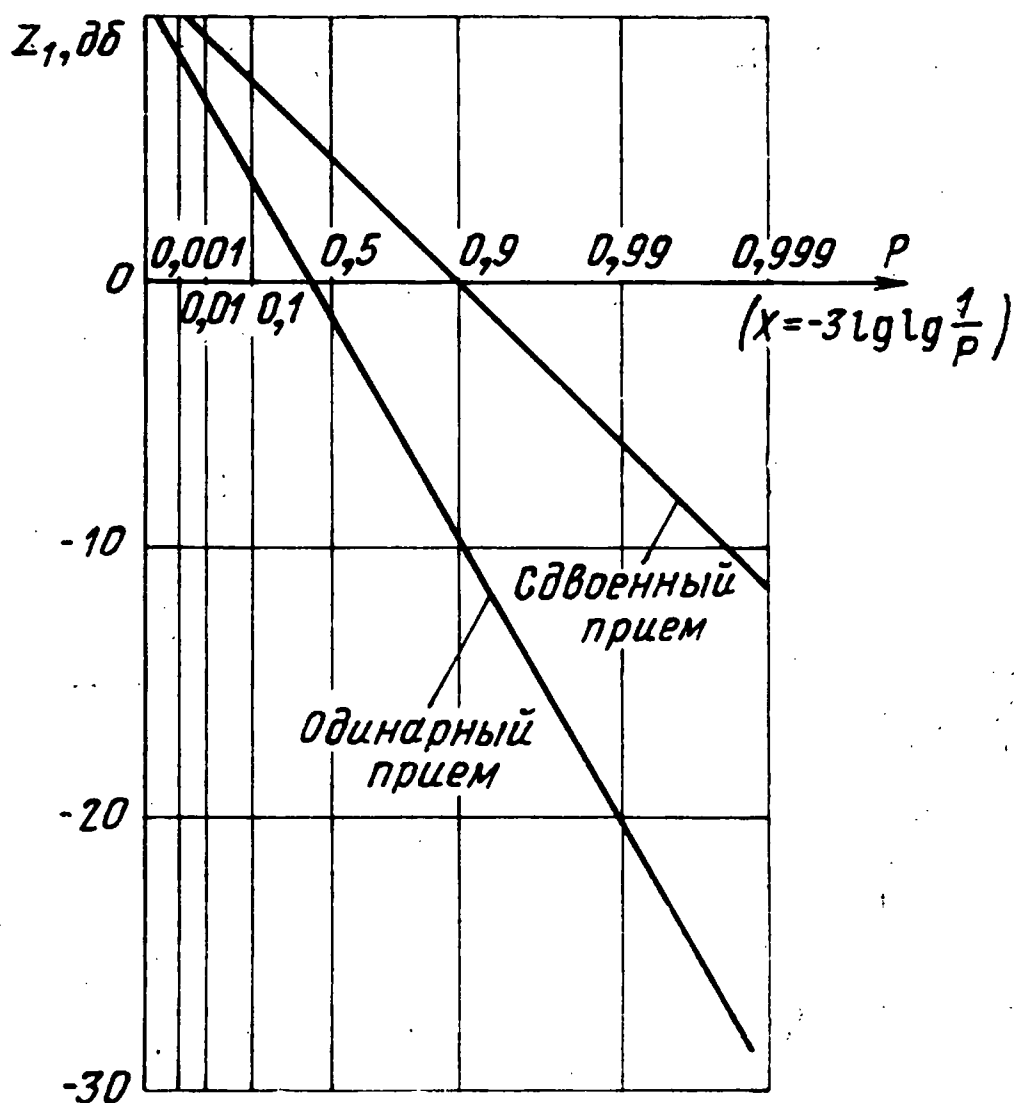
$$S(\delta) = Z_3(0,1 \delta) - Z_3(0,9 \delta).$$

На рис. 97 представлен график зависимости глубины замираний от параметра δ . Как следует из рис. 97, при наиболее вероятных значениях $\delta = -(12 - 6) \text{ dB}$ глубина замираний достигает 10 dB.

Оценим, какой энергетический выигрыш может быть достигнут за счет применения сдвоенного приема. Для этого рассмотрим кривые рис 98, на которых представлена зависимость Z_1 от P для предельного

случая рассеяния: $\delta \rightarrow \infty$, где $Z_1 = 20 \lg \frac{Z}{\sqrt{E_s^2}}$ — логарифм отношения

мгновенного значения поля рассеяния. Как следует из кривых рис. 98, уровень сигнала, который превышает в течение 90 и 99% времени, при сдвоенном приеме соответственно на 10 и 14 dB выше, чем при одинарном приеме.



Р и с. 98.

Таким образом, сдвоенный прием является эффективным средством борьбы с замираниями. При этом антенны должны быть разнесены на такое расстояние, при котором принимаемые сигналы становятся статистически независимыми.

4.12. Некоторые вопросы организации связи

Известно, что на наземных магистральных КВ радиолиниях для связи обычно используются две волны — дневная и ночная. При этом работа в определенное время на частотах, ниже оптимальных, обеспечивается высоким энергетическим потенциалом указанных линий (передатчики мощностью от 15 до 500 кВт, направленные антенны на обоих концах линии, сдвоенный прием и др.).

В самолетных линиях связи, когда энергетический потенциал линии ограничен, так как на самолете используются передатчики мощностью в сотни ватт и сравнительно малоэффективные антенны, число рабочих частот значительно увеличивается. Количество рабочих частот, как было указано выше, зависит от конкретного энергетического потенциала линии, скорости и трассы полета и регламентируется волновым расписанием, составляемым на каждый полет. Переход с

волны на волну может осуществляться автоматически с помощью программирующего устройства.

Организация радиосвязи с ИСЗ, когда корреспондент совершает в течение примерно 90 мин один оборот вокруг земного шара, с суточным циклом изменения освещенности по трассе, а также учет изменения условий связи от витка к витку, представляет сложную проблему. На ИСЗ практически невозможно установить такое программирующее устройство, которое исходя из энергетического потенциала радиолинии изменяло бы рабочие частоты передатчика, настройку антенно-согласующего устройства и приемника как при полете вдоль витка, так и от витка к витку, и от одного дня к другому. Такая система чрезмерно усложнила бы бортовую аппаратуру.

Наиболее просто (с точки зрения аппаратуры на борту) связь с ИСЗ можно осуществить на КВ за счет территориального разнесения наземных центров, связанных между собой и представляющих единую систему. Оптимальный вариант системы, обеспечивающей связь с ИСЗ на любом участке орбиты, представлял бы систему, состоящую минимум из четырех приемо-передающих центров, территориально разнесенных по широте таким образом, чтобы местное время между ними отличалось на 6 час и чтобы передача с ИСЗ велась одновременно на трех частотах (ночной, дневной и сумеречной).

Однако, поскольку СССР не располагает территориями в западном полушарии, такая система не может быть реализована. Как известно, территория нашей страны допускает максимальный территориальный разнос центров, при котором расхождение в местном времени составляет только 7 час. Поэтому они не могут обеспечить связь с ИСЗ на любом участке его орбиты, особенно на тех витках, в течение которых ИСЗ находится полностью над западным полушарием.

Однако при рациональном выборе наземных центров связи и рабочих частот можно осуществить радиосвязь с ИСЗ на очень большие расстояния. При выборе наземных пунктов и рабочих частот связи необходимо учитывать следующие факторы. Один из них — значительная высота ИСЗ над Землей, благодаря чему существенно увеличивается максимальный угол падения на слой по сравнению со связью по Земле (см. рис. 81), а это позволяет заметно увеличить максимальную рабочую частоту. При этом путь волны не будет проходить вдоль сторон равнобедренного треугольника. Но благодаря тому, что КВ антенны летательных аппаратов имеют широкие углы облучения, а высокое поднятие их над Землей создает условие, при котором направленность этого об-

лучения охватывает и очень малые углы к горизонту, обеспечивается приход волны в точку приема.

Как было показано в § 4.5, при h_d слоя, равной 300 км, и передаче с Земли, максимальная рабочая частота, которая еще возвратится на Землю, равна $f_{\text{макс}} = f_{\text{кр}} \cdot 3,6$, при этом для случая излучения с ИСЗ, поднятого на 200 км, эта частота будет равна $f_{\text{кр}} \cdot 5,7$, т. е. увеличение ее на 60% допустимо. С другой стороны, из рассмотрения кривых суточного хода критических частот слоя F_2 (см. рис. 81—84) следует, что максимальное увеличение $f_{\text{кр}}$ при переходе от полуночных к полуденным значениям составляет 140%. Поэтому, если увеличить рабочую частоту для неосвещенной ионосферы (ночную волну) на 60%, получим частоту, которая по величине будет близка к средней дневной частоте, т. е. обеспечивается возможность работать на одной частоте в течение большого промежутка времени. Это объясняет тот факт, что на советских ИСЗ в течение многих лет (в условиях различной солнечной активности) устанавливается наряду с различной аппаратурой радиопередатчик, работающий на частоте 19,996 Мгц.

Из данных по критическим частотам слоя F_2 с учетом их изменения в 11-летнем цикле солнечной активности (рис. 92) следует, что минимальное значение критической частоты слоя F_2 в северном полушарии в декабре, в полночь, для года минимальной солнечной активности равно $f_{\text{кр мин мин}} = 1,75$ Мгц. Отсюда минимальная частота, которая принципиально может быть использована при передаче с ИСЗ, равна

$$f_{\text{мин}} = f_{\text{кр мин мин}} \cdot 5,7 = 10 \text{ Мгц.}$$

Другим фактором является влияние ограничивающей поверхности ионосферы переменной кривизны. Для того чтобы наглядно представить изменение кривизны ионосферного слоя, рассмотрим пространственную диаграмму суточных сумм тепла, полученных Землей для случая отсутствия атмосферы (рис. 99 [4]). Естественно, что картина облучения слоя F_2 будет аналогичной, разница будет лишь в масштабе солнечной радиации, вызывающей ионизацию слоя. По оси АВ рис. 99 отложена долгота Солнца Λ , зависящая от времени года. По оси AD отложена географическая широта, а по третьей оси, перпендикулярной к плоскости ABCD, — соответствующие суточные количества солнечной радиации. Для $\Lambda = 0$ (21 марта), т. е. в момент, когда Солнце находится в точке весеннего равноденствия, линия AED является отрезком косинусоиды. В этот момент количество радиации

пропорционально косинусу широты и достигает максимума на экваторе. С возрастанием долготы Солнца эта простая зависимость усложняется. В момент летнего солнцестояния в Северном полушарии минимум находится на широте $61^{\circ}52'16''$.

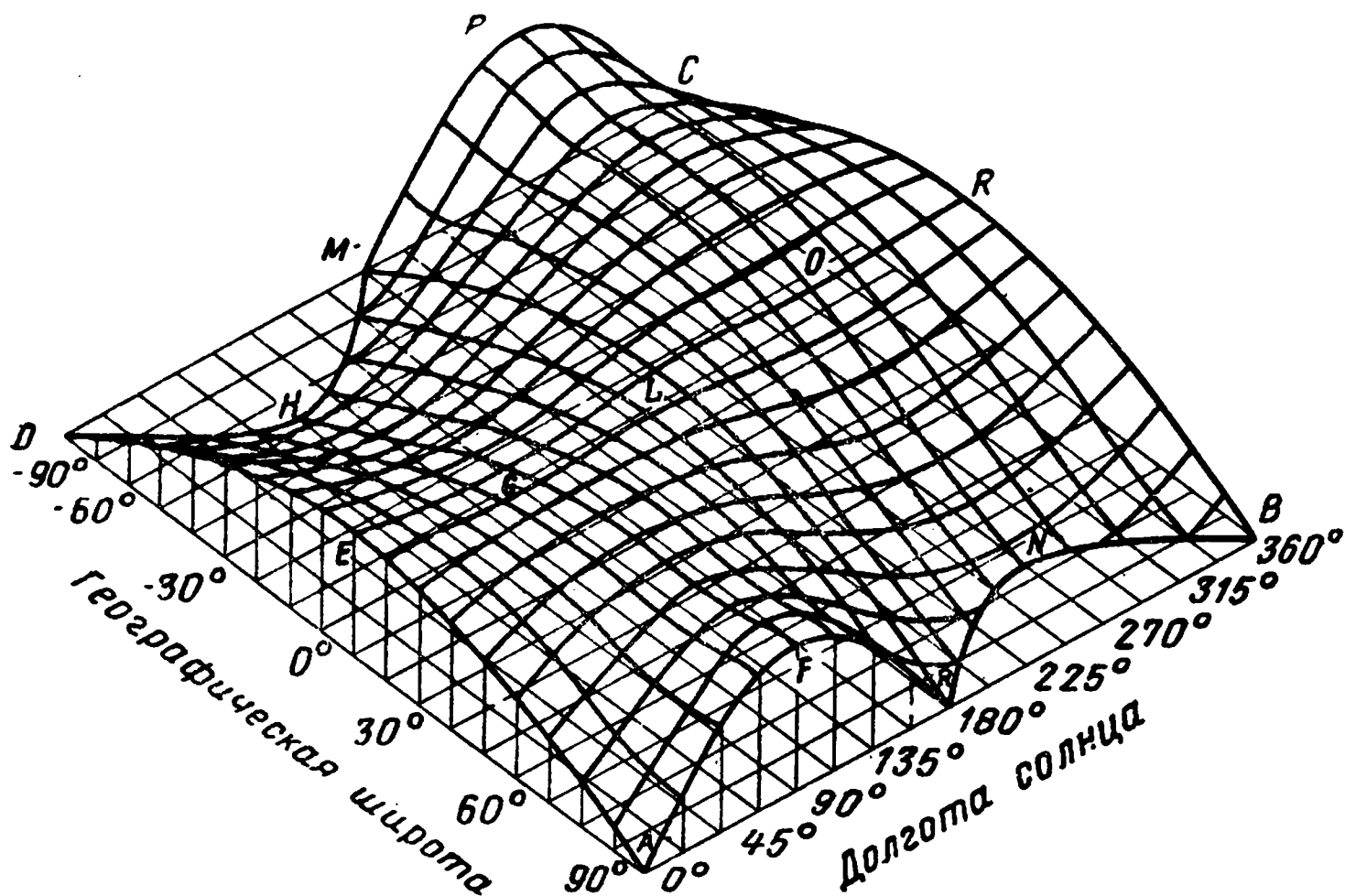


Рис. 99.

После летнего солнцестояния облучение Северного полушария уменьшается. Из сказанного выше, а также из анализа петель высот слоя F_2 (см. рис. 87—90) следует, что отражающая поверхность слоя F_2 имеет наклон в сторону высоких широт, а в отдельные месяцы в Северном полушарии этот наклон распространяется от экватора до 60 параллели, с одной стороны, и от Северного полюса к этой же параллели, с другой. Последнее имеет важное значение для выбора места размещения наземных пунктов с точки зрения реализации отражения волны от наклонной ионосферы и замены им многоскачкового распространения. Увеличение рабочей частоты в сочетании с наклонным отражением приводит к существенному эквивалентному выигрышу в энергии. Как было показано выше, для реализации отражения от наклонной поверхности ионосферного слоя необходимо, чтобы наземные антенны могли принимать под малыми углами; иными словами, вопросу выбора типа приемных антенн, высоте их подвеса должно быть уделено внимание.

Так как положение ИСЗ относительно приемного пункта непрерывно изменяется, последний должен быть оборудован антеннами или системой антенн, обеспечивающими постоян-

ный обзор или обзор по программе в азимутальном угле 360° и по углу места до 90° . Для повышения энергетического потенциала радиолинии естественно стремление использовать наземные приемные антенны с большим коэффициентом направленного действия. Из самого определения коэффициента направленного действия [99—100] следует, что его увеличение равносильно соответствующему увеличению мощности передатчика. Но на практике это не всегда реализуется. Коэффициент направленного действия приемной антенны согласно определению характеризует, во сколько раз направленная антенна усиливает мощность полезного сигнала по сравнению с мощностью помех в предположении, что последние приходят с одинаковой интенсивностью по всем направлениям. При этом не учитывается влияние боковых лепестков диаграммы направленности антенны. В действительных условиях приема атмосферные помехи имеют направленный характер. Напряженность поля помех зависит от азимутального угла и угла прихода помех. Условия распространения помех от различных мировых центров помех изменяются в течение дня в зависимости от освещенности по трассе. Для того чтобы приемная антенна могла максимально устранять мешающее действие помех, к ней предъявляется требование полной ликвидации побочных лепестков диаграммы направленности или снижения их до минимально возможной величины. Эффективным средством борьбы с атмосферными помехами для случая, когда направление на корреспондента и на очаг помех совпадает, является применение приемной антенны с узкой регулируемой диаграммой направленности в вертикальной плоскости. Изменяя угол направленности антенны в вертикальной плоскости, можно принять полезный сигнал с того же азимутального направления, с которого приходит атмосферная помеха, но под другим углом. Кроме того, так как для осуществления круглосуточной связи предполагается регулярная смена рабочих частот, к приемным антеннам предъявляется еще требование широкополосности.

Рассмотрим некоторые наиболее распространенные типы наземных антенн с точки зрения того, в какой степени они удовлетворяют поставленным выше требованиям.

На рис. 100 изображены приведенные к своему максимуму диаграммы направленности в горизонтальной плоскости одинарной и сдвоенной ромбических антенн РГ $\frac{65}{4}$ 1

и РГД $\frac{65}{4}$ 1 для различных значений отношения λ/λ_0 .

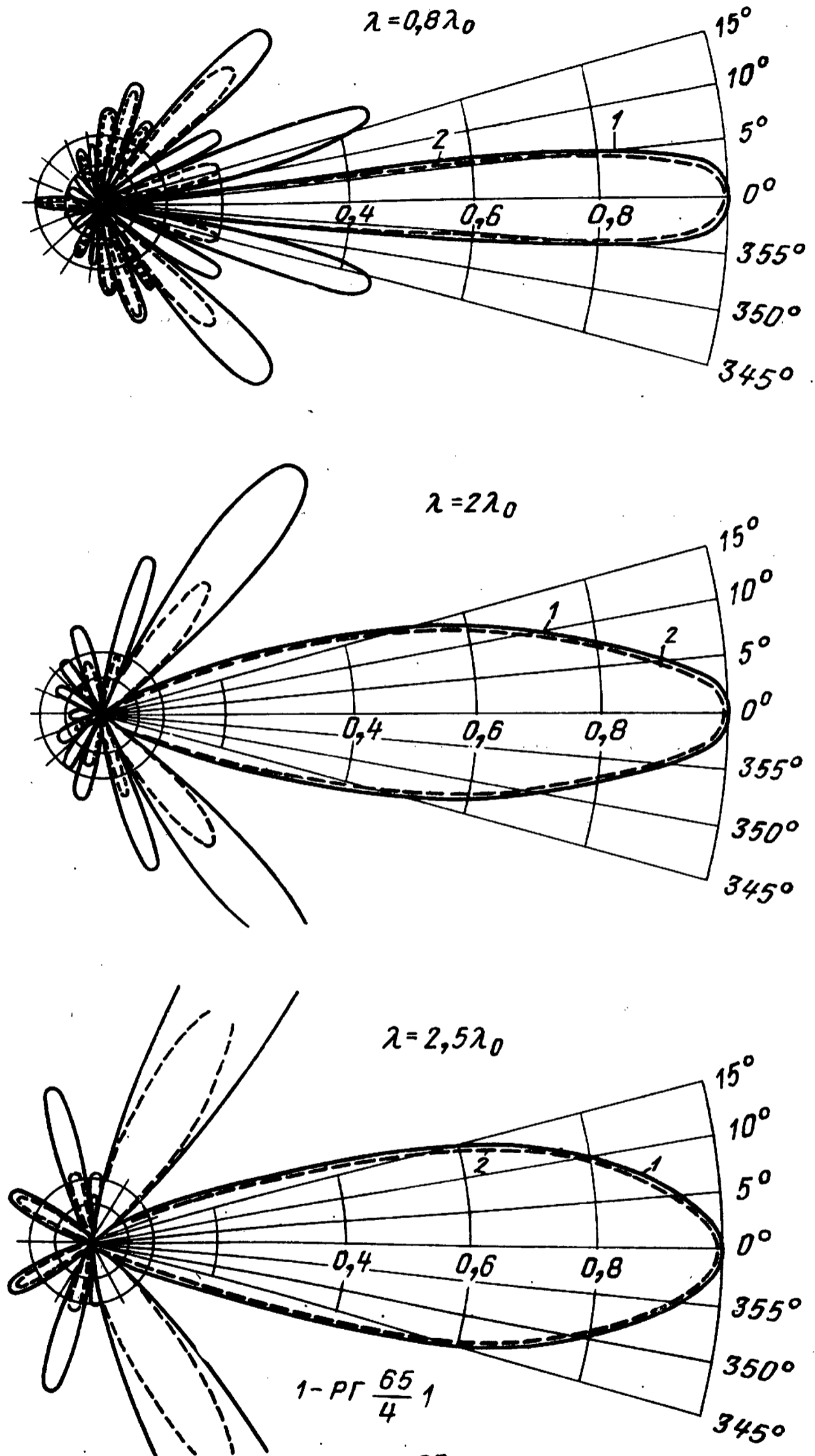


Рис. 100.

Из рассмотрения рис. 100 следует, что диаграммы направленности в горизонтальной плоскости ромбических антенн многолепестковые, причем усиление боковых лепестков значительное.

Для того чтобы показать, как изменяется угол максимального излучения в вертикальной плоскости от высоты подвеса антенны над Землей, на рис. 101 приведены диаграммы направленности антенн $РГ \frac{65}{4} 1,25$, $РГ \frac{65}{4} 1$ и $РГ \frac{65}{4} 0,5$ (соответственно диаграммы *а*, *б*, *в*).

На рис. 102 приведены диаграммы направленности в горизонтальной плоскости антенн бегущей волны. Для систем, состоящих из двух или четырех одиночных антенн бегущей волны, принято соответствующее обозначение *Б2* и *Б4*, где *Б* обозначает антенну бегущей волны.

Как следует из диаграмм направленности, антенны бегущей волны в горизонтальной плоскости имеют меньше боковых лепестков. По этой причине приемные антенны бегущей волны нашли широкое применение несмотря на то, что их усиление по абсолютной величине значительно меньше, чем у ромбических антенн.

К классу широкодиапазонных антенн бегущей волны следует отнести и логопериодические антенны. Эти антенны нашли широкое применение как для приема, так и для передачи в различных диапазонах. Пожалуй, наиболее широко логопериодические антенны применяются для работы в диапазоне 2—30 *Мгц*. Логопериодические антенны могут иметь как горизонтальную, так и вертикальную поляризацию. Некоторые фирмы выпускают такие антенны с эллиптической и круговой поляризацией. Фотографии отдельных образцов логопериодических антенн приведены на рис. 103.

Логопериодические антенны конструктивно выполняются также и с механическим вращением луча в азимутальной плоскости. Промышленность различных стран выпускает большое количество различных логопериодических антенн с механическим вращением луча, в том числе КВ антенны с горизонтальной поляризацией на диапазоны 4—30 и 6—30 *Мгц*, устанавливаемые на мачты высотой 25—30 *м*. Антенны выполняются в виде одиночной мачты, в верхней части которой устанавливается поворотное устройство (например, антенна типа 1730-3 фирмы Granger Associates (США, рис. 104), либо с двойной мачтой и поворотным устройством на уровне Земли (типа РН-9 фирмы Antenna Products, рис. 105).

Рассмотрение диаграмм направленности в вертикальной плоскости как ромбических, так и антенн бегущей волны по-

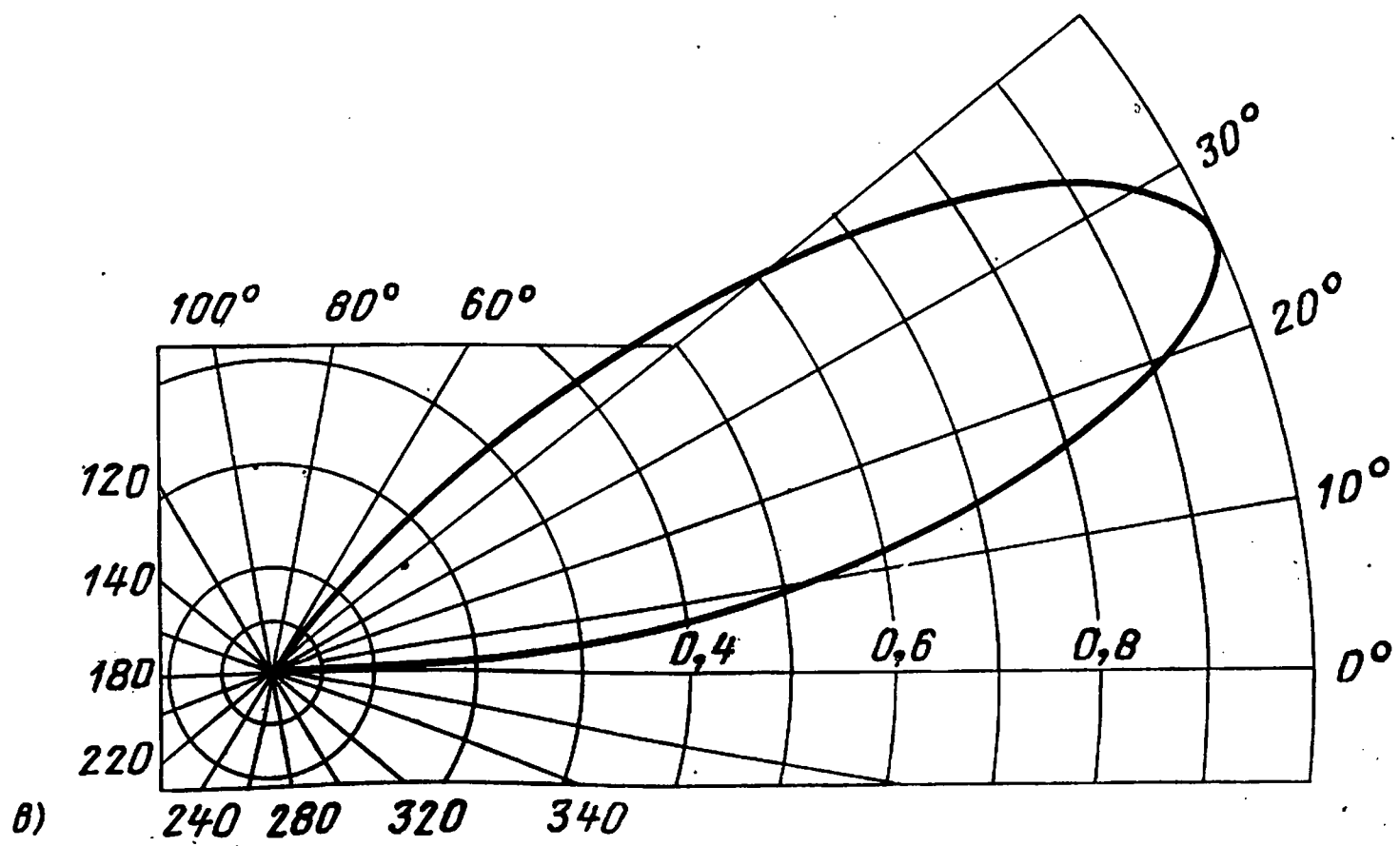
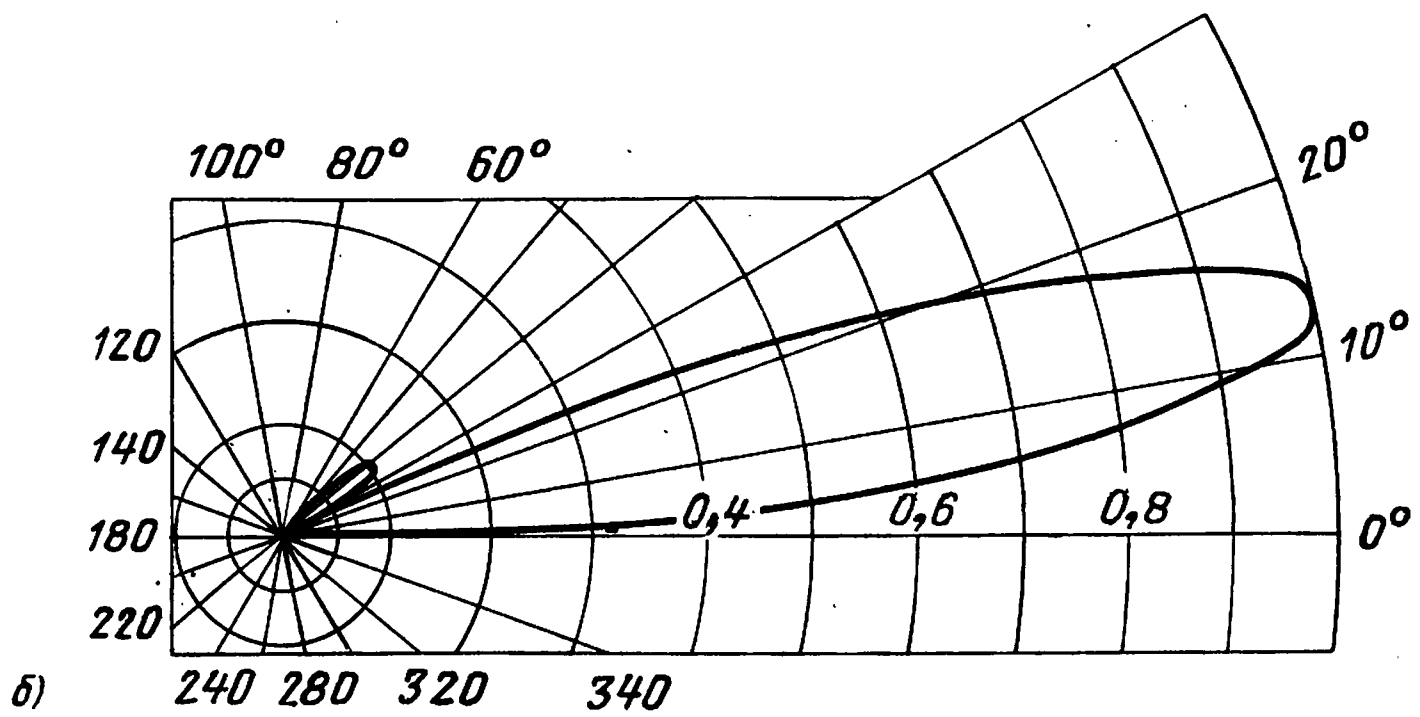
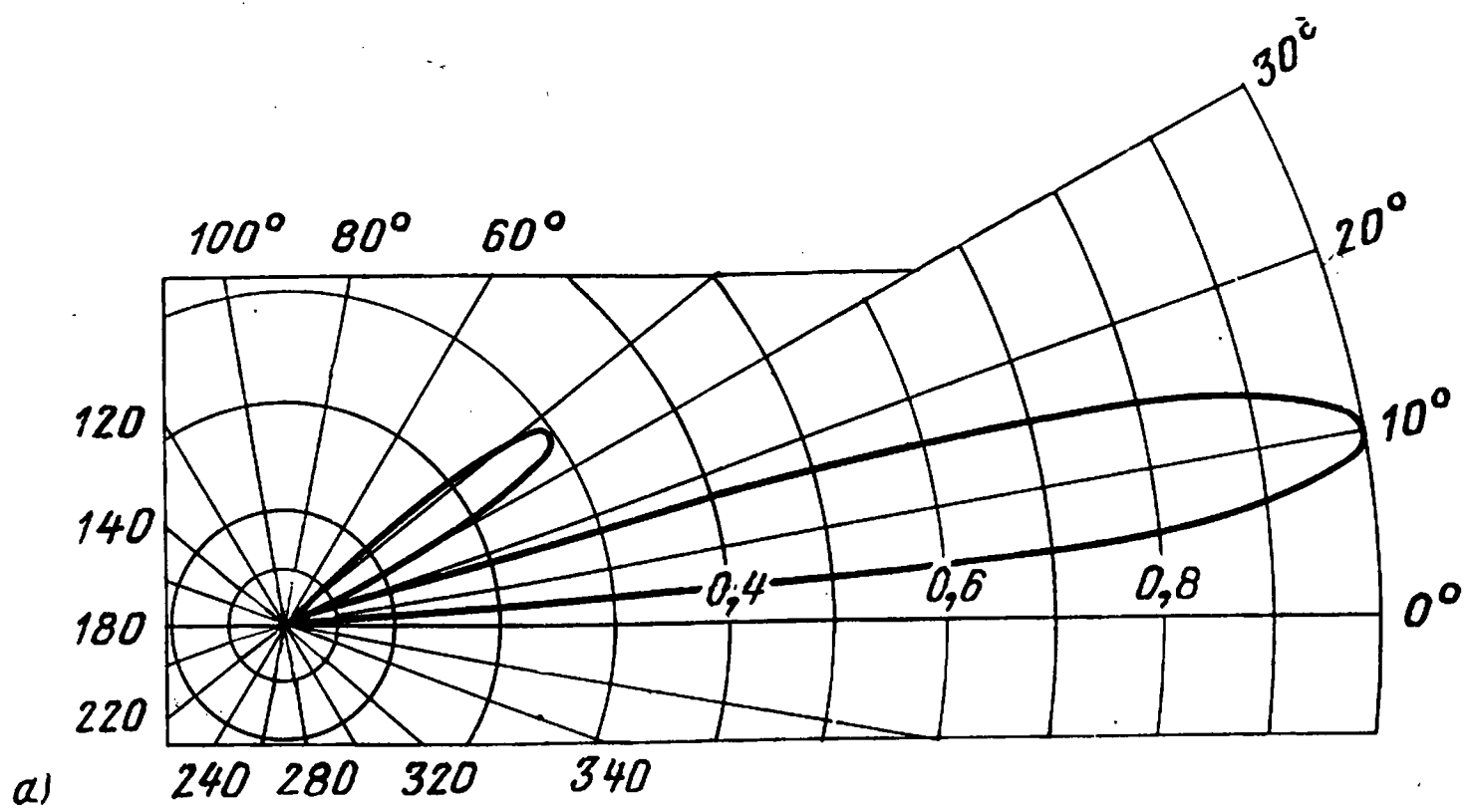
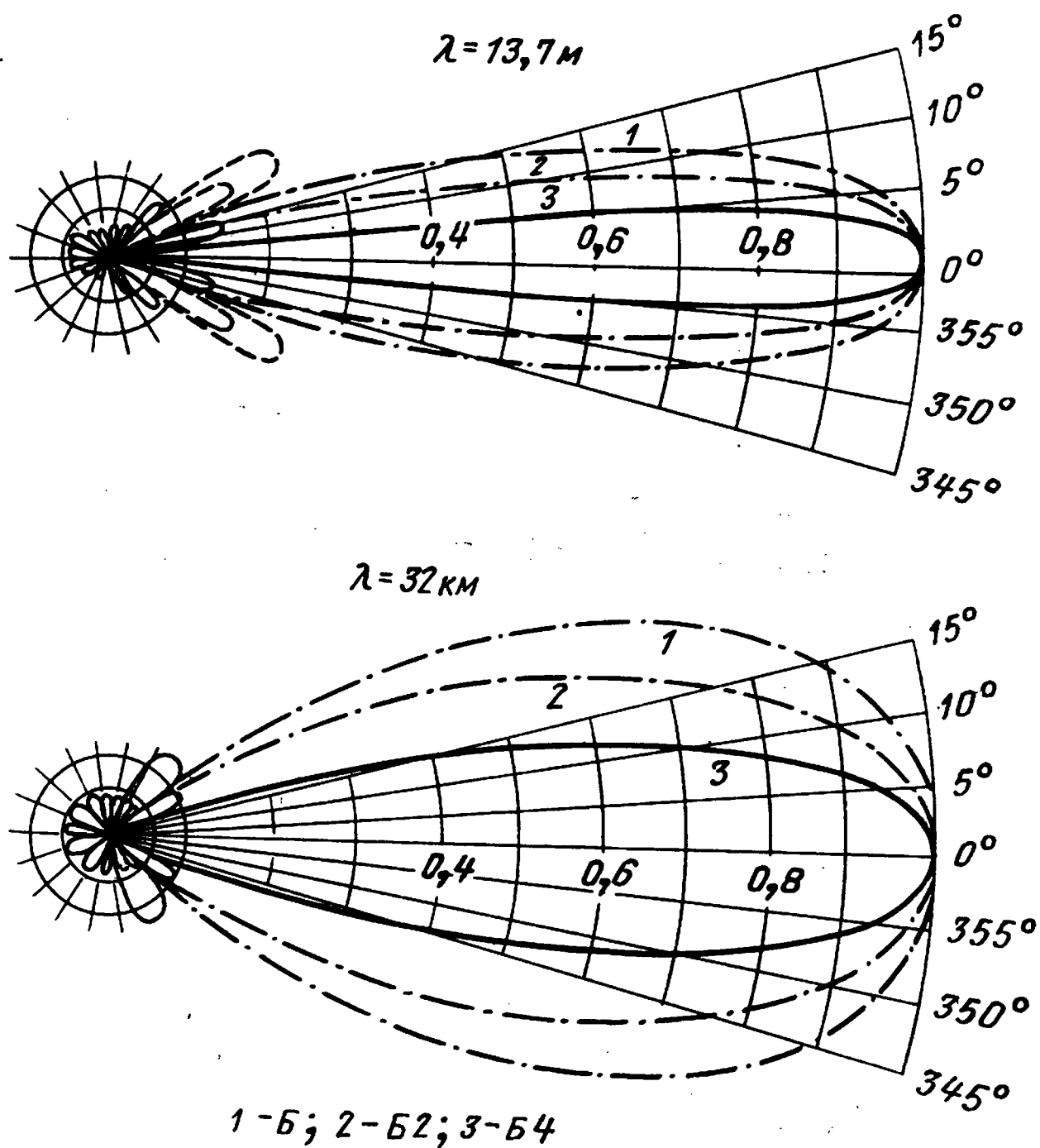


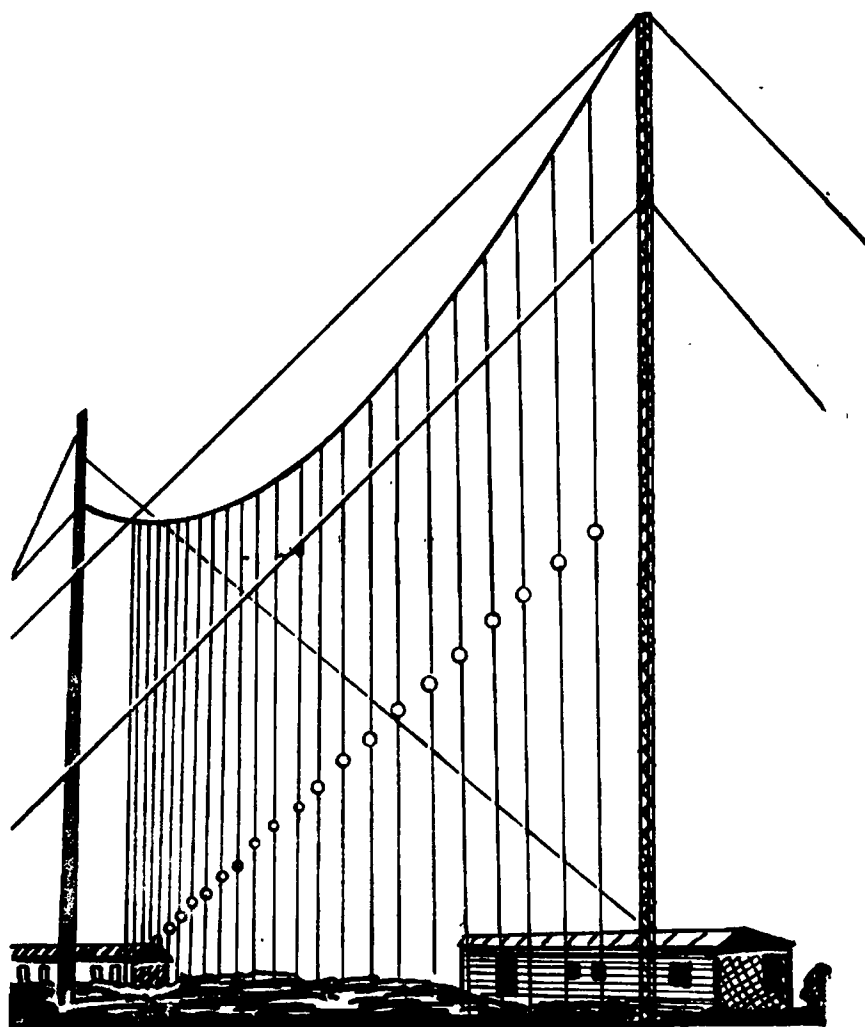
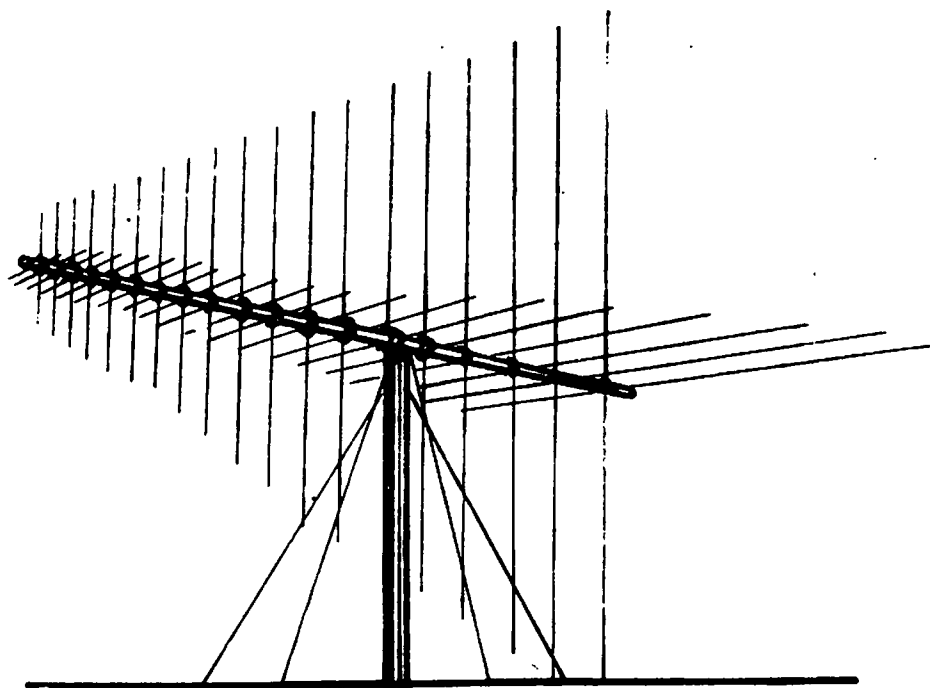
Рис. 101.



Р и с. 102.

казывает, что при работе на корреспондента, направление на которого совпадает с направлением на один из мировых очагов помех, эти антенны не могут быть эффективно использованы из-за большой ширины главного лепестка в вертикальной плоскости.

Первая КВ антенна с управляемой характеристикой в вертикальной плоскости была практически осуществлена американским концерном фирмы Bell на радиотелефонной линии связи между Нью-Йорком и Лондоном (антенна Мьюса). Эта антенна состоит из 16 одинаковых ромбических антенн, вытянутых в одну линию по направлению большой диагонали ромба. При этом главный луч на более коротких волнах сужается до $1\text{--}2^\circ$. Антенна Мьюса обладает большой избирательностью по углу места, т. е. способностью выделять или подавлять сигналы, приходящие под различными углами, что очень важно для указанной радиолинии при приеме в Лондоне, так как без избирательного приема по углу места антенна наряду с полезным сигналом из Нью-Йорка прини-



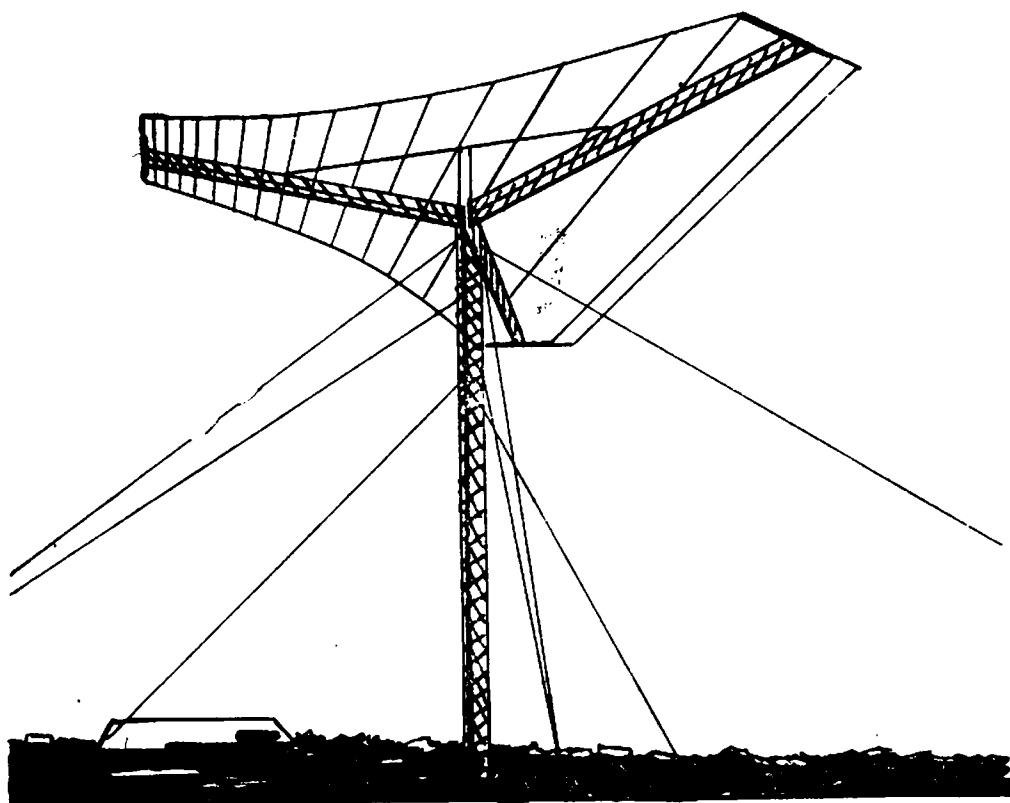
Р и с. 103.

мала помехи, приходящие из экваториальных центров в том же азимутальном угле.

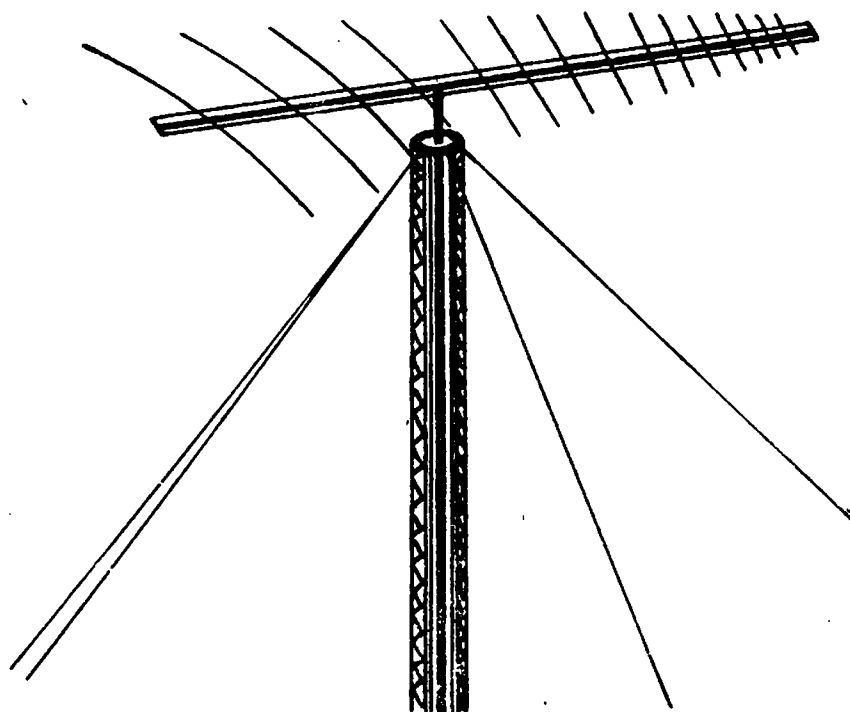
Следует отметить, что антенна Мьюса используется со специальным двухканальным приемником и системой фазовращателей, благодаря чему условия приема на эту антенну становятся эквивалентными условиям разнесенного приема, что, как было указано, уменьшает замирания.

В марте 1962 г. было опубликовано описание построенной в США приемной антенны ISCAN, предназначенной для обеспечения трансатлантической связи КВ диапазона [101]. Антенна представляет собой неэквидистантную синфазную решетку с общей длиной 1920 м, составленную из 24 верти-

кальных вибраторов. Антенна принципиально отличается от антенны Мьюса тем, что ее диаграмма направленности состоит из 14 неподвижных независимых парциальных диаграмм, пересекающихся на уровне 3 дБ и перекрывающих диапазон углов прихода до 30°.



Р и с. 104.



Р и с. 105.

Диполи антенной системы соединены через линии задержки с 14 отводами. Соединив один отвод линии задержки параллельно с аналогичными отводами каждой из остальных линий задержки, получаем 14 выходных зажимов. Отводы, соединенные параллельно, располагаются таким образом, что

принимаемые сигналы от всех диполей складываются в фазе для определенного угла прихода относительно оси решетки независимо от частоты. Сдвиг фаз для других зажимов выбран так, чтобы создать 14 лепестков в вертикальной плоскости.

Угловые положения максимумов лепестков антенны представлены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Номера отводов	Вертикальная диаграмма. Угол подъема, град	Горизонтальная диаграмма. Азимутальный угол, град (плюс—минус)
1	4,8	—
2	8,8	8,2
3	11,7	11,5
4	14,2	14,1
5	16,3	16,3
6	18,2	18,2
7	20,0	20,0
8	21,6	21,6
9	23,1	23,1
10	24,5	24,5
11	25,9	25,9
12	27,2	27,2
13	28,4	28,4
14	29,6	29,6

Устройство обработки сигналов в системе ISCAN состоит из четырех приемников, подсоединенных к коммутируемым выходам антенны. Три приемника являются рабочими и служат для осуществления строенного приема или по углу места или по частоте, четвертый приемник — контрольный.

Дальнейшим развитием в области антенной техники является антенная система МЕДИСА с управляемой диаграммой направленности как по азимуту, так и по углу места [102]. Антенная система состоит из двух симметрично расположенных относительно аппаратного зала вертикально установленных групп вибраторов на поверхности Земли. Расстояние между центрами групп равняется 600 м. По своей конфигурации площадь, занимаемая каждой группой, напоминает круг диаметром 300 м, заполненный вибраторами. Количество излучателей в группе равно 24. Расположение в группе симметричное относительно центра. Фазирующие устройства в каждой группе позволяют управлять лучом по азимуту на $\pm 180^\circ$, по углу места — до 40° . Антенна работает в диапазоне 5—25 Мгц. Управление фазирующими устройствами осу-

ществляется специальным вычислительным устройством, которое определяет и устанавливает необходимый фазовый сдвиг каждого из 48 вибраторов. Антенна MEDUSA имеет две системы фазирования, обеспечивающие два независимых луча, подключаемых к двум приемным устройствам для двойного приема.

Из приведенного рассмотрения следует, что для обеспечения связи с низколетящими ИСЗ далеко за пределами прямой видимости с использованием волн КВ диапазона необходимо использовать территориально разнесенные наземные центры в сочетании с передачей сообщений с ИСЗ одновременно на нескольких частотах, например на двух или трех. Количество частот зависит от конкретного энергетического потенциала радиолинии, сети наземных центров, их оборудования и др.

Частоты, которые могут быть использованы при связи с низколетящими ИСЗ, лежат в пределах 10—30 Мгц.

Желательным является использование наземных остроуправленных приемных антенн с управляемыми диаграммами как по азимуту, так и по углу места. Сравнительно узкий диапазон частот, который необходимо использовать при связи с ИСЗ, делает их не столь дорогостоящими.

В качестве наземных антенн могут быть использованы и высокоподнятые логопериодические антенны с механическим вращением диаграмм направленности. Логопериодические антенны на указанный диапазон компактны, при их установке на стальной мачте высотой около 30 м с оттяжками требуется сравнительно малая площадка. При использовании для двойного приема высокоподнятых логопериодических антенн необходимо два комплекта таких антенн.

При размещении приемных антенн любого типа желательно, чтобы площадка находилась на возвышенности, господствующей над окружающей местностью в пределах нескольких десятков километров. Это улучшит условие приема лучей, приходящих под малыми углами.

Приложение

Выписка из регламента радиосвязи (Женева, 1959 г.) и заключительных актов чрезвычайной административной конференции радиосвязи по вопросу выделения полос частот для космической радиосвязи (Женева, 1963 г.)

Полоса частот, Мгц	Служба
15,762—15,768	Космические исследования (фиксированная). 215А
18,030—18,036	Космические исследования (фиксированная). 215А
20,007	Аварийная, поиска и спасения космонавтов и космических кораблей. Излучение должно находиться в пределах полосы ± 3 кгц от этой частоты
30,005—30,010	Космические исследования (опознавание ИСЗ) (фиксированная подвижная на вторичной основе). 233
136—137	Фиксированная, подвижная. Космические исследования
137—138	Космические исследования. Метеорологический спутник (телеметрия и слежение)
143,6—143,65	Фиксированная, подвижная. Космические исследования (телеметрия и слежение). 282, 283
148,25 Мгц ± 15 кгц 154,2 Мгц ± 15 кгц 183,1—184,1	Могут быть использованы для космических служб на вторичной основе (подлежит согласованию между заинтересованными администрациями с тем, чтобы не создавать им помех). 284А
267—272	Фиксированная, подвижная. Космическая телеметрия может использоваться внутри страны на первичной основе. 309А
272—273	Космическая (телеметрия). 309А
399,9—400,05	Радионавигационные спутники

Продолжение

Полоса частот, Мгц	Служба
400,05—401	Метеорологические ИСЗ (эксплуатационная телеметрия). Космические исследования (телеметрия и слежение). 315В
460—470	Фиксированная, подвижная. Метеорологические спутники. 318А
449,75—450,25 900—960	Может быть использована для космических исследований на вторичной основе
1427—1429	Космическая (телеуправление)
1525—1535	Фиксированная, подвижная. Космическая (телеметрия). 350А
1535—1540	Космическая (телеметрия). Могут также передавать сигналы слежения. 351, 352, 352с.
1540—1660 5000—5250 15400—15700	Присваиваются воздушной подвижной службе для использования и развития систем, использующих технику космической радиосвязи.
1660—1664,4	Вспомогательная служба метеорологии. Метеорологический спутник. 324А, 353, 354, 354А, 354В
1664,4—1668,4	Метеорологический спутник. Фиксированная, подвижная. Вспомогательная служба метеорологии. 353, 354, 354А, 353А, 354В
1668,4—1670	Метеорологический спутник. Вспомогательная служба метеорологии.
1690—1700	Метеорологический спутник. Вспомогательная служба метеорологии. 324А, 353, 354А, 354с
1700—1710	Космические исследования (телеметрия и слежение). 355А
1770—1790	Метеорологический спутник. Фиксированная, подвижная. 356, 356АА.

Продолжение

Полоса частот, Мгц	Служба
2290—2300	Космические исследования. Телеметрия и слежение в глубоком космосе. Фиксированная, подвижная. 356с, 356В
3400—3600	Связные спутники (спутник—Земля). Фиксированная, подвижная радиолокация. 372, 373, 374, 374А, 375, 377
3600—4200	Связные спутники (спутник—Земля). Фиксированная, подвижная радиолокация. 374, 374А, 379
4400—4700	Связные спутники (Земля—спутник). Фиксированная, подвижная. 392А
5250—5255	Космические исследования. Радиолокация 384
5670—5725	Космические исследования (глубокий космос) Радиолокация любители. 388, 389
5850—5925	Связные спутники (Земля—спутник). 391, 392А
5925—6425	Связные спутники (Земля—спутник). 392А
7120—7130	Может быть использована для телеуправления ИСЗ на вторичной основе
7250—7300	Связные спутники (спутник—Земля). 374А, 392Д, 392с
7900—7975	Связные спутники (Земля—спутник). 392А
7975—8025	Связные спутники (Земля—спутник). 392А
8025—8400	Связные спутники (Земля—спутник)
8400—8500	Космические исследования

Продолжение

Полоса частот, Мгц	Служба
9975—10025	Может быть использована метеорологической радиолокационной установкой на метеорологических спутниках
14300—14400	Радионавигационные спутники. 407
15250—15350	Космические исследования
31000—31300	Космические исследования. 412А
31500—31800	Космические исследования
31800—32300	Космические исследования
34200—35200	Космические исследования. 403, 412, 407, 412Д

Примечания.

22. Фиксированная служба: служба радиосвязи между определенными пунктами.

30. Подвижная служба: служба радиосвязи между подвижной и наземной станциями или между подвижными станциями.

78. Любительская служба: служба самоусовершенствования, взаимной связи и технических исследований, осуществляемая любителями, т. е. лицами, имеющими на это должное разрешение и интересующимися радиотехникой исключительно в личных целях и без какой-либо материальной заинтересованности.

138. Использование частот первичной службы (на первичной основе) по отношению к разрешенной службе (на вторичной основе), представляется приоритетное право выбора частот.

139. Станции вторичных служб, использующие частоты на вторичной основе:

а) не должны причинять вредных помех станциям первичной или разрешенной службы, которым частота была присвоена или может быть присвоена в дальнейшем;

б) не могут требовать защиты от вредных помех со стороны станций первичной или разрешенной службы;

с) могут, однако, требовать защиты против вредных помех со стороны станций той же самой или другой вторичной службы, которым частоты могут быть присвоены в дальнейшем.

215А. В Болгарии, на Кубе, Венгрии, Польше, Румынии, Чехословакии и СССР служба космических исследований является первичной службой в полосах 15,762—15,768 и 18,030—18,036 Мгц.

233. В Соединенном Королевстве полоса частот 29,7—41 *Мгц* присвоена также службе воздушной навигации.

282. В Австрии, Нидерландах и Соединенном Королевстве полоса 138—144 *Мгц* будет в дальнейшем выделяться фиксированной и подвижной службам, за исключением воздушной подвижной.

283. В Дании, Греции, Норвегии, Португалии, Федеративной Республике Германии, Швеции, Швейцарии и Турции полоса 138—144 *Мгц* выделяется также фиксированной и подвижной службам, за исключением воздушной подвижной службы.

284А. В полосе 144—146 *Мгц* ИСЗ могут быть использованы любительской службой.

309А. Космические станции, работающие в полосе 267—273 *Мгц* для целей телеметрии, могут также передавать в этой полосе сигналы слежения.

315В. В Австрии космическая служба (телеметрия) может использовать полосу 401—402 *Мгц* на вторичной основе.

318А. В Болгарии, на Кубе, в Венгрии, Польше, Румынии, Чехословакии и СССР полоса частот 460—470 *Мгц* может использоваться на первичной основе службой метеорологических спутников.

350А. Космические станции, использующие частоты в полосе 1525—1540 *Мгц* для целей телеметрии, могут также передавать сигналы слежения в этой полосе.

351. В Италии полоса 1535—1600 *Мгц* до 1 января 1970 г. выделяется фиксированной службе.

352. В Албании, Австрии, Болгарии, Венгрии, Индонезии, Польше, Федеративной Республике Германии, Румынии, Чехословакии и СССР полоса 1535—1660 *Мгц* выделяется также фиксированной службе.

352с. В Марокко и Югославии полоса 1535—1540 *Мгц* присваивается службе воздушной радионавигации.

324А. Предполагается, что космические станции метеорологических спутников, работающих в этой полосе, будут передавать на избранные наземные станции. Местоположение таких станций устанавливается в соответствии с соглашением между заинтересованными администрациями.

353. В Австрии и Финляндии вспомогательная служба метеорологии является первичной службой.

354. В Албании, Болгарии, Венгрии, Польше, Румынии, Чехословакии и СССР полосы 1660—1690, 3165—3195, 4800—4810, 5800—5815 и 8680—8700 *Мгц* применяются также для радиоастрономических наблюдений.

354А. В Алжире, Болгарии, на Кубе, в Венгрии, Кувейте, Ливане, Марокко, Пакистане, Польше, ОАР, Югославии, Румынии, Чехословакии и СССР полосы 1660—1670 и 1690—1700 *Мгц* также присваиваются фиксированной и подвижной службам, за исключением воздушной подвижной.

354В. В Австралии, на Кипре, в Испании, Эфиопии, Израиле, Новой Зеландии, Португалии, Испанских провинциях в Африке, Соединенном Королевстве, Швеции и Швейцарии полоса 1660—1670 *Мгц* также выделяется на вторичной основе фиксированной и подвижной службам, за исключением воздушной подвижной.

354с. В Австрии, Индонезии и Новой Зеландии полоса 1690—1700 *Мгц* на вторичной основе выделяется фиксированной и подвижной службам.

355А. На Кубе полоса 1700—1710 *Мгц* также выделяется фиксированной и подвижной службам.

356. В Швейцарии полоса 1710—2290 *Мгц* присваивается фиксированной и подвижной службам, за исключением воздушной подвижной службы.

356АА. В Болгарии, на Кубе, в Венгрии, Польше, Румынии, Чехословакии и СССР служба метеорологических спутников будет работать в полосе 1770—1790 Мгц на первичной основе.

356с. В Австрии служба космических исследований в полосе 2290—2300 Мгц работает на вторичной основе.

356В. На Кубе полоса 2290—2300 Мгц также выделяется фиксированной и подвижной службам.

372. В Австрии полоса 3400—3600 Мгц присваивается также службе радионавигации.

373. В Дании, Норвегии, Швеции и Швейцарии фиксированная и подвижная службы и служба радиолокации и связного спутника работают на равных правах в полосе 3400—3600 Мгц.

374. В Соединенном Королевстве полоса 3400—3770 Мгц присваивается службе радиолокации.

374А. Эта полоса может использоваться для передачи сигналов слежения и телеметрических сигналов, связанных с космическими станциями связи связных спутников, работающих в той же полосе.

375. В Австрии, Израиле, Нидерландах, Федеративной Республике Германии и в Соединенном Королевстве полоса 3400—3475 Мгц также присваивается на вторичной основе любительской службе.

377. В Китае и Японии полоса 3500—3700 Мгц присваивается на первичной основе фиксированной и подвижной службам.

379. В Австралии полоса 3700—3770 Мгц присваивается также службе радиолокации.

392А. Эта полоса может использоваться для передачи сигналов телеуправления связных спутников.

384. В Албании, Австрии, Болгарии, Венгрии, Польше, Румынии, Швеции, Швейцарии, Чехословакии и СССР полоса 5250—5350 Мгц присваивается также службе радионавигации.

388. В Федеративной Республике Германии полоса 5650—5775 Мгц присваивается любительской службе.

389. В Китае, Индии, Индонезии, Японии и Пакистане полоса 5650—5850 Мгц присваивается также фиксированной и подвижной службам.

391. Частота 5800 Мгц предназначается для промышленных, научных и медицинских целей.

392. В порядке исключения системы пассивных связных спутников могут быть также размещены в полосе 7250—7750 Мгц.

392G. В Алжире, Австрии, Болгарии, на Кубе, Кипре, Эфиопии, Финляндии, Венгрии, Японии, Кувейте, Ливане, Либерии, Малайзии, Марокко, Филиппинах, Польше, ОАР, Югославии, Румынии, Швеции, Швейцарии, Чехословакии и СССР полосы 7250—7300 и 7975—8025 Мгц выделены для фиксированной и подвижной служб.

412А. В Болгарии, на Кубе, в Венгрии, Польше, ОАР, Румынии, Чехословакии и СССР полоса частот 31 300—31 500 Мгц присвоена фиксированной и подвижной службам.

407. В Албании, Болгарии, Венгрии, Польше, Румынии, Чехословакии и СССР полосы 14 175—14 400 и 33 400—36 000 Мгц присваиваются также фиксированной и подвижной службам.

408. В Швейцарии и Японии полоса 33 400—36 000 Мгц присваивается также фиксированной и подвижной службам.

412Д. Полоса 34 400—34 500 Мгц может использоваться метеорологическими радарными приборами на метеорологических спутниках для обнаружения облаков.

Литература

1. Корсунский Л. Н., Кудинов Л. В. Влияние ионосферы Земли на распространяющиеся через нее радиоволны. «Вопросы радиоэлектроники», сер. X, 1963, вып. 4.
2. Долуханов М. П. Распространение радиоволн. Связьиздат, 1960.
3. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. Изд-во АН СССР, 1959.
4. Корсунский Л. Н. Распространение радиоволн при самолетной радиосвязи. Изд-во «Советское радио», 1965.
5. Hey I. S., Parsons S. I. and Philips I. W. Fluctuation in cosmic radiation at radio frequencies. *Nature*, 1946, v. 158, p. 234.
6. Bolton J. G. and Stanley G. J. Observations on the variable source of cosmic radio frequency radiation in the constellation of Cygnus. *Aust. J. Sci. Res.*, 1948, v. A1, p. 58.
7. Booker H. G., Ratcliffe J. A. and Shinn D. H. Diffraction from an irregular screen with applications to ionospheric problems. *Phil. Trans. Roy. Soc. (London) Series A*, 1950, v. 242, p. 579—609.
8. Bramley F. N. The diffraction of waves by an irregular refracting medium. *Proc. Roy. Soc. (London) Series A*, 1954, v. 225, p. 515—518.
9. Fejer J. A. The diffraction of waves in passing through an irregular refracting medium. *Proc. Roy. Soc. (London) Series A*, 1953, v. 220, p. 455—471.
10. Bowhill S. A. The scattering of radio waves by an extended randomly refracting medium. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1961, v. 20, p. 9—18.
11. Намазов С. А. Определение концентрации электронов в ионосфере на основе анализа поляризационных замираний сигналов ИСЗ или ракеты. «Радиотехника и электроника», 1962, № 8.
12. Little C. G., Maxwell A. Fluctuations in the intensity of radio waves from galactic sources. *Phil. Mag.*, 1951, v. 42, p. 267—278.
13. Хевиш А. Дифракция радиоволн при прохождении через «изменяющуюся по фазе» ионосферу. «Проблемы современной физики», № 5, Изд-во иностранной литературы, 1953.
14. Колосов М. Н., Арманд Н. А., Яковлев О. И. Распространение радиоволн при космической связи. Изд-во «Связь», 1969.
15. Белинский В. А. Динамическая метеорология. Гостехиздат, 1948.
16. Корсунский Л. Н. Основные вопросы распространения радиоволн при дальней самолетной радиосвязи. Москва, 1957.
17. Millman G. H. Atmospheric Effects on VHF and UHF Propagation *Proc. IRE*, 1958, August, v. 46, № 8, p. 1492—1501.
18. Документ МККР-IV (93—К) от 21 марта 1962 г.
19. Мимно Х. Физика ионосферы. Пер. с англ. Радиоиздат, 1938.
20. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фенберг Е. Л. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
21. Гейгер В. Квантовая теория излучения. Гостехиздат, 1940.
22. Гинзбург В. Л. Радиоспектроскопия молекул. УФН, 1947, т. 31, стр. 300.
23. Van Vleck J. H. The absorption of microwaves by oxygen. *Phys. Rev.*, 1947, v. 71, p. 413.

24. Van Vleck J. H. The absorption of microwaves by uncondensed water vapor. *Phys. Rev.*, 1947, v. 71, p. 425.
25. Гинзбург В. Л. Об излучении микроволн и их поглощении в воздухе. «Известия АН СССР», сер. физическая, 1947, т. 11, стр. 165.
26. Herzberg H. *Molekulspektren und Molekulstruktur*. Leipzig, 1939.
27. Schlapp R. Fine structure in the ground state of oxygen molecule. *Phys. Rev.*, 1937, v. 51, p. 342.
28. Гинзбург В. Л. Теория распространения радиоволн в ионосфере. Гостехиздат, 1949.
29. Жевакина С. А., Наумов А. П. Поглощение сантиметровых и миллиметровых радиоволн атмосферными парами воды. «Радиотехника и электроника», 1964, т. IX, № 8, стр. 1327—1337.
30. Stralton A. W. and Tolbert C. N. Anomalies in the absorption of radio waves by atmospheric gases. *Proc. IRE*, 1960, v. 48, № 5, p. 898—903.
31. Telberkt C. W., Stratton A. W. An analysis of recent measurements of the atmospheric absorption of millimetric radio waves. *Proc. IRE*, 1961, v. 49, № 3, p. 648—650.
32. «Аэрологический ежегодник», 1938—1945 гг. Гидрометеиздат, 1949.
33. Корсунский Л. Н. Воздействие сильных солнечных вспышек и атомных взрывов на радиопередачи ионосферного рассеяния. «Вопросы радиоэлектроники», сер. X, 1966, вып. 5.
34. «Действие ядерного оружия». Пер. с англ. под ред. Дмитриевского. Воениздат МО СССР, 1963.
35. Калашников Н. И. Системы связи через ИСЗ. Изд-во «Связь», 1969.
36. Rinehart J. D., Robbins M. F. Characteristics of the service provided by communications satellites in uncontrolled orbits. *The BSTJ*, 1962, Sept, v. XLI, № 5, p. 1621—1670.
37. HEOS-1 der Erste Deutsche Forschungssatellite. *Funkschau*, 1968, Bd. 40, № 5, S. 125.
38. «Радиоэлектроника за рубежом», 1970, № 5, стр. 3.
39. Охоцимский Д. Е., Энеев Т. М., Таратынова Г. П. Определение времени существования ИСЗ и боковых возмущений его орбиты. *УФН*, 1957, т. LXIII, вып. 1а, стр. 33—50.
40. «Обзорная информация о зарубежной технике связи». Министерство связи СССР, 1963, вып. 6.
41. Butement A. S. Some aspects of future of electronics. *Proc. IRE, Australia*, 1963, July, v. 24, p. 553.
42. Les pays europeens possedent la capacite technigue et industrielle d'eteallir cen re'scan ole telecommunications or satellites. *L'usine nouvelle*, 1967, № 48, p. 164.
43. Eurospace urges Eurosat System. *Interavia. Air Letter*, 1967, 7/XI, № 6376, p. 5.
44. Domastie Comsat System Proposal. *Interavia. Air Letters*, 1968, 9/IV, № 6483, p. 23.
45. Federal Germany's Five Year Plan. Over 2000 million marks for space technology. *Interavia*, 1969, v. 29, № 4, p. 444—446.
46. Eurocan Formed for Nato Consat Bid. *Interavia Air Letter*, 1968, 23/V, № 6513, p. 13.
47. La Nascom, reseau detelecommunications de la NASA. *Journal des Telecommunications*, 1968, v. 35, № 2, p. 52—55.
48. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957.

49. «Система связи NASA — NASCOM». «Радиоэлектроника за рубежом», 1968, вып. 21 (459).
50. Lascelles R. G. Control and tracking of satellites in deep space. *Electronics and Communications*, 1961, June, № 9.
51. *Electronic News*, 1960, July, v. 18, № 222, p. 17.
52. Marsten R. B., Gubin S. *Commun. Satellite Syst. Techn.* New-York — London, Acad. Press, 1966.
53. «Антенна с фазированной решеткой на твердотельных источниках мощности». «Радиоэлектроника за рубежом», 1968, вып. 4(442).
54. Buss V. and Millburn I. R. A proposal for an active communication satellite system based on inclined elliptic orbits. *J. Brit. IRE*, 1961, September, v. 22, № 3, p. 209.
55. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во Харьковского университета, 1960.
56. Калашников Н. И., Быков В. Л., Карапотин О. С. Радиосвязь с помощью искусственных спутников Земли. Изд-во «Связь», 1964.
57. The Telstar experiment BSTI, 1963, July, v. XLII, № 4, p. 1—3.
58. «Антенны сантиметровых волн». Под ред. Фельда Я. Н. Изд-во «Советское радио», 1956.
59. Сифоров В. И. Радиоприемники сверхвысоких частот. Воениздат МО СССР, 1955.
60. Cholk G. O. Recent advances in low-noise UHF and microwave amplifiers. *Brit. Communications Electronics*, 1960, v. 7, № 4, p. 71.
61. Dahlke W. E. Theorie rauscharmer Reflexionsverstarker. *Arch. el. Ubertragung*, 1963, Bd. 17, № 10, S. 445.
62. Venohara M. Noise consideration of the variable capacitance parametric amplifier. *Proc. IRE*, 1960, v. 48, № 2, p. 500.
63. Петрович Н. Т., Камнев Е. Ф. Вопросы космической радиосвязи. Изд-во «Советское радио», 1965.
64. Позн Дж. Л., Блейсуэлл Р. Н. Радиоастрономия. Изд-во иностранной литературы, 1958.
65. Кузин А. Д. Некоторые характеристики радиоизлучения космических объектов. «Радиотехника», 1957, т. 12, № 1.
66. Pierce J. R., Kompfner R. Transoceanic communications by means of satellite. *Proc. IRE*, 1959, v. 47, № 3, p. 372—380.
67. „UK Continuing. Skynet Defense Conesat Effort“. *Aerospace Technology*, 1968, v. 21, № 15, p. 22.
68. Army Pushing 168 Tests and Mallard Com Subsystem. *Electronic News*, 1968, v. 13, 15/11, № 639, p. 38.
69. Space Radio Needs Being Probed. *Electronics*, 1961, v. 34, IV, № 16, p. 26—27.
70. «Регламент радиосвязи». Связьиздат, 1961.
71. Капланов М. Р. Связь и спутники. «Известия Советов депутатов трудящихся СССР», 1965, № 1.
72. «Рекомендации международных консультативных комитетов по телефонии и телеграфии». Связьиздат, 1959.
73. «Материалы седьмой сессии ICAO», 1961.
74. Vand F. E. and Meyer H. F. Fading and Multipath Considerations in aircraft/Satellite Communications Systems. *Progress in Astronautics and Aeronautics*. New-York — London, Acad. Press, 1966, p. 193—213.
75. *Electronic News*, 1968, 8/1, № 635, p. 37.
76. Satellite-Helicopter VHF Demonstrated. *Aerospace Technology*, 1968, v. 21, № 17, p. 4.
77. Slack M. The probability distribution of sinusoidal oscillation combined in random phase. *J. Inst. Elec. Engrs.*, v. 93, p. 76—86.

78. Нортон, Воглер, Монафилд, Шорт. Вероятное распределение суммарной амплитуды постоянного вектора и вектора, распределенного по закону Релея. Вопросы дальней связи на ультракоротких волнах. Изд-во «Советское радио», 1957.

79. Klass P. Civil communication satellite studied. Aviation Week, 1959, June 22, v. 70, № 25, p. 189.

80. Калашников Н. И. Системы связи через искусственный спутник Земли. Изд-во «Связь», 1969.

81. Pollock L. Radio communications using earth-satellite repeaters. El. Commun. 1960, v. 36, № 3, p. 10.

82. Lynch W. W. Aeronautica communication using satellite. Interavia, Sept., 1965.

83. VHF aer — satellite radio relay communication. Bendix Radio Div, 1965, April, p. 481.

84. Aircraft VHF antenna for satellite communication. Bendix Radio Div. Rept. ER-1141-2, 1968 January.

85. Robertson J. One-Carrier Military Cone of Airshoun. Electronic News, 1967, v. 12, 23/X, № 624, p. 1, 27.

86. Краснушкин П. Е., Яблочкин Н. А. Теория распространения сверхдлинных волн. Вычислительный центр АН СССР, 1963.

87. Корсунский Л. Н. К вопросу распространения волн средневолнового диапазона на большие расстояния. Оборонгиз, 1955.

88. Циркуляр № 462. Вашингтон, 1948, ИЗНИР АН СССР.

89. Казанцев А. Н. Теоретические расчеты поглощения радиоволн в ионосфере при различных законах изменения ионизации по высоте. «Известия АН СССР», Отделение техн. наук, 1946, № 9.

90. Otten K. W. Design of reliable long distance Air-to-ground communication systems intended for operation under severe multipath propagation disturbances. Trans. IRE, 1962, v. ANE-9, № 2, p. 67—79.

91. New digital technique being developed for Air Force involves concepts which may be adapted for mobile radio systems in future. Gen. Electr. Rep., 1960, pt. 111, v. 26, № 20, p. 35.

92. Керблей Т. С. Влияние горизонтальных градиентов электронной концентрации в ионосфере на величину МПГ. «Геомагнетизм и аэрномия», 1963, т. 3, вып. 4.

93. Гаспарьянц Э. М. Оценка методов максимально применимых частот. «Электросвязь», 1959, № 11, стр. 17—23.

94. «Исследование горизонтальных неоднородностей в ионосфере». Проблемы современной физики, 1951, вып. 6. Изд-во иностранной литературы.

95. «Теория дифракций от нерегулярного экрана и применение ее к вопросам ионосферы». Проблемы современной физики, 1952, вып. 12. Изд-во иностранной литературы.

96. «Анализ замираний радиосигналов при наблюдениях при помощи разнесенных приемников». Проблемы современной физики», 1952, вып. 12. Изд-во иностранной литературы.

97. Корсунский Л. Н. Замирания сигнала при радиосвязи с низколетящими ИСЗ на коротких волнах. «Вопросы радиоэлектроники», сер. X, 1968, вып. 3.

98. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Изд-во «Советское радио», 1969, т. 1; 1968, т. 2.

99. Booker H. G., Gordon E. A. Theory of radio scattering in the troposphere. Proc. IRE, 1950, v. 38, № 4.

100. Пистолькорс А. А. Антенны. Связьиздат, 1947.

101. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны. Связьиздат, 1962.
102. Вруескманн Н. ISCAN — inertiales steerable communication antenna. IRE International Convention Record, 1962, March, 26—29, pt. 1, p. 152—164.
103. Morris D., Mitchell G. An experimental multiple-direction universally steerable aerial system for HF reception. Proc. IEE, 1963, v. 110, № 9, p. 1569—1582.
104. Резников Г. Б. Антенны летательных аппаратов. Изд-во «Советское радио», 1967.
105. Планы создания сети действующих космических систем и спутников США на 1980 год. «Радиоэлектроника за рубежом», 1968, вып. 28(466).

Оглавление

Предисловие	3
Введение	5
Глава первая. Влияние атмосферы на волны, проходящие через нее	10
1.1. Некоторые сведения из решения волнового уравнения	10
1.2. Некоторые сведения из теории случайных функций	15
1.3. Стандартные ошибки, обуславливаемые атмосферой Земли	23
1.4. Флюктуации	32
1.5. Влияние анизотропии ионосферы на проходящую волну	45
Глава вторая. Количественный анализ ошибок, обусловленных атмосферой Земли	52
2.1. Обсуждение принятой модели атмосферы Земли	52
2.2. Расчет ошибок стандартной рефракции	58
2.3. Расчет стандартных ошибок по дальности	62
2.4. Расчет стандартных ошибок по частоте	67
2.5. Расчет флюктуации углов рефракции	73
2.6. Расчет флюктуации дальности	76
2.7. Расчет флюктуаций частоты	78
2.8. Расчет влияния анизотропии ионосферы на проходящую волну	81
2.9. Поглощение радиоволн в атмосфере	87
2.10. Влияние полярных сияний и высотных атомных взрывов	96
Глава третья. Энергетический расчет линии радиосвязи с ИСЗ	100
3.1. Законы движения спутников Земли	102
3.2. Определение времени существования ИСЗ	109
3.3. Влияние направленности антенны	113
3.4. Эффективная температура шумов на входе приемника	121
3.5. Выбор наиболее выгодного диапазона частот	128
3.6. Эффект Доплера	132
3.7. Запаздывание сигнала	135
3.8. Уравнение связи	136
3.9. Особенности распространения волн при радиосвязи самолет — ИСЗ	142
3.10. К вопросу о связи между ИСЗ	152
Глава четвертая. Некоторые вопросы радиосвязи с низколетящими искусственными спутниками Земли	154
4.1. Влияние граничных поверхностей на распространение электромагнитной энергии	155
4.2. Волны между двумя параллельными плоскостями	155
4.3. Ионосфера и Земля как ограничивающие поверхности	158
4.4. Максимальная частота в случае сферических ограничивающих поверхностей	159
4.5. Ионосфера — слой F ₂	160

4.6. Определение максимально применимой и оптимальной частот для данной трассы при отражении от слоя F_2 .	168
4.7. Минимально применимые частоты	169
4.8. Осуществление радиосвязи с летательными аппаратами на частотах выше ОПЧ	172
4.9. Спутник выше максимума слоя F_2	173
4.10. Учет скорости движения одного из корреспондентов при расчете линии радиосвязи	174
4.11. Замирания сигналов	175
4.12. Некоторые вопросы организации связи	182
Приложение	195
Литература	201

Лев Наумович Корсунский

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ СВЯЗИ
С ИСКУССТВЕННЫМИ СПУТНИКАМИ ЗЕМЛИ

Редактор *Е. В. Вязова*

Художественный редактор *З. Е. Вендрова*

Технический редактор *А. А. Белоус*

Корректоры: *Е. П. Озерецкая, Г. М. Денисова*

Сдано в набор 1/IV-70 г. Т-17703 Подписано в печать 20/X-71 г.

Формат 60 × 90/16 Бумага типографская № 1

Объем 13 усл. п. л., 11,440 уч.-изд. л. Тираж 5800 экз. Зак. 1197

Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт,
п/я 693. Цена 62 коп.

Типография изд-ва «Советское радио».

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
17	5 снизу	$= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \times \int_0^\infty \dots$	$= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\chi} \int_0^\infty \dots$
22	11 сверху	$\dots \left(\frac{ \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 }{2}\right)^{1/3} \dots$	$\dots \left(\frac{ \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 }{L_{0 \text{ тр}}}\right)^{1/3} \dots$
27	2 снизу	$\dots - [1 + n_{113} + n_{123}] \cos 2\alpha$	$\dots - [1 + n_{113} + n_{123}]^2 \cos^2 \alpha$
39	2 сверху	$\text{при } l_{0 \text{ ион}} < \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 < L_{0 \text{ ион}},$	$\text{при } 0 < \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 < l_{0 \text{ ион}},$
65	8 снизу	$\dots - 2(h - h_2) - \dots$	$\dots - 2(h - h_2)^2 - \dots$
84	9 сверху	$\psi_1 = \frac{2\pi f}{c H \sin \alpha} \dots$	$\psi_1 = \frac{2\pi f (h - h_2)^2}{c H \sin \alpha}$
101	2 сверху	\dots	\dots квадрату частоты