

М.А. Колосов
Н.А. Арманд
О.И. Яковлев

РАСПРОСТРАНЕНИЕ
РАДИОВОЛН
ПРИ КОСМИЧЕСКОЙ
СВЯЗИ



М. А. КОЛОСОВ, Н. А. АРМАНД, О. И. ЯКОВЛЕВ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ПРИ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Под редакцией

академика Б. А. Введенского и
профессора М. А. Колосова

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СВЯЗЬ»
МОСКВА 1969



УДК 621.371(201)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН
ПРИ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

М. А. Колосов, Н. А. Арманд и О. И. Яковлев

Год издания 1969

В книге рассмотрено влияние атмосферы Земли, межпланетного пространства, атмосфер и поверхностей Венеры, Марса и Луны на основные характеристики радиоволн укв диапазона. Дан анализ рефракции радиоволн, дисперсионных искажений сигнала, доплеровского изменения частоты, коэффициентов отражения и рассеяния радиоволн. Обсуждаются условия радиосвязи в дальнем космосе.

Книга рассчитана на радиофизиков и радиоинженеров, специализирующихся в области распространения радиоволн и космической радиосвязи.

Таблиц 27, иллюстраций 61, библиографий 236.

Предисловие

В этой книге авторы попытались систематически изложить задачи распространения радиоволн, важные для космической радиосвязи.

Во избежание сложных выкладок широко использовались приближенные методы решения задач. Это оправдано тем, что в ряде случаев характеристики сред или изменчивы во времени или известны с недостаточной точностью, так что более строгие варианты теории практически не дают более точных результатов. Решения задач распространения радиоволн доведены до простых конечных формул, графиков или таблиц, позволяющих оценить порядок величин ожидаемых эффектов. Большое внимание уделялось описанию результатов экспериментов; где это возможно, проводилось сравнение теории с опытом.

Главы книги различны по полноте изложения. В главе 1 весьма кратко описано распределение коэффициента преломления радиоволн в тропосфере и ионосфере Земли. Главы 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 содержат достаточно полный анализ влияния атмосферы Земли на распространение уков. Описание влияния межпланетной среды, атмосфер и поверхностей Венеры, Марса и Луны, данное в главах 9, 10 и 11, менее полно. Это связано с тем, что параметры соответствующих сред известны недостаточно. Эти главы следует рассматривать как введение в новые быстро развивающиеся области. Книга заканчивается кратким изложением условий космической радиосвязи.

В системах космической радиосвязи применяется в основном уков диапазон, поэтому в книге рассматривается распространение радиоволн с длинами волн от 0,5 см до 10 м.

Для чтения книги достаточно знания общего курса распространения радиоволн. В конце каждой главы приведена литература, позволяющая читателю ориентироваться в журнальных статьях 1957—1967 гг., анализирующих распространение радиоволн при космической радиосвязи.

Введение и глава 1 написаны М. А. Колосовым и О. И. Яковлевым, главы 3, 4, 9, 10, 11 и 12 — О. И. Яковлевым, а главы 5, 6, 7, 8 — Н. А. Арманом. Глава 2 написана авторами совместно.

Авторы выражают благодарность академику Б. А. Введенскому за доброжелательную критику и помощь в написании книги.

Отзывы следует направлять в издательство «Связь» (Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2).

Авторы

Основные обозначения

- a — радиус планеты
 A — эффективная поверхность антенны
 b — масштаб неоднородностей коэффициента преломления среды
 $B_n(\rho)$ — пространственная автокорреляционная функция флуктуаций коэффициента преломления
 $B_\varphi(\rho)$ — пространственная автокорреляционная функция флуктуаций фаз
 C — прицельное расстояние
 c_r — групповая скорость радиоволны
 c_ϕ — фазовая скорость радиоволны
 $D = \frac{4L}{kb^2}$ — волновой параметр
 Δf — доплеровское изменение частоты
 f_k — критическая частота ионосферы
 F — коэффициент рассеяния плоской шероховатой поверхностью в формуле рассеяния
 g — фактор шероховатости в выражении эффективного поперечника рассеяния радиоволн планетой
 H_z — напряженность земного магнитного поля
 H_i — условная толщина ионосферы
 H_t — условная толщина тропосферы
 H_c — высота источника радиоволн над поверхностью планеты или Луны
 h — высота произвольной точки луча над поверхностью планеты
 h_m — высота главного максимума ионосферы
 h^* — постоянная Планка
 $h_0 = 20 \text{ км}$ — условный параметр
 i — угол между Солнцем и лучом радиоволны
 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число
 K_0 — функция Бесселя нулевого порядка
 L — длина луча
 l — характерная длина неровностей поверхности
 \vec{l}^0 — единичный вектор направления луча
 M — масса Земли или Солнца
 N — электронная концентрация
 N_m — электронная концентрация в главном максимуме ионосферы
 $N^* = (n-1) \cdot 10^6$ — приведенный коэффициент преломления тропосферы
 N_0^* — приведенный коэффициент преломления на поверхности планеты
 n — коэффициент преломления радиоволн
 n_0 — коэффициент преломления на поверхности планеты
 \bar{n} — среднее значение коэффициента преломления
 p — поляризация
 P — давление газа
 P_0 — давление на поверхности планеты
 q — вектор рассеяния
 q — влажность
 $\theta(\omega)$ — огибающая сигнала
 r — расстояние от центра планеты до текущей точки на луче
 r_s — расстояние от рассеивающей площадки до точки наблюдения
 \vec{r} — радиус-вектор
 R^* — радиус кривизны луча

- R_c — расстояние от центра планеты до источника радиоволн
 R_s — расстояние от источника радиоволн до рассеивающей поверхности
 s — площадь, ds — дифференциальный элемент площади
 S — плотность потока энергии радиоволн
 T_a — шумовая температура антенны
 u — условная толщина нижней ионосферы
 $U(\omega)$ — коэффициент передачи среды как четырехполюсника
 v — скорость потока плазмы
 V — скорость космического объекта
 V_r — радиальная компонента скорости космического объекта
 V_n — проекция скорости на лучевую линию
 W_c — мощность полезного сигнала на выходе приемной антенны
 $W_{ш}$ — мощность шума
 \bar{X} — рефракционное ослабление радиоволн
 α — истинный зенитный угол источника радиоволн
 $\underline{\alpha}$ — единичный вектор волны, падающей на рассеивающую площадку
 $\underline{\beta}$ — единичный вектор волны в направлении от рассеивающей площадки на Землю
 γ — угол между направлениями луча и градиента коэффициента преломления
 γ_c — то же, в месте расположения источника радиоволн
 Δ — знак флуктуации
 Δz — флуктуации угла прихода
 δ — поправка на угол места из-за рефракции
 ϑ — зенитный угол прихода радиоволны на поверхности Земли
 Θ — средние наклоны шероховатой поверхности
 $\dot{\theta}_0$ — угловая скорость спутника с круговой орбитой
 $\theta_0(t)$ — огибающая модулированного сигнала
 λ_0 — длина волны в вакууме
 ν — эффективная частота столкновений электронов
 ν_p — коэффициент поляризации
 ξ — угол рефракции
 ξ_s — средняя высота неровностей поверхности
 ρ — расстояние между двумя точками в среде
 σ — эффективный поперечник планеты как локационной цели
 τ_0 — время запаздывания нарастания импульса
 φ — фаза волны
 Φ_0 — среднее значение фазы волны
 Φ — условная площадь в формуле рассеяния
 Ψ — угол скольжения
 Ψ^* — угол вращения плоскости поляризации
 Ω — угол места
 Ω_k — критический угол места луча
 Ω_0 — круговая частота модуляции
 η — коэффициент отражения по напряжению
 η_0 — коэффициент рассеяния по напряжению

Введение

Проблема распространения радиоволн в космической радиосвязи возникла в 1957 г., когда был запущен первый в мире советский искусственный спутник Земли. За прошедшие после этого 11 лет появилось много специфических задач космической радиосвязи и траекторных измерений. Характерной особенностью изучения распространения радиоволн в космическом пространстве является исследование «малых» эффектов влияния среды на параметры радиоволны. Для передачи информации, проведения траекторных измерений, определения элементов вращения космических станций практически используют все основные характеристики радиоволн: поток энергии, фазу, частоту, поляризацию и скорость распространения. Поэтому для целей космической радиосвязи необходимо знать влияние атмосферы Земли, межпланетного пространства, атмосфер и поверхностей планет на указанные характеристики радиоволн. Анализ взаимодействия атмосфер, поверхностей планет и межпланетной среды с радиоволнами дает в ряде случаев эффективные методы исследования характеристик этих сред.

Электромагнитные свойства атмосферы Земли, определяющие условия распространения радиоволн, сильно зависят от диапазона применяемых волн. Для космической радиосвязи используют, главным образом, диапазоны сантиметровых, дециметровых и метровых радиоволн. Основным параметром атмосферы для волн этих диапазонов является коэффициент преломления. Атмосферу Земли с интересующей нас точки зрения, можно разделить на две области: тропосферу и ионосферу. Особенностью нижней части атмосферы — тропосферы — является наличие в ней гидрометеоров в жидком и твердом состояниях — капелек воды и снежинок. В тропосфере сосредоточена основная часть водяного пара. Коэффициент преломления ее зависит от давления, температуры и влажности.

Атмосфера Земли на высотах, больших 80 км, ионизована, она образует ионосферу, плавно переходящую в межпланетную среду. Коэффициент преломления радиоволн ионосферы зависит от электронной концентрации и частоты.

Траектории радиоволн в атмосфере не прямые, как в вакууме, а искривлены. При строгом подходе следует считать земную атмосферу изменчивой как по времени, так и в пространстве — по

всем трем координатам. При этом траектории радиоволн образуют сложные кривые, изменяющиеся во времени. Однако колебания коэффициента преломления во времени и его изменение в горизонтальном направлении приводят к явлениям, которые заметно меньше сказываются на рефракции радиоволн, чем высотная зависимость коэффициента преломления. В тропосфере неоднородности в горизонтальном направлении возникают только в специфических условиях, связанных с резкими неоднородностями свойств подстилающей поверхности (например, граница суша — море). К таким же явлениям приводят и резкие изменения коэффициента преломления тропосферы на атмосферных фронтах, разделяющих массы воздуха, существенно отличающиеся температурой и содержанием водяного пара. В ионосфере аналогичные явления горизонтальной рефракции наблюдаются при горизонтальных градиентах коэффициента преломления. Искривление лучей радиоволн в вертикальной плоскости — вертикальную рефракцию — можно рассчитать, представив атмосферу как сферически слоистую среду. При этом важно, что изменения коэффициента преломления с высотой на масштабах порядка длины волны малы, что позволяет при описании рефракции радиоволн пользоваться лучевыми представлениями.

Помимо искривления лучей из-за регулярной рефракции, существуют нерегулярные вариации углов прихода радиоволн, связанные с перемещениями неоднородностей коэффициента преломления атмосферы и их изменениями во времени. Поэтому при анализе вариаций углов прихода и флуктуаций фаз необходим статистический подход. Угол прихода радиоволн определяется по направлению линии, перпендикулярной к равнофазной поверхности. При распространении радиоволн в неоднородной атмосфере равнофазная поверхность может быть сильно искажена. Отдельные участки равнофазной поверхности с линейными размерами, меньшими радиуса корреляции фаз, можно аппроксимировать плоскостями, для которых и указать углы прихода радиоволн. Одновременно можно указать множество таких плоскостей, а следовательно, говорить о спектре углов прихода радиоволн.

Антенные системы воспринимают флуктуации фаз, обусловленные неоднородностями атмосферы Земли. Если размеры антенны меньше радиуса корреляции фаз, то должно изменяться положение главного максимума диаграммы направленности антенны без существенного изменения ее формы. В этом случае важен анализ вариаций углов прихода радиоволн. Если размер антенны больше радиуса корреляции фаз, то диаграмма направленности антенны будет уширяться. Флуктуации фазы и вариации углов прихода, таким образом, влияют на точность определения угловых координат и усиление больших антенн.

При движении космического объекта наблюдается доплеровское изменение частоты, которое зависит от траектории движения и от свойства атмосферы Земли. Измерение изменения частоты

позволяет определять траекторию космического объекта. При космической радиосвязи радиоволны распространяются через атмосферу Земли, которая влияет на доплеровский сдвиг, а следовательно, на точность определения траектории космического объекта. Если траектория спутника Земли известна точно, то доплеровская частота позволяет определить местоположение приемного пункта на поверхности Земли. В последнем случае атмосфера Земли, влияя на доплеровскую частоту, приводит к ошибкам в определении координат приемного пункта.

Диэлектрическая проницаемость ионосферы зависит от частоты, что может приводить к дисперсионным искажениям, обусловленным изменением фазовой скорости радиоволн с частотой. Всякий реальный радиосигнал можно представить набором гармонических составляющих, каждая из которых распространяется в ионосфере со своей фазовой скоростью. Поэтому фазовые соотношения между различными спектральными компонентами сигнала в ионосфере нарушаются и форма сигнала искажается.

Радиосигналы в атмосфере распространяются со скоростью, отличной от скорости радиоволны в вакууме. Кроме того, из-за рефракции радиоволны распространяются по криволинейным траекториям. Из-за этих причин время распространения радиосигналов между передатчиком и приемником отличается от времени, соответствующего прямолинейному распространению радиоволн в вакууме. Следовательно, атмосфера Земли приводит к появлению ошибки определения дальности до космического объекта.

При распространении радиоволн поток энергии ослабляется из-за поглощения и рассеяния. Неоднородности коэффициента преломления атмосферы Земли приводят к флуктуациям напряженности поля.

Влияние ионосферы приводит также к вращению плоскости поляризации радиоволны. Этот эффект обусловлен тем, что плазма ионосферы в магнитном поле Земли становится анизотропной. В ней возникают так называемые «обыкновенная» и «необыкновенная» волны, интерференция которых приводит к тому, что плоскость поляризации радиоволны поворачивается при прохождении ионосферы.

При радиосвязи с межпланетными станциями радиоволны распространяются в межпланетной среде на расстояние порядка десятков и сотен миллионов километров. При этом радиоволны взаимодействуют с межпланетной плазмой. Электронная концентрация межпланетной плазмы мала, поэтому она слабо влияет на распространение укв. Влияние межпланетной плазмы проявляется в появлении флуктуаций амплитуд и фаз радиоволн.

Атмосферы и поверхности планет (Венеры, Марса или Луны), вблизи которых движется космический объект, сильно влияют на характеристики радиоволны, излучаемой этим объектом. Просвечивание атмосферы планеты происходит в случае посадки космической станции на поверхность планеты или когда станция имеет

траекторию, приводящую к ее затенению планетой. Все характеристики радиоволны при этом претерпевают изменение и, следовательно, несут информацию об атмосфере и поверхности планеты. Эти изменения влияют также на условия радиосвязи. Наиболее сильно зависят от атмосферы и поверхности планеты поток энергии, доплеровское изменение частоты и частотный спектр радиоволн, принимаемых на Земле. Это влияние может быть обусловлено дифракционными явлениями при движении источника вблизи линии радиотени, отражением радиоволн от поверхности планеты, изменением потока энергии радиоволн из-за рефракционного расширения лучевой трубки и из-за поглощения и рассеяния радиоволн в атмосфере планеты.

Условия космической радиосвязи могут описываться различными характеристиками: глубиной замираний и поглощением радиоволн, внешними шумами, эффективностью антенн и т. п. В конечном счете наиболее важной характеристикой является минимальная мощность передатчика, достаточная для связи на определенное расстояние с заданной шириной полосы частот. Минимальная необходимая мощность зависит от условий распространения радиоволн и космических шумов. Анализ частотной зависимости необходимой мощности позволяет определить оптимальные частотные диапазоны для космической радиосвязи.

1.1. Коэффициент преломления радиоволн в тропосфере и стратосфере

Коэффициент преломления воздуха незначительно отличается от единицы

$$n = 1 + N^* \cdot 10^{-6}, \quad (1.1)$$

где N^* — приведенный коэффициент преломления, который вычисляется по формуле

$$N^* = \frac{77,6}{T} \left(P + \frac{4810q}{T} \right). \quad (1.2)$$

В ф-ле (1.2) температура — в °К, P — давление воздуха в мб, q — парциальное давление водяного пара в мб.

Выражение (1.2) справедливо для частот ниже 50 Гц, точность его — порядка 0,5% при типичных значениях P , T и q (указанных ниже в табл. 1.1). Если давление, температура и влажность опре-

ТАБЛИЦА 1.1

Стандартная радиоатмосфера по [1,2]

h , км	P , мб	T , °К	N^*	h , км	P , мб	T , °К	N^*
0,0	1013,2	288,2	335,3	4,0	616,2	262,2	193,8
0,5	954,6	285,0	313,8	5,0	540,0	255,7	170,5
1,0	900,0	281,7	293,1	6,0	471,7	249,2	150,2
1,5	845,5	278,5	273,1	7,0	410,3	242,7	133,0
2,0	794,9	275,2	254,6	8,0	355,9	236,2	117,8
2,5	746,7	272,0	237,5	9,0	307,3	229,7	104,4
3,0	701,0	268,7	221,9	10,0	264,3	223,2	92,3

деляются метеорологическими методами (т. е. параметры P , T и q измеряются стандартными метеорологическими приборами), то среднеквадратичная ошибка определения N^* вследствие неточности приборов может достигать 1%. [1].

Всякие изменения температуры и давления воздуха, парциального давления водяного пара приводят к изменениям N^* в атмосфере.

К медленным изменениям N^* во времени относятся процессы типа суточного и сезонного хода, к быстрым — изменения, связанные с турбулентными процессами в атмосфере. При решении ряда задач предполагается, что атмосфера — горизонтально стратифицированная среда, т. е. свойства ее изменяются лишь в вертикальной плоскости. В этом предположении выбирается та или иная модель атмосферы с плавно меняющимся $N^*(h)$ над земной поверхностью. Это вносит определенную идеализацию, так как в атмосфере есть слои, где N^* меняется по весьма индивидуальным законам (различного вида инверсии температуры и влажности). В случаях особой синоптической обстановки, например, при наличии атмосферных фронтов или различных свойств подстилающей поверхности могут возникнуть горизонтальные градиенты коэффициента преломления радиоволн. Практически трудно воспользоваться каким-либо методом, учитывающим индивидуальные особенности профиля $N^*(h)$. Поэтому расчеты дают средние значения и надо знать лишь ошибки при применении той или иной модели атмосферы.

Как следует из барометрической формулы и среднего вертикального распределения упругости водяного пара, давление воздуха и упругость водяного пара в среднем убывают с высотой по экспоненциальному закону [4]. Из (1.2) следует, что $N^*(h)$ будет также подчиняться этому закону. Наблюдения подтверждают экспоненциальную зависимость N^* от высоты [1, 3, 4, 5].

Следовательно, коэффициент преломления радиоволн в тропосфере может быть описан выражением

$$n = 1 + N_0^* \cdot 10^{-6} e^{-\beta_t h}; \quad (1.3)$$

здесь $\beta_t \approx 0,13 \text{ км}^{-1}$, h — высота над поверхностью Земли, км; N_0^* — приведенный коэффициент преломления у поверхности Земли. Величину N_0^* можно найти по ф-ле (1.2). Параметр β_t зависит от N_0^* , он может иметь значения от 0,120 до 0,150 км⁻¹, так как при $h = 10 \text{ км}$, $N^* = 93$, то $\beta_t = -\frac{1}{10} \ln \frac{93}{N_0^*}$. Величина N_0^* , как это сле-

дует из (1.2), определяется значениями T , P и q на поверхности Земли, она может иметь значения от 250 до 400. По данным [3] в Москве приземное значение N_0^* равно зимой в среднем 293, летом 334. Оно зависит от времени суток, летом ночью N_0^* на 10–20 единиц больше, чем днем. На высоте в 10 км приведенный коэффициент преломления отличается большим постоянством, он равен 93.

В табл. 1.2 приведены результаты обработки многочисленных радиозондовых измерений [4], которые приняты за стандартные. Подобные же результаты получены и в США.

ТАБЛИЦА 1.2

Величина N_0^* по измерениям в США

$h, \text{ км}$	$N_{\text{ср}}^*$	$N_{\text{макс}}^*$	$N_{\text{мин}}^*$	$N_{\text{макс}}^* - N_{\text{мин}}^*$
4	197,1	209,5	186,5	23,0
5	172,3	184,0	165,0	19,0
6	151,4	161,0	146,0	15,0
7	134,0	139,5	129,5	10,0
8	118,4	121,5	113,3	8,2
9	104,8	108,0	100,0	8,0
10	92,4	97,0	86,0	11,0
11	81,2	87,0	70,0	17,0
12	70,7	76,0	60,5	15,5
14*	53,2	60,0	44,5	15,5

Интересно, что на высоте $7 \div 10$ км величина N^* испытывает наименьшие изменения.

Существенно и то обстоятельство, что на высоте $7 \div 10$ км средние значения $N_{\text{ср}}^*$, полученные в СССР и в США для различных географических и климатических районов, практически совпадают.

При определении $N^*(h)$ на больших высотах можно считать давление водяного пара равным нулю. Результаты расчетов N^* для стратосферы приведены в табл. 1.3.

ТАБЛИЦА 1.3

Результаты расчетов N^* для стратосферы

$h, \text{ км}$	10	20	30	40	50
N^*	93	20	4	1	0,2

Турбулентность в атмосфере вызывает быстрые флуктуации коэффициента преломления. Среднеквадратичное значение флуктуаций приведенного коэффициента преломления по [1, 5] в области высот $0,5 \div 5$ км равно $1 \cdot 10^{-6}$ (согласно принятой в радиометеорологии терминологии 10^{-6} обозначается как $1 \cdot N \text{ ed}$). Средний размер неоднородностей коэффициента преломления имеет значение $30 \div 60$ м. Наличие облаков и атмосферных фронтов может приво-

доть к появлению крупномасштабных неоднородностей коэффициента преломления тропосферы, в этом случае $\sqrt{\Delta N^{*2}} \approx \approx 20 \text{ Нед}$. Вообще в тропосфере существуют неоднородности от нескольких десятков метров до десятков километров.

1.2. Коэффициент преломления радиоволн в ионосфере

Плотность газа на высоте в 50 км в тысячу раз меньше, чем на поверхности Земли, поэтому неионизованные компоненты газа там практически не влияют на распространение радиоволн. Так как часть атомов на высотах больше 70 км ионизована, то для распространения радиоволн существенна плазма ионосферы [6]. Из этой работы следует, что коэффициент преломления радиоволн определяется выражением

$$n = \left[1 - \frac{4\pi e^2 N}{m [(2\pi f)^2 + \nu^2]} \right]^{1/2}, \quad (1.4)$$

где e и m — заряд и масса электрона, f и ν — частота радиоволны и эффективная частота столкновений электронов с атомами и ионами. Для радиоволн короче десяти метров выражение (1.4) можно существенно упростить, так как $(2\pi f)^2 \gg \nu^2$ и величина n мало отличается от единицы. При этом приближении из (1.4) следует, что

$$n = 1 - 40,4 \frac{N}{f^2}; \quad (1.5)$$

здесь N выражено в см^{-3} , f — в кГц . Формулы (1.4) и (1.5) не учитывают влияния магнитного поля Земли на коэффициент преломления радиоволн в ионосфере, влияние магнитного поля будет описано в главе 8. Как следует из (1.5), коэффициент преломления радиоволн на высотах, больших 50 км, целиком определяется распределением электронной концентрации в ионосфере Земли, которое имеет сложный характер.

Электронная концентрация зависит от высоты, широты и долготы, от времени суток и солнечной деятельности. Распределение электронной концентрации до высот 300 км хорошо изучено методами вертикального зондирования радиоволнами [7]. Для больших высот ценные сведения о функции $N(h)$ получены при помощи ракетных исследований [8, 9]. Ниже будут кратко описаны некоторые результаты исследований распределения электронной концентрации с высотой, полученные в 1959—1965 гг.

На высотах 80 ÷ 140 км ночью электронная концентрация имеет значения от $3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ ($h=90 \text{ км}$) до $6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ($h=105 \text{ км}$), при дальнейшем увеличении высоты электронная концентрация убывает до 10^3 см^{-3} . Кривые $N(h)$, снятые в разные ночи, сильно от-

1) Здесь черта означает усреднение.

личаются друг от друга. Днем электронная концентрация сильно увеличивается и достигает на высотах 110÷130 км значений 10^5 см^{-3} . При увеличении высоты от 150 до 250 км электронная концентрация монотонно увеличивается, на высотах 250÷300 км она достигает максимальных значений $N=10^6 \text{ см}^{-3}$ (днем) (рис. 1.1 и 1.2). На рис. 1.1 и 1.2 приведены распределения электронной кон-

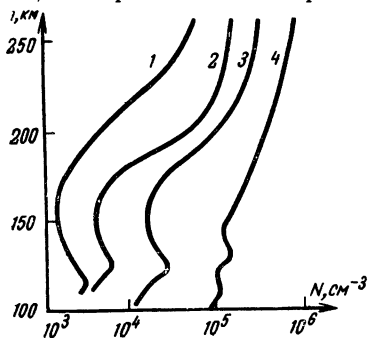


Рис. 1.1

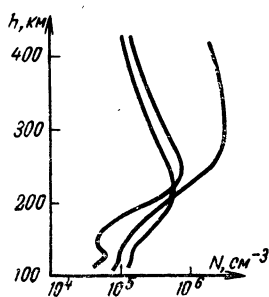


Рис. 1.2

центрации с высотой для высот 100÷400 км, полученные в СССР и США в средних широтах [9]. Рисунок 1.1 дает представление об изменении функции $N(h)$ в разное время суток, кривая 1 на этом рисунке характеризует ночную ионосферу (в 4 ч местного времени). Графики 2 и 3 соответствуют 5 и 6 ч, а кривая 4 снята в 13 ч. При дальнейшем увеличении высоты электронная концентрация

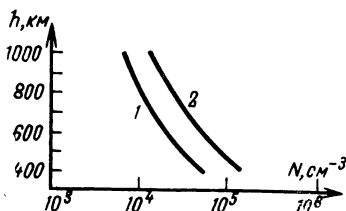


Рис. 1.3

монотонно убывает и на высоте 1000 км имеет значение порядка 10^4 см^{-3} . График $N(h)$, представленный на рис. 1.3, получен радиозондированием ионосферы с искусственного спутника Земли [10], рисунок дает высотный профиль $N(h)$ верхней ионосферы. Кривая 1 этого графика снята в 4 ч, кривая 2 относится к 12 ч местного времени. На высотах, больших 1000 км, электронная концентрация

монотонно уменьшается, приближаясь на расстоянии нескольких десятков радиусов Земли к значениям, характерным для межпланетного пространства.

Сложный вид зависимости $N(h)$ обуславливает многообразие путей распространения коротких радиоволн. Для большинства задач распространения уков достаточно схематичное представление функции $N(h)$ с одним главным максимумом, расположенным на высоте h_m . Электронная концентрация верхней ионосферы ($h > h_m$) удовлетворительно аппроксимируется экспонентой

$$N(h) = N_m e^{-\beta_l(h-h_m)}. \quad (1.6)$$

Как следует из рис. 1.3, параметр β_i имеет значения $3,9 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ (днем) и $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ (ночью). В настоящее время еще мало данных о верхней ионосфере, поэтому приведенные величины β_i имеют ориентировочные значения. Нижняя ионосфера удовлетворительно описывается параболой

$$N(h) = N_m \left[1 - \left(\frac{h - h_m}{u} \right)^2 \right]. \quad (1.7)$$

Здесь u — толщина нижней ионосферы, она равна расстоянию от высоты максимума ионосферы h_m до высоты, где влиянием электронной концентрации можно пренебречь. Значения N_m и u определяются методами вертикального зондирования ионосферы во многих пунктах Земли. Методика таких определений описана в [11].

Важной характеристикой ионосферы является интегральная электронная концентрация, определяемая как $\int N(h)dh$, эта величина также сильно зависит от солнечной деятельности и времени суток. На рис. 1.4 приведена зависимость интегральной электронной концентрации от времени суток, кривые 1 и 3 на этих графиках построены путем усреднения данных за зимние месяцы, кривая 2 относится к летним месяцам 1960 г. [12]. Графики на рисунке сглажены в результате усреднений большого количества измерений за месяцы; индивидуальные кривые суточного хода интегральной электронной концентрации имеют быстрые флуктуации. Интегральная электронная концентрация достигает максимума в 12 ч местного времени и минимума — в 4 ч.

Ионосфера имеет неоднородности электронной концентрации, которые перемещаются в основном в горизонтальном направлении. На высотах $90 \div 120 \text{ км}$ нейтральный газ с примесью ионизованной компоненты увлекается стабильными ветрами. Следствием их на этих высотах является турбулентность, что приводит к ионосферным неоднородностям. Во время Международного геофизического года были проведены обширные исследования неоднородностей в ионосфере [13], которые показали, что на высотах $90 \div 120 \text{ км}$ они перемещаются со скоростями $40 \div 80 \text{ м/сек}$. На высотах $200 \div 400 \text{ км}$ скорость дрейфа неоднородностей изменяется в широких пределах от 20 до 500 м/сек, размеры неоднородностей — от 100 м до 500 км. Крупномасштабные неоднородности имеют вытянутую форму с преимущественной ориентацией вдоль магнитного поля.

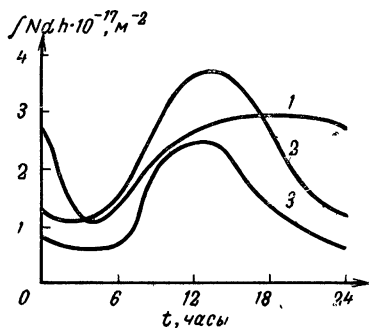


Рис. 1.4

Ионосфера подвержена быстрым изменениям, поэтому приведенные выше усредненные характеристики дают лишь общее представление о ее сложной структуре.

Подробное описание высотного распределения коэффициента преломления в тропосфере и электронной концентрации в ионосфере Земли дано в [7, 8, 9].

Литература к главе 1

1. Веан В. R. The radio refractive index of air. «Proc. IRE», 1962, v. 50, № 3, 260.
2. Тверской П. Н. Курс метеорологии. Гидрометеиздат, 1962.
3. Пахомов Л. А., Пинус Н. З., Шметер С. М. Аэрологические исследования изменчивости коэффициента преломления атмосферы для ультракоротких волн. Гидрометеиздат, 1960.
4. Advances in Radio research, v. 1, ed. Saxton J. A., Academic Press. London, 1964.
5. Дальнее тропосферное распространение УКВ. Под ред. Введенского Б. А., Колосова М. А., Калинина А. И., Шифрина Я. С. Изд-во «Советское радио», 1965.
6. Гинзбург В. Л. Распространение волн в плазме. Физматгиз, 1960.
7. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960.
8. Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере. Пер. под ред. Грингауза К. И. Изд-во «Мир», 1964.
9. Progress in Radio Science, 1960—1963, v. The ionosphere. Amsterdam, 1965
10. Bauer S. I., Blume L. I. Mean diurnal Variation of the topside ionosphere at mid-latitudes, «Journal of Geophysical Research», 1964, v. 69, № 17, 3613.
11. Руководство по вертикальному зондированию ионосферы. Изд-во АН СССР, 1957.
12. Titherige I. E. The refraction of satellite signals, «Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics», 1964, v. 26. № 2, 177.
13. Миркотан С. Ф., Кушниревский Ю. В. Неоднородная структура и движения в ионосфере. «Ионосферные исследования». Изд-во «Наука», 1964, № 12.

2.1. Траектория луча в сферической слоистой атмосфере

Для вывода уравнения луча в сферической слоистой атмосфере разобьем последнюю на сферические слои столь малой толщины, что в пределах каждого элементарного слоя можно считать коэффициент преломления n неизменным и испытывающим на границах слоя малый скачок. Рассмотрим произвольно выбранный элементарный слой (рис. 2.1) и обозначим высоты его границ над земной поверхностью через h_1 и h_2 . Пусть $n(h_1)$ — величина коэффициента преломления внутри выбранного слоя, а $n(h_2)$ — величина в следующем, более высоком слое. Тогда по закону Снелля:

$$n(h_1) \sin \Theta = n(h_2) \sin \gamma_2. \quad (2.1)$$

Так как

$$\frac{\sin \theta}{a + h_1} = \frac{\sin(\pi - \gamma_1)}{a + h_2},$$

где a — земной радиус, то уравнение (2.1) будет иметь вид

$$n(h_1)(a + h_1) \sin \gamma_1 = n(h_2)(a + h_2) \sin \gamma_2. \quad (2.2a)$$

Это уравнение — закон преломления для сферических слоистых сред. Так как он выполняется для любых граничных слоев, то

$$n(h)(a + h) \sin \gamma(h) = \text{const} \quad (2.26)$$

или в несколько иной форме

$$n(h)(a + h) \sin \gamma(h) = n_0 a \sin \vartheta, \quad (2.3)$$

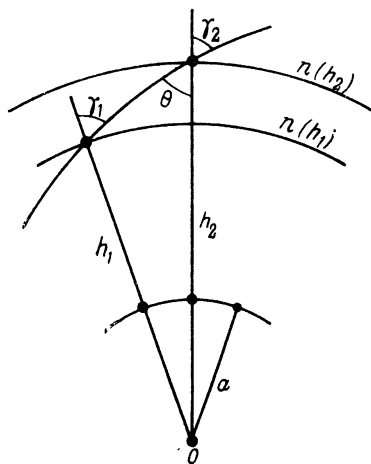


Рис. 2.1

где n_0 — приземное значение коэффициента преломления, θ — видимый зенитный угол луча. Уравнения (2.2 а, б) и (2.3) определяют траекторию луча в сферической слоистой среде.

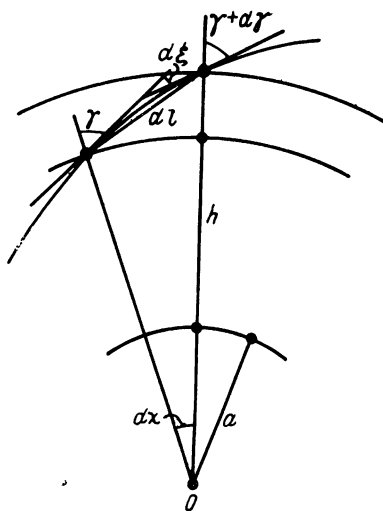


Рис. 2.2

Искривление траектории луча может быть охарактеризовано радиусом кривизны R^* , который определяется формулой $1/R^* = d\xi/dt$. Из рис. 2.2 легко установить, что

$$d\xi = d\chi + d\gamma. \quad (2.4)$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \frac{1}{R^*} &= \frac{d\chi}{dl} + \frac{d\gamma}{dl}, \\ dl &= dh/\cos \gamma(h), \text{ а} \\ d\chi &= \frac{\operatorname{tg} \gamma(h) dh}{a+h}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Поэтому

$$\frac{1}{R^*} = \frac{\sin \gamma(h)}{a+h} + \cos \gamma(h) \frac{d\gamma}{dh}.$$

Здесь второй член может быть найден дифференцированием соотношения (2.3). В итоге получаем

$$\frac{1}{R^*(h)} = -\frac{\sin \gamma(h) dn(h)}{n(h) dh}. \quad (2.6)$$

2.2. Интеграл рефракции

Одним из основных параметров, характеризующих рефракцию радиоволн в атмосфере, является угол рефракции. Пусть на высоте H_c над земной поверхностью находится источник излучения радиоволн (рис. 2.3), которые принимаются в точке R на земной поверхности под видимым зенитным углом θ . Тогда по определению *углом рефракции* ξ называется угол между касательными к лучу, проведенными в точках передачи и приема. Рефракционная поправка на зенитный угол определяется из соотношения $\delta = \xi - \theta$. С другой стороны, из треугольника OTR (рис. 2.3) ¹⁾

$$\frac{a}{\sin(\vartheta_t - \theta)} = \frac{a + H_c}{\sin(\pi - \vartheta - \delta)}.$$

В совокупности с предыдущим это дает

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{(a + H_c) \sin \vartheta_t - a \sin(\vartheta + \xi)}{(a + H_c) \cos \vartheta_t - a \cos(\vartheta + \xi)}.$$

¹⁾ Угол ROT есть χ .

Воспользовавшись равенством (2.3), можно получить два эквивалентных выражения для величины рефракционной поправки на зенитный угол

$$\delta = \xi - \text{arc tg} \frac{an_0 \sin \vartheta - an(H_c) \sin(\vartheta + \xi)}{\sqrt{n^2(H_c)(a + H_c)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} - n(H_c) a \cos(\vartheta + \xi)} \quad (2.7)$$

или

$$\delta = \xi - \text{arc tg} \frac{\frac{n_0}{n(H_c)} - \cos \xi - \text{ctg} \vartheta \sin \xi}{\sin \xi - \text{ctg} \vartheta \cos \xi + \frac{n_0}{n(H_c)} \text{ctg} \vartheta} \quad (2.8)$$

Из обеих формул следует, что при $H \rightarrow \infty$ $\delta \rightarrow \xi$.

Найдем зависимость угла рефракции от высотного распределения коэффициента преломления. Из (2.4) следует

$$\xi = \int_0^{H_c} \left(\frac{d\gamma}{dh} + \frac{d\vartheta}{dh} \right) dh. \quad (2.9)$$

С другой стороны, из (2.5) имеем

$$\frac{d\gamma}{dh} = \frac{\text{tg} \gamma(h)}{a + h}. \quad (2.10)$$

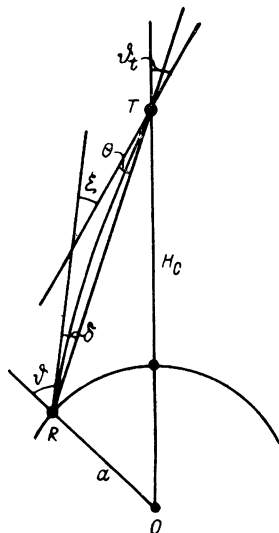


Рис. 2.3

Производную $d\gamma/dh$ найдем из уравнения луча (2.2) дифференцированием по h :

$$\frac{dn}{dh} (a + h) \sin \gamma(h) + n(h) \sin \gamma(h) + n(h) (a + h) \cos \gamma(h) \frac{d\gamma}{dh} = 0,$$

откуда

$$\frac{d\gamma}{dh} = -\frac{\text{tg} \gamma(h)}{a + h} - \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \text{tg} \gamma(h) = -\frac{d\gamma}{dh} - \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \text{tg} \gamma(h).$$

Поэтому

$$\xi = - \int_0^{H_c} \frac{\text{tg} \gamma(h)}{n(h)} \frac{dn}{dh} dh. \quad (2.11)$$

Если выразить $\text{tg} \gamma(h)$ из уравнения (2.3), то окончательно получим

$$\xi(\vartheta) = -n_0 a \sin \vartheta \int_0^{H_c} \frac{\frac{dn}{dh} dh}{n(h) \sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}. \quad (2.12)$$

Эта формула позволяет найти угол рефракции, если известно распределение коэффициента преломления радиоволн с высотой. Из

общего выражения (2.12) можно получить простую приближенную формулу, справедливую при углах места, больших 10° . В этом случае можно принять модель плоскостлой атмосферы. Положив в (2.12) $a \rightarrow \infty$, получим

$$\xi = -n_0 \sin \vartheta \int_0^{H_c} \frac{\frac{dn}{dh} dh}{n(h) \sqrt{n^2(h) - n_0^2 \sin^2 \vartheta}}$$

и после интегрирования

$$\xi = \arcsin \left[\frac{n_0 \sin \vartheta}{n(H_c)} \right] - \vartheta. \quad (2.13)$$

Из (2.13) следует, что рефракция радиоволн в первом приближении не зависит от профиля функции $n(h)$, а определяется только значениями коэффициента преломления у поверхности Земли и на высоте H_c .

2.3. Тропосферная рефракция радиоволн

Анализ тропосферной рефракции можно проводить, вводя в (2.12) упрощения, основанные на том, что условная высота тропосферы — порядка 10 км. Поэтому в (2.12) $h \ll a$; кроме того, $n-1 \ll 1$ [8]. Учитывая эти неравенства, получим

$$\frac{n_0}{n \sqrt{n^2 (a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}} \approx \frac{1}{\sqrt{h+\zeta}} \left[1 + \frac{a \sin \vartheta (N_0^* - N^*) \cdot 10^{-6}}{2(h+\zeta)} \right] \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{a(1+\sin \vartheta)}},$$

где $n-1 = N^* \cdot 10^{-6}$ и $\zeta = a(1 - \sin \vartheta)$. Тогда

$$\xi = -\sqrt{\zeta} \operatorname{tg} \vartheta \int_0^{\infty} \frac{dn}{\sqrt{h+\zeta}} \left[1 + \frac{a \sin \vartheta (N_0^* - N^*) \cdot 10^{-6}}{2(h+\zeta)} \right] dh. \quad (2.14)$$

Верхний предел в (2.14) положим равным бесконечности, так как предполагаем, что источник радиоволн находится вне тропосферы.

В главе 1 было показано, что весьма хорошим приближением для тропосферы является экспоненциальная модель

$$N^*(h) = N_0^* e^{-\beta_r h}. \quad (2.15)$$

Из (2.14) и (2.15) следует

$$\xi = \beta_r \sqrt{\zeta} N_0^* \cdot 10^{-6} \operatorname{tg} \vartheta \int_0^{\infty} \frac{e^{-\beta_r h}}{\sqrt{h+\zeta}} \left[1 + \frac{aN_0^* \cdot 10^{-6} \sin \vartheta (1 - e^{-\beta_r h})}{2(h+\zeta)} \right] dh$$

и после интегрирования

$$\xi(\vartheta) = N_0^* \cdot 10^{-6} \operatorname{tg} \vartheta \{ Z(\sqrt{\zeta\beta_t}) + a\beta_t N_0^* \sin \vartheta [Z(\sqrt{2\zeta\beta_t}) - Z(\sqrt{\zeta\beta_t})] \}, \quad (2.16)$$

где функция $Z(x)$ определяется как

$$Z(x) = 2x e^{x^2} \int_x^\infty e^{-y^2} dy. \quad (2.17)$$

Значения этой функции приведены в табл. 2.1.

ТАБЛИЦА 2.1

Значения функции $Z(x) = 2xe^{x^2} \int_x^\infty e^{-y^2} dy$

x	$Z(x)$	x	$Z(x)$	x	$Z(x)$
0,0	0,000	1,0	0,758		
0,1	0,159	1,1	0,783	2,1	0,912
0,2	0,287	1,2	0,805	2,2	0,919
0,3	0,391	1,3	0,824	2,3	0,924
0,4	0,476	1,4	0,841	2,4	0,929
0,5	0,546	1,5	0,855	2,5	0,934
0,6	0,604	1,6	0,868	2,6	0,938
0,7	0,653	1,7	0,878	2,7	0,942
0,8	0,694	1,8	0,889	2,8	0,946
0,9	0,728	1,9	0,898	2,9	0,949
		2,0	0,905	3,0	0,952

Функция $Z(x)$ имеет следующие свойства:
при $x \gg 1$

$$Z(x) \approx 1 - \frac{1}{2} x^2 + \dots,$$

а при $x \ll 1$

$$Z(x) \approx x \sqrt{\pi} - 2x^2 + \dots$$

При $\sqrt{\zeta\beta_t} \gg 1$, $Z(x) \approx 1$ имеем

$$\xi(\vartheta) = N_0^* \operatorname{tg} \vartheta \cdot 10^{-6}. \quad (2.18)$$

Формула (2.18) справедлива до углов, при которых $\sqrt{\zeta\beta_t} = 3$ или $\sin \vartheta \approx 1 - 9 \frac{H_t}{a}$, т. е. при $\vartheta \leq 80^\circ$. При малых углах места, когда

$\sqrt{2\zeta\beta_t} \ll 1$, функция $Z(x) = \sqrt{\pi} x$ и тогда

$$\xi = N_0^* \cdot 10^{-6} \sin \vartheta \sqrt{\frac{\pi a \beta_t}{1 - \sin \vartheta}} [1 + a \beta_t N_0^* \cdot 10^{-6} (\sqrt{2} - 1)]. \quad (2.19)$$

Следовательно, для определения тропосферной рефракции необходимо знать параметры N_0^* и β_t . В главе I показано, что величина β_t также определяется приземным значением приведенного коэффициента преломления радиоволн; ее среднее значение $\beta_t = 0,126 \text{ км}^{-1}$.

Расчет угла рефракции по ф-ле (2.14) дает средние величины, представленные табл. 2.2.

ТАБЛИЦА 2.2

Значения углов тропосферной рефракции для средних метеорологических условий

$\vartheta, \text{град.}$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	
$\xi, \text{сек}$	0,00	11,9	24,6	39,0	56,7	80,5	117,2	185,2	368	
$\vartheta, \text{град.}$	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
$\xi, \text{сек}$	407	459	515	590	694	826	1023	1347	1875	2700

Из этой таблицы видно, что угол рефракции сильно зависит от зенитного угла, особенно при значениях $80^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$.

На рис. 2.4 и 2.5, заимствованных из [9], дано сравнение расчетных (кривая) и измеренных (точки) значений угла тропосферной рефракции для различных углов ϑ при $N_0^* = 318$.

Сделанное выше заключение о зависимости угла рефракции от приземного значения приведенного коэффициента преломления

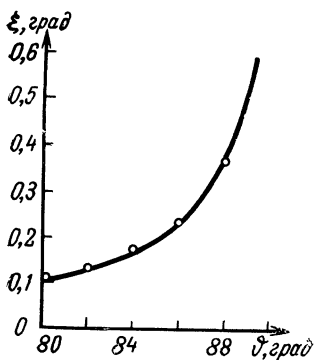


Рис. 2.4

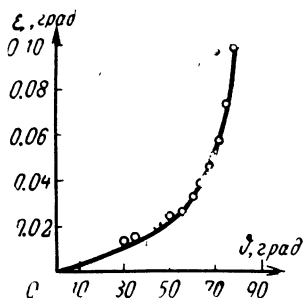


Рис. 2.5

подтверждается экспериментально. Установлено [12], что практически при всех зенитных углах существует жесткая корреляционная связь между величиной угла рефракции и приземным значением

N_0^* . При зенитных углах, меньших 88° , коэффициент корреляции между углом рефракции и приземным значением приведенного коэффициента преломления N_0^* равен 0,98. На рис. 2.6 дана зависимость угла рефракции от N_0^* по данным работы [10] при угле места 7° .

Рефракционная поправка на зенитный угол зависит от высоты объекта. В случае тропосферы общая ф-ла (2.7) может быть несколько упрощена. В самом деле, так как угол $\Theta \ll 1$, то арктан-

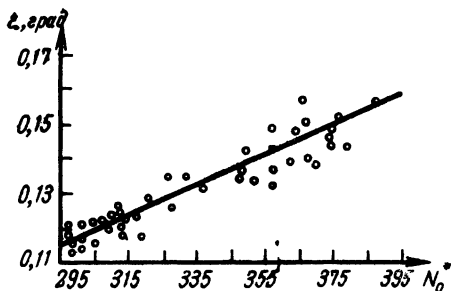


Рис. 2.6

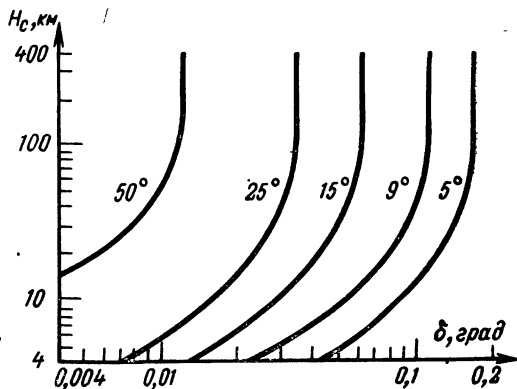


Рис. 2.7

генс может быть заменен аргументом. Кроме того, $\xi \ll 1$ и поэтому вторыми степенями этой величины можно пренебречь. Если к тому же учесть, что для случая космической связи $n(H_c) = 1$ (так как область действия космических аппаратов расположена значительно выше тропосферы) и в силу той же причины $H_c/a \gg \gg N_0^* \cdot 10^{-6}$, то, пренебрегая величиной H_c^2/a^2 , получим

$$\delta = \xi - \frac{n_0 \sin \vartheta - \xi \cos \vartheta}{\sqrt{\cos^2 \vartheta + \frac{2H_c}{a} - \sin \vartheta}}. \quad (2.20)$$

Если сюда подставить выражение для ξ из (2.16), то получим окончательно

$$\delta = \xi - N_0^* \cdot 10^{-6} \sin \vartheta \frac{1 - Z(\sqrt{2\zeta\beta_t}) - a\beta_t N_0^* \sin \vartheta \cdot 10^{-6} [Z(\sqrt{2\zeta\beta_t}) - Z(\sqrt{\zeta\beta_t})]}{\sqrt{\cos^2 \vartheta + \frac{2H_c}{a} - \sin \vartheta}}. \quad (2.21)$$

Зависимость поправки на зенитный угол от высоты иллюстрируется рис. 2.7: по оси абсцисс отложены значения поправки δ , по оси ординат — высота источника, угол места указан цифрой у

соответствующей кривой. Из рисунка следует, что при $H_c > 100$ км величина тропосферной поправки на зенитный угол практически не зависит от высоты и полностью определяется величиной угла ξ .

При $\vartheta > 89^\circ$ (угол места меньше 1°) на величину угла рефракции сильно влияют приземные инверсии температуры и влажности. Поэтому в данном случае расчет величины угла рефракции по ф-ле (2.16) может приводить к заметным ошибкам.

2.4. Ионосферная рефракция радиоволн

Если источник радиоволн расположен на высотах, больших 100 км, то необходимо учитывать ионосферную рефракцию.

В случае укв для весьма большого диапазона зенитных углов можно вывести сравнительно простую формулу для расчета поправки на зенитный угол подобно тому, как это делается в [15]. Центральный угол χ между передатчиком и приемником определяется ф-лой (2.12), где в случае ионосферы $n_0 = 1$. Величина центрального угла не зависит от распределения $n(h)$ между приемником и передатчиком. Поэтому должно удовлетворяться равенство

$$\begin{aligned} a \sin \alpha \int_0^{H_c} \frac{dh}{[(a+h) \sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}]^2} = \\ = a \sin \vartheta \int_0^{H_c} \frac{dh}{(a+h) \sqrt{n^2(h) (a+h)^2 - a^2 \sin^2 \vartheta}} \end{aligned} \quad (2.22)$$

которое следует и из чисто геометрических соображений, ибо левая часть есть геометрическое представление угла

$$\chi = \alpha - \arcsin \left(\frac{a \sin \alpha}{a + H_c} \right). \quad (2.23)$$

Здесь α — истинный зенитный угол объекта, так как $\vartheta = \alpha - \delta$, $\delta \ll 1$, $n = 1 + \Delta n$ и $|\Delta n| \ll 1$, то в области укв правую часть равенства можно разложить с точностью до первых степеней δ и Δn .

Такое разложение справедливо при $\frac{4\pi e^2}{m \omega^2} \ll \cos^2 \alpha$ и приводит к равенству

$$\delta \cos \alpha \int_0^{H_c} \frac{(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}} = - \sin \alpha \int_0^{H_c} \frac{\Delta n(h) (a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}. \quad (2.24)$$

В случае укв $\Delta n(h) = -\frac{2\pi e^2 N(h)}{m\omega^2}$. Поэтому окончательно

$$\delta = \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \operatorname{tg} \alpha \frac{\int_0^{H_c} \frac{(a+h) N(h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}}{\int_0^{H_c} \frac{(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}}. \quad (2.25)$$

Из этой формулы видно, что поправка на зенитный угол довольно быстро уменьшается с частотой.

Интеграл в знаменателе вычисляется элементарно

$$\int_0^{H_c} \frac{(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}} = \frac{V(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha - a \cos \alpha}{a \cos \alpha V(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}. \quad (2.26)$$

Для вычисления интеграла в числителе заметим, что $N(h)$ быстро спадает при удалении от высоты максимума ионосферы h_m . Поэтому, если объект находится выше h_m , основная область интегрирования лежит вблизи максимума. Так как при этом функция

$$\frac{a+h}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}$$

меняется медленно, то ее можно вынести за знак интеграла при $h=h_m$. Тогда имеем при $H_c > h_m$

$$\delta = \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \sin \alpha \frac{\tilde{a} V(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}{(a+h_m)^2 L \left[1 - \left(\frac{a}{a+h_m} \right)^2 \sin^2 \alpha \right]^{3/2}} \int_0^{H_c} N(h) dh. \quad (2.27)$$

Здесь L — расстояние между приемником и передатчиком:

$$L = V(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha - a \cos \alpha. \quad (2.28)$$

Для величины h_m можно принять значение 300 км. Тогда с учетом численных коэффициентов ф-ла (2.27) переписывается в виде

$$\delta = \frac{5,77 \cdot 10^{-2} \sin \alpha V(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}{f^2 L [1 - 0,91 \sin^2 \alpha]^{3/2}} \int_0^{H_c} N(h) dh. \quad (2.29)$$

Если $H_c \gg a$, $L \approx V(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha$, интегральную электронную концентрацию можно принять равной $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В этом случае

$$\delta = \frac{1,73 \cdot 10^{12} \sin \alpha}{f^2 [1 - 0,91 \sin^2 \alpha]^{3/2}}. \quad (2.30)$$

Результаты расчета по ф-ле (2.30) представлены в табл. 2.3.

ТАБЛИЦА 2.3

Поправка δ , сек, на зенитный угол для случая, когда $H_c \gg h_m$

Зенитный угол, град.	Величина δ при частоте, Мгц				
	50	100	500	1000	3000
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	25,6	6,4	0,26	0,064	0,007
20	57,7	14,4	0,58	0,144	0,016
30	109,0	27,3	1,09	0,273	0,030
40	186,7	46,5	1,87	0,465	0,052
50	346,5	86,6	3,46	0,866	0,096
60	692,0	173,0	6,92	1,730	0,192
70	1540	385,0	15,4	3,85	0,428
80	4320	1082	43,2	10,8	1,20

Из таблицы видно, что при $f=50$ Мгц ионосферная рефракция превышает тропосферную, но уже при $f=100$ Мгц и выше влияние ионосферы становится меньше и быстро падает с частотой.

В случае, когда $H_c \ll h_m$, т. е. когда космический объект находится ниже максимума, из-за быстрого изменения $N(h)$ функцию $(a+h) / [(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}$ следует вынести из-под знака интеграла при $h=H_c$. Тогда

$$\delta = \frac{2\pi e^2}{m \omega^2} \sin \alpha \frac{a(a+H_c)}{L [(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]} \int_0^{H_c} N(h) dh, \quad (2.31)$$

или после подстановки численного коэффициента $\frac{e^2}{2\pi m}$ получим

$$\delta = \frac{4,04 \cdot 10^7 a(a+H_c) \sin \alpha}{f^2 L [(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]} \int_0^{H_c} N(h) dh. \quad (2.32)$$

При выводе ф-л (2.27) и (2.32) влиянием земного магнитного поля пренебрегалось. Это влияние в области укв мало [24, 25], за исключением больших зенитных углов.

Возможно вычисление ионосферной рефракции радиоволн также путем аппроксимации сложного распределения электронной концентрации с высотой $N(h)$ функциями вида (1.6) и (1.7). Это позволяет учесть изменения электронной концентрации в течение суток и в зависимости от солнечной деятельности введением в расчет электронной концентрации в главном максимуме ионосферы

или соответствующей критической частоты $f_{кр}$. На рис. 2.8 приведена найденная таким методом зависимость максимальной возможной поправки на ионосферную рефракцию радиоволн в зависимости от высоты, угла места и частоты.

График 2.8 получен В. А. Мисурой [14]. На этом графике по вертикали отложена высота источника радиоволн в километрах. По оси абсцисс угол δ выражен в минутах и умножен на $(f/f_{кр})^2 \cdot 10^{-3}$, где $f_{кр}$ — критическая частота ионосферы. Ионосферная рефракция достигает максимальных значений при высоте источника около 500 км. При увеличении электронной концентрации в главном максимуме ионосферы рефракция увеличивается; в связи с этим ионосферная рефракция примерно в 2,5 раза больше днем, чем ночью.

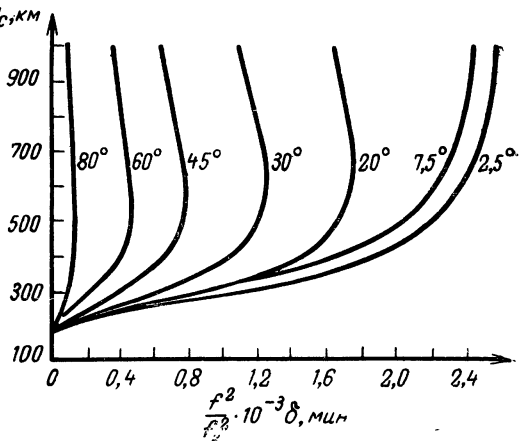


Рис. 2.8

Результаты расчетов ионосферной рефракции радиоволн, приведенные в [13—19, 20, 24, 25], отличаются друг от друга. Это связано с тем, что при расчетах принимались различные аппроксимации функции $N(h)$ и различные приближения при вычислении интеграла рефракции.

2.5. Горизонтальная рефракция радиоволн

Величина горизонтального градиента коэффициента преломления в атмосфере обычно очень мала, однако в отдельных случаях горизонтальная рефракция довольно велика. Это наблюдается в тропосфере вблизи морской береговой линии или при прохождении атмосферного фронта. Заметные горизонтальные градиенты электронной концентрации в ионосфере наблюдаются в утренние и вечерние часы.

В общем случае учет влияния как горизонтальных, так и вертикальных градиентов достаточно сложен. Поэтому ограничимся приближением, основанным на том, что ф-ла (2.6) допускает обобщение в виде

$$\frac{1}{R^*} = \frac{|\vec{\nabla} n| \sin \gamma}{n}, \quad (2.33)$$

где $\vec{\nabla} n$ — градиент коэффициента преломления, γ — угол между направлением луча и $\vec{\nabla} n$. Дальнейшее упрощение основывается

на том, что градиенты коэффициента преломления малы и поэтому, как правило, угол γ можно считать постоянным. С другой стороны, если считать, что в наиболее существенном участке распространения волн $\left| \vec{\nabla} n \right|$ постоянно, то приблизительно постоянен и радиус кривизны (так как $n \approx 1$ всюду), т. е. траекторией луча является окружность. В этом случае из рис. 2.9 легко получить формулу для δ_r — угла отклонения траектории луча от прямой TR , соединяющей приемник с передатчиком. Учитывая малость всех углов, получим

$$\delta_r = \frac{L}{2R^*} = \frac{L}{2} \frac{dn}{dx}. \quad (2.34)$$

В общем случае, когда горизонтальный градиент коэффициента преломления не перпендикулярен трассе TR , искривление лучей приводит к угловой ошибке в определении не только азимута, но и угла места.

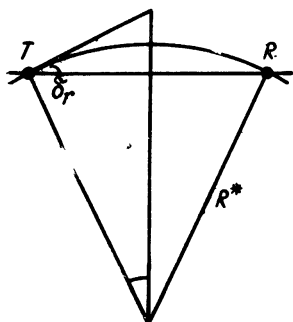


Рис. 2.9

Численно оценим влияние горизонтального градиента коэффициента преломления на определение угловых координат. В [20, 21] приведены экспериментальные данные о горизонтальной рефракции сантиметровых радиоволн. Трасса длиной в 22 км проходила вдоль морской береговой линии, горизонтальный градиент коэффициента преломления был направлен перпендикулярно трассе. Высоты антенн в этих опытах были примерно одинаковы, угол места близок к нулю.

Одновременные измерения угла δ_r и градиента коэффициента преломления подтвердили ф-лу (2.34). Максимальные зарегистрированные углы δ_r достигали при этом $0,02^\circ$ для трассы в 22 км.

Отметим, что раздельное рассмотрение горизонтальной и вертикальной рефракций радиоволн является приближенным. В общем случае нужно проводить анализ рефракции в трехмерно-неоднородной среде; такой анализ проведен в работе [22].

Если положение объекта известно, то измерение угла ионосферной рефракции позволяет получить при некоторых допущениях интегральную электронную концентрацию. В [23] изложен метод определения интегральной электронной концентрации ионосферы по изучению рефракции радиоволн, излученных спутниками Земли.

Литература к главе 2

1. Татарский В. И. К теории рефракции в слоистонеоднородной среде. «Радиофизика», 1961, т. 5, № 5, 923.
2. Скрыпник Г. К теории рефракции в слоистонеоднородной среде. «Радиофизика», 1965, т. 8, № 3, 485.

3. Schulkin M. Average refraction of radio waves in atmosphere. «Proc. IRE», 1958, v. 46, № 4, 554.
4. Anderson L. I. Tropospheric refraction of radio waves. Trans. Amer. geophys. union, 1958, v. 39, № 4, 208.
5. Weisbrod E., Anderson L. I. Simple method for computing tropospheric and ionospheric refractive effects on radio waves. «Proc. IRE», 1959, v. 47, № 10, 1770.
6. Высоковский Д. М. Некоторые особенности расчета радиорефракции. «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, № 3, 274.
7. Шабельников А. В. Влияние вида функции распределения диэлектрической проницаемости воздуха с высотой. «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, № 3, 277.
8. Арманд Н. А., Колосов М. А. О рефракции радиоволн в тропосфере. «Радиотехника и электроника», 1955, т. 10, № 8, 1401.
9. Anway A. C. Empirical determination of total atmospheric refraction at centimeter wavelengths by radiometric means. «Journal of Research of the National Bureau of standards», 1963, v. 67D, № 2, 153.
10. Bean V. P. Troposphere refraction, on the book Advances in Radio Res. Edit. I. A. Saxton, Acad. Press., 1964.
11. Дальнее тропосферное распространение УКВ. Под ред. Введенского Б. А., Колосова М. А., Калинина А. И., Шифрина Я. С. Изд-во «Советское радио», 1965.
12. Bean V. P. Atmospheric refraction of radio waves, Electromagnetic Wave Propagation, Edit. M. Desirand, I. L. Michiels. Acad. Press., 1960.
13. Гдалевич Г. Л., Грингауз К. И., Рудажков В. А. К вопросу о влиянии ионосферы на определение положения космических ракет. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 6, 942.
14. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. Изд-во «Советское радио», 1960.
15. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960.
16. Millman I. H. Atmospheric effects on VHF and UHF propagation. «Proc. IRE», 1958, v. 46, № 8, 1492.
17. Stephen M., Harris A. Refraction compensation in a spherically stratified ionosphere. «Trans. IRE», 1961, v. AP-9, № 2, 207.
18. Garry H., Iendrin R., Reyston M. Refraction in ionosphere at 20, 90 and 108 Mc. Space research, Amsterdam, 286, 1960.
19. Weisbrod S., Colin L. Refraction of VHF signals at ionospheric heights. «Trans. IRE», 1960, v. AP-8, № 1, 107.
20. Crawford A., Sharlis W. Further observations of the angle of arrival of microwaves. «Proc. IRE», 1946, v. 34, № 6, 845.
21. Straiton A., Gerhardt I. Results of horizontal microwave angle-of-arrival measurements by the phase-difference method. «Proc. IRE», 1948, v. 36, № 7, 916.
22. Альперт Я. Л. О рефракции и доплеровском смещении частоты радиоволн, излучаемых ИСЗ в трехмернеодинородной среде. «Геоматнезизм и аэрономия», 1963, т. 3, № 4, 626.
23. Titheridge I. E. The refraction of satellite signals. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1964, v. 26, № 2, 159.
24. Цедилина Е. Е. Эффект Доплера в магнитоактивной среде. «Геоматнезизм и аэрономия», 1962, т. 2, № 5, 865.
25. Воронин А. Л. О рефракции радиоволн УКВ диапазона в ионосфере. «Геоматнезизм и аэрономия», 1964, т. 4, № 3, 531.

**3.1. Флуктуации фазы при распространении радиоволн
в статистически неоднородной среде**

Пусть через статистически неоднородную среду, характеризующую коэффициентом преломления

$$n(\bar{r}, t) = n_0 + \Delta n(\bar{r}, t), \quad (3.1)$$

распространяется плоская монохроматическая волна. Так как флуктуации коэффициента преломления тропосферы и ионосферы много меньше единицы, а масштабы неоднородностей много больше длины волны, то можно считать, что $n_0 \gg |\Delta n|$ и справедливы лучевые представления. Фаза волны, проходящей в среде путь L , по определению есть

$$\varphi(t) = k \int_0^L n(\bar{r}, t) dl, \quad (3.2)$$

где k — волновое число.

Фаза $\varphi(t)$ флуктуирует около некоторого среднего значения φ_0 . Флуктуации фаз по (3.2) и (3.1) выражаются соотношением

$$\Delta\varphi = \varphi(t) - \varphi_0 = k \int_0^L \Delta n(\bar{r}, t) dl, \quad (3.3)$$

здесь φ_0 — средняя фаза.

Средний квадрат флуктуаций фазы согласно (3.3) выражается формулой¹⁾

$$\langle \Delta\varphi^2 \rangle = k^2 \langle \Delta n^2 \rangle \int_0^L dl_1 \int_0^L B_n(\rho) dl_2. \quad (3.4)$$

Мы считаем флуктуации коэффициента преломления изотропными, поэтому автокорреляционная функция флуктуаций коэффициента преломления $B_n(\rho)$ зависит только от расстояния между двумя точками среды, $\rho^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2$. Так как предполагается, что неоднородности много больше длины волны, то можно

¹⁾ Здесь и далее знак $\langle \rangle$ означает усреднение.

не учитывать влияния искривления луча на фазу в точке наблюдения. Это позволяет вместо элемента луча $dl_{1,2}$ подставить $dx_{1,2}$:

$$\langle \Delta \varphi^2 \rangle = k^2 \langle \Delta n^2 \rangle \int_0^L dx_1 \int_0^L B_n(\rho) dx_2. \quad (3.5)$$

Флуктуации коэффициента преломления тропосферы и ионосферы приближенно могут быть описаны автокорреляционной функцией вида $B_n(\rho) = \exp\left[-\left(\frac{\rho}{b}\right)^2\right]$, где b — масштаб неоднородностей.

Вводя разностные координаты $x = x_1 - x_2$ и координаты центра $X = \frac{x_1 + x_2}{2}$, получим при $L \gg b$:

$$\langle \Delta \varphi^2 \rangle = \sqrt{\pi} k^2 L b \langle \Delta n^2 \rangle. \quad (3.6)$$

Более строгий выход на основе дифракционных представлений [1, 2] дает следующую формулу:

$$\langle \Delta \varphi^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} k^2 L b \langle \Delta n^2 \rangle \left(1 + \frac{\arctg D}{D}\right), \quad (3.7)$$

где $D = \frac{4L}{kb^2}$. Так как волновой параметр D в интересующих нас задачах велик, то ф-лы (3.6) и (3.7) дают близкие значения величины $\langle \Delta \varphi^2 \rangle$.

Для анализа работы антенных систем в неоднородной среде важно знать коэффициент корреляции флуктуаций фаз при наблюдений в двух точках, разнесенных по линии, перпендикулярной направлению прихода радиоволн. В [1, 3] показано, что коэффициент корреляции фаз при разносе точек наблюдения на расстояние l имеет вид $\exp\left[-\left(\frac{l}{b}\right)^2\right]$, т. е. тождествен пространственной автокорреляционной функции флуктуаций коэффициента преломления среды. Этот вывод справедлив при анализе влияния тропосферных неоднородностей. При анализе влияния ионосферных неоднородностей [4, 5, 6, 7, 8, 9] более строго следует учитывать тот факт, что крупномасштабные неоднородности ионосферы расположены в относительно тонком слое. Этот слой модулирует, как неоднородный экран, фазу радиоволн. Если длина волны такова, что флуктуации фаз меньше 1 рад , то дифракционная картина на поверхности Земли такова, что радиус корреляции фаз равен радиусу корреляции флуктуаций электронной концентрации ионосферы.

Если $\sqrt{\langle \Delta \varphi^2 \rangle} > 1 \text{ рад}$, то радиус корреляции фаз, наблюдаемый на поверхности Земли, будет меньше, чем радиус корреляции флуктуаций электронной концентрации.

3.2. Вариации углов прихода радиоволн

Если нас интересует фазовый фронт на расстояниях, меньших радиуса корреляции фаз, то можно ввести в рассмотрение углы прихода радиоволн. В этом случае отдельные участки равнофазной поверхности могут быть аппроксимированы плоскостями и для выделенных таким образом плоскостей можно указать углы прихода радиоволн. Так как реализации распределения фаз для разных моментов времени будут различными, то угол прихода радиоволн испытывает нерегулярные изменения относительно главного направления. При анализе по-прежнему будем считать, что флуктуации коэффициента преломления Δn малы по сравнению с $n_{\text{ср}}$, а размеры неоднородностей велики по сравнению с длиной волны. В этом случае из уравнений Максвелла получается волновое уравнение для компонент электромагнитного поля:

$$\nabla^2 E + k^2 n^2 E = 0. \quad (3.8)$$

В (3.8) $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число. Решение уравнения (3.8) можно представить в виде

$$E = E_0(\vec{r}) e^{-ik\varphi(\vec{r})}. \quad (3.9)$$

Так как $n(\vec{r})$ — действительная функция, то можно считать функции $E_0(\vec{r})$ и $\varphi(\vec{r})$ также действительными. Подставив (3.9) в (3.8) и разделив действительные и мнимые части, получим два уравнения для определения функций $E_0(\vec{r})$ и $\varphi(\vec{r})$:

$$\nabla^2 E_0 + k^2 E_0 (\text{grad } \varphi)^2 + k^2 n^2 E_0 = 0, \quad (3.10)$$

$$\nabla^2 \varphi + \frac{2(\text{grad } \varphi \text{ grad } E_0)}{E_0} = 0. \quad (3.11)$$

Предположим, что $\frac{\nabla^2 E_0}{k^2 E_0} \ll n^2$, тогда из (3.10) получим уравнение вида

$$(\text{grad } \varphi)^2 = n^2(\vec{r}). \quad (3.12)$$

Уравнение (3.12) справедливо, если изменение коэффициента преломления на длине волны много меньше единицы.

Из структуры выражения (3.9) видно, что величина φ имеет смысл фазы поля, а функция $\varphi(\vec{r}) = \text{const}$ дает поверхность равных фаз. Уравнение (3.12) позволяет естественным образом перейти к лучевому рассмотрению задачи. По определению луч — это линия, перпендикулярная к поверхности равных фаз. Градиент функции $\varphi(\vec{r})$ направлен перпендикулярно равнофазной поверхности, следовательно, уравнение (3.12) целиком определяет форму лучевых линий.

Для вывода уравнения луча введем единичный вектор луча \bar{l}° . Умножая (3.12) на \bar{l}° и взяв производную по направлению луча, получим

$$\frac{\partial [\bar{l}^\circ n(\bar{r})]}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} (\text{grad } \varphi). \quad (3.13)$$

Для дальнейшего преобразования (3.13) используем следующее векторное тождество:

$$\frac{\partial (\text{grad } \varphi)}{\partial l} = (\bar{l}^\circ \nabla) \text{grad } \varphi. \quad (3.14)$$

Из уравнения (3.12) имеем

$$\text{grad } \varphi = \bar{l}^\circ n(\bar{r}). \quad (3.15)$$

Учитывая далее (3.14) и (3.15), получим

$$\frac{\partial (\text{grad } \varphi)}{\partial l} = (\bar{l}^\circ \nabla) \bar{l}^\circ n(\bar{r}) = \text{grad } n(\bar{r}). \quad (3.16)$$

Сравнивая (3.13) и (3.16), получим уравнение луча в следующей форме:

$$\frac{d(n\bar{l}^\circ)}{dt} = \text{grad} [\Delta n(\bar{r}, t)]. \quad (3.17)$$

Далее, интегрируя по лучу, получим

$$n_1 \bar{l}_1^\circ - n_2 \bar{l}_2^\circ = \int_0^L \text{grad} [\Delta n(\bar{r}, t)] dl. \quad (3.18)$$

Здесь n_1 , \bar{l}_1° и n_2 , \bar{l}_2° — соответственно значения коэффициента преломления и единичного вектора, характеризующего направление луча в конце и начале пути радиоволны. Учитывая, что n_1 и n_2 в среднем одинаковы и что $\bar{l}_1^\circ - \bar{l}_2^\circ = \Delta \delta$ — изменение угла прихода волны, получим

$$\langle \Delta \delta^2 \rangle = \int_0^L \int_0^L \text{grad} [\Delta n(\bar{r}_1, t)] \text{grad} [\Delta n(\bar{r}_2, t)] dl_1 dl_2. \quad (3.19)$$

Учитывая малость искривления луча, можно принять, что $dl_{1,2} = dx_{1,2}$. Из (3.19) следует

$$\langle \Delta \delta^2 \rangle = \langle \Delta n^2 \rangle \int_0^L \int_0^L \left[\frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1 \partial y_2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1 \partial z_2} \right] B_n(\rho) dx_1 dx_2, \quad (3.20)$$

положив $B_n(\rho) = e^{-\left(\frac{\rho}{b}\right)^2}$, после интегрирования получим

$$\langle \Delta \delta^2 \rangle = 4\sqrt{\pi} \langle \Delta n^2 \rangle \frac{L}{b}. \quad (3.21)$$

В (3.21) L — длина пути радиоволны в области атмосферы Земли, в которой имеют место флуктуации коэффициента преломления.

Неоднородности тропосферы заключены в основном в приземной области толщиной порядка $H_t = 6$ км; поэтому, пренебрегая сферичностью Земли, можно положить $L = H_t / \cos \alpha$ (α — зенитный угол). Окончательное выражение для флуктуаций углов прихода, обусловленных неоднородностями тропосферы, имеет вид

$$\langle \Delta \delta_i^2 \rangle = 4 \sqrt{\pi} \langle \Delta n^2 \rangle \frac{H_t}{b \cos \alpha}. \quad (3.22)$$

Как уже отмечалось, ионосферные неоднородности расположены в основном в области высот $150 \div 300$ км. Строгая теория учитывает влияние слоя, модулирующего фазу, однако она дает результаты, лишь несущественно отличающиеся от ф-лы (3.22). Учитывая, что $L = H_i / \cos \alpha$ и $\Delta n = 40,4 \frac{\Delta N}{f^2}$, получим из (3.22) следующее выражение для флуктуаций углов прихода, обусловленных ионосферными неоднородностями:

$$\langle \Delta \delta_i^2 \rangle = 286 \frac{\langle \Delta N^2 \rangle H_i}{f^4 b \cos \alpha}. \quad (3.23)$$

В (3.23) ΔN имеет размерность m^{-3} , f — $гц$. В формулах (3.21), (3.22), (3.23) $\Delta \delta$ выражено в *рад*.

Выражения (3.22) и (3.23) несправедливы при больших зенитных углах, когда источник радиоволн расположен невысоко над линией горизонта.

3.3. Влияние неоднородностей атмосферы на работу антенных систем

Если отвлечься от трудностей конструирования больших антенн, то угловая разрешающая способность антенн и их усиление должны ограничиваться только влиянием неоднородностей коэффициента преломления атмосферы Земли. В связи с этим интересна оценка размеров антенных систем, при которых это влияние становится сильным. При анализе различают два типа антенных систем:

интерферометры с большой базой и антенны с большой эффективной поверхностью.

В [17] рассмотрены ошибки определения угла прихода радиоволн при помощи интерферометров. Пусть в точках $P(o, o)$ и $P(o, l)$ расположены две антенны, образующие интерферометр (рис. 3.1). Путь луча, приходящего в точку $P(o, o)$, есть $X = L + \Delta x(o, t)$, а разность электрических длин лучей, прибывающих в точки $P(o, o)$ и $P(o, l)$, равна $\Delta X = \Delta x(o, t) - \Delta x(l, t)$. Здесь пред-

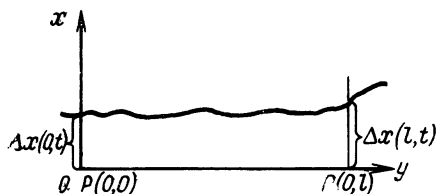


Рис. 3.1

полагается, что среднее направление распространения радиоволн совпадает с осью ox . Волнистая кривая на рис. 3.1 есть след равнофазной поверхности на плоскости xy . Следовательно,

$$\langle \Delta X^2 \rangle = 2 \langle \Delta x^2 \rangle [1 - B_\varphi(l)]. \quad (3.24)$$

Здесь $\langle \Delta x^2 \rangle$ — средний квадрат флуктуаций длины луча, $B_\varphi(l)$ — корреляционная функция флуктуаций электрических длин, тождественная корреляционной функции флуктуаций фаз при разное точек наблюдения перпендикулярно лучу. Так как при этом корреляционная функция флуктуаций фаз тождественна автокорреляционной функции флуктуаций коэффициента преломления, то мож-

но положить $B_\varphi(l) = e^{-\left(\frac{l}{b}\right)^2}$. Учитывая, что $k\Delta x = \Delta\varphi$ и $\Delta x = l\Delta\delta$, а также (3.6) и (3.24), получим выражение для ошибки определения угла прихода радиоволны при измерениях интерферометром, обусловленной влиянием неоднородностей коэффициента преломления тропосферы:

$$\langle \Delta\delta_i^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi} \langle \Delta n^2 \rangle H_l b}{l^2 \cos^3 \alpha} \left[1 - \exp \left[- \left(\frac{l \cos \alpha}{b} \right)^2 \right] \right]. \quad (3.25)$$

Если длина волны больше примерно 20 см, то лоявится дополнительная ошибка $\Delta\delta_i$, обусловленная влиянием ионосферных неоднородностей. Ее определяют из (3.25), подставив вместо Δn выражение (1.5). Если база интерферометра много больше масштабов неоднородности ($l \gg b$), то из (3.25) получим

$$\langle \Delta\delta_i^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi} \langle \Delta n^2 \rangle H_l b}{l^2 \cos^3 \alpha}. \quad (3.26)$$

Если же база интерферометра меньше масштаба неоднородности ($l \ll b$), то

$$\langle \Delta\delta_i^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi} \langle \Delta n^2 \rangle H_l}{b \cos \alpha}. \quad (3.27)$$

В [15] приведены данные о спектре флуктуаций показателя преломления тропосферы. Кроме мелкомасштабных неоднородностей, характеризуемых параметрами $\sqrt{\langle \Delta n^2 \rangle} = (1 \div 0,5) \cdot 10^{-6}$ и $b = 60$ м существуют неоднородности тропосферы, распространяющиеся с возрастающей интенсивностью на большие расстояния. По данным [15, 16, 17] ошибка определения угла при помощи интерферометра, имеющего базу в 1 км при угле места 30° , составляет $1 \div 4$ сек. У различных авторов даны значения этой величины, отличающиеся в четыре раза из-за неопределенности принимаемых параметров неоднородностей коэффициента преломления тропосферы. При $l = 10$ км и зенитном угле $\alpha = 70^\circ$ $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = 0,1 \div 1$ сек.

Влияние неоднородностей коэффициента преломления тропосферы на работу больших антенн более сложно [18, 19, 20]. Средняя по времени диаграмма направленности антенны оказывается уширенной из-за флуктуаций фаз поля в раскрыве антенны. Пол-

ное расширение диаграммы направленности может быть разделено на две составляющие, одна из которых определяется наклонами диаграммы направленности, другая — ее искажениями. Если размеры антенны меньше радиуса корреляции фаз, то основное значение имеют наклоны диаграммы направленности, которые по порядку величин совпадают с углами $\Delta\delta$; если же размеры антенны много больше радиуса корреляции флуктуаций фаз, то важны искажения диаграммы направленности антенны. Критерием максимально допустимого размера антенны может служить условие равенства теоретической ширины диаграммы направленности антенны и среднего уширения, обусловленного влиянием неоднородностей атмосферы Земли. Из этого условия следует, что для длины волны $\lambda = 3$ см при угле места 30° максимально допустимый линейный размер раскрыва антенны будет по данным [18] порядка 300 м. При отсутствии неоднородностей атмосферы увеличение площади антенны ведет к пропорциональному увеличению коэффициента усиления. Неоднородности коэффициента преломления атмосферы влияют так, что увеличение размеров антенны (свыше какого-то определенного) не приводит к существенному увеличению коэффициента усиления. По этому признаку может быть также оценен максимально допустимый размер антенны [19, 20]. Этот критерий дает для диапазона $\lambda = 3$ см максимальный размер антенны порядка 500 и 1400 м для углов места 10 и 90° соответственно.

Сопоставляя описанные данные о влиянии флуктуаций фаз и углов прихода на работу антенных систем, можно видеть, что неоднородности коэффициента преломления атмосферы должны существенно влиять на точность работы измерительных интерферометрических систем с большой базой и больших антенн.

3.4. Экспериментальные данные о вариациях углов прихода радиоволн

Теоретические выражения для вариаций углов прихода радиоволн (3.22) и (3.23) содержат характеристики неоднородностей коэффициента преломления атмосферы, которые известны недостаточно хорошо. Кроме того, при выводе этих формул предполагалось, что пространственная автокорреляционная функция флуктуаций коэффициента преломления имеет специальный вид. В связи с этим важны экспериментальные исследования вариаций углов прихода радиоволн.

В [10, 11, 12] описаны экспериментальные данные о вариациях углов прихода метровых радиоволн, обусловленных влиянием ионосферных неоднородностей. Эти данные подтверждают найденную теоретически зависимость $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} \sim \lambda^2 / \sqrt{\cos\alpha}$. Из [10] следует, что при угле места порядка 6° и $\lambda = 4$ м величина $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = 10'$. На рис. 3.2 представлены экспериментальные данные из [12], показывающие зависимость углов прихода радиоволн $\Delta\delta_i$ частот 53 и 108 МГц от угла места Ω ; кривая 1 получена на частоте 53 МГц,

кривая 2 — на частоте 108 Мгц, величина $\Delta\delta_i$ и угол места выражены в градусах. Сопоставление результатов теории с экспериментальными данными позволяет дать формулу для оценок ионосферных вариаций углов прихода радиоволн

$$\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = \frac{X_1 \lambda^3}{\sqrt{\cos \alpha}}, \quad (3.28)$$

где $X_1 = (0,1 \div 0,3)$ угловых мин/м². Значение $X_1 = 0,1$ угловых мин/м² — среднее, а $X_1 = 0,3$ угловых мин/м² — максимальных наблюдений вариаций углов прихода радиоволн.

Тропосферные вариации углов прихода радиоволн могут быть оценены по ф-ле (3.22). Положив в этой формуле $\sqrt{\Delta n^2} = 0,5 \cdot 10^{-6}$; $b = 60$ м и $\alpha = 80^\circ$, получим $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = 4''$. В [13] приведены подробные данные о флуктуациях углов прихода, полученные наблюдением дрожания изображения звезд в телескопах; эти данные подтверждают зависимость $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} \sim 1/\sqrt{\cos \alpha}$. При зенитном угле 80° величина $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = 0,8''$, эти данные получены при наилучших условиях (отсутствие облачности и ветра). Тропосферные флуктуации угла прихода радиоволн могут превосходить соответствующие флуктуации для света из-за влажности, поэтому при $\alpha = 80^\circ$ величину $\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = 1''$ следует считать минимальной для зимы при отсутствии ветра и облачности. Сопоставление теории и опытных данных позволяет дать простую формулу

$$\sqrt{\langle \Delta\delta_i^2 \rangle} = \frac{X_2}{\sqrt{\cos \alpha}}, \quad (3.29)$$

где $X_2 = 1 \div 3$ угловых сек. Значение $X_2 = 3''$ соответствует предельным значениям флуктуаций углов прихода радиоволн.

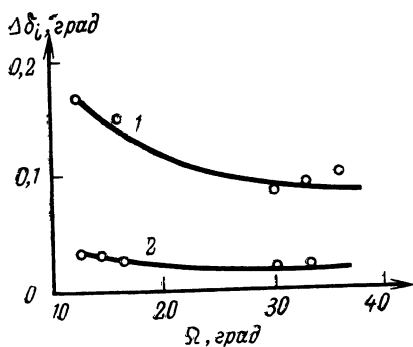


Рис. 3.2

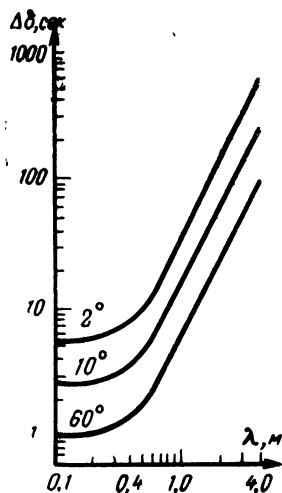


Рис. 3.3

Так как флуктуации углов прихода радиоволн, обусловленные тропосферными и ионосферными неоднородностями, независимы,

то общие флуктуации углов можно вычислить по следующей формуле

$$\langle \Delta\delta^2 \rangle = \langle \Delta\delta_i^2 \rangle + \langle \Delta\delta_j^2 \rangle. \quad (3.30)$$

На рис. 3.3 приведены данные о флуктуациях углов прихода радиоволн, вычисленных по ф-лам (3.28) ÷ (3.30) для трех углов места, где $\Delta\delta$ — среднее значение флуктуаций углов прихода, сек.

Литература к главе 3

1. Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. Изд-во АН СССР, 1958.
2. Обухов А. М. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света. Известия АН СССР. «Геофизика», 1953, т. 8, № 2, 155.
3. Muchmore R. B., Wheelon A. D. Line-of-sight propagation phenomena. «Proc. IRE», 1955, v. 43, № 10, 1437.
4. Fejer I. A. Diffraction of radio waves in irregular medium. «Proceeding of the Royal Society of London», 1953, v. A220, 455.
5. Bramley E. N. The diffraction of waves by an irregular refracting medium. «Proceeding of the Royal Society of London», 1954, v. A225, 515.
6. Titheridge I. E. Radio waves direction of arrival variation. «Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics», 1958, v. 13, № 1, 7.
7. Booker H. B. The use of radio stars to study irregulars refraction of radio waves in the ionosphere. «Proc. IRE», 1958, v. 46, № 1, 298.
8. Bowhill S. A., The scattering of radio waves by an extended randomly refracting medium. «Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics», 1961, v. 20, № 1, 9.
9. Komesaroff M. M. Ionospheric refraction in radio astronomy. Austral. J. phys., 1960, v. 13, № 1, 153.
10. Виткевич В. В., Кокурин Ю. Л. Нерегулярная рефракция радиоволн и большие неоднородности в ионосфере. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, № 7, 826.
11. Smith F. G. Ionospheric refraction of radio waves at 81.5 mc. «Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics», 1952, v. 2, № 2, 350.
12. Lawrence R. S., Iespersen I., Lamb R. C. Amplitude and angular scintillations of the radio source. «Journal of Research of the National Bureau of standards», 1961, v. D65, № 2, 333.
13. Колчинский И. Г. Некоторые результаты наблюдения дрожания изображения звезд. Астрономический журнал, 1957, т. 34, № 4, 638.
14. Anderson W. L., Beyers N. I., Rainey R. I., Comparison of experimental with computed tropospheric refraction. «Trans. IRE», 1960, v. AP-8, № 5, 456.
15. Barton D., Reasons for the failure of radio interferometers to achieve their expected accuracy. «Proc. IEEE», 1963, v. 51, № 4, 626.
16. Simon I. C. Limitations physiques des procedes de mesure angulaire monostatique et multistatique. Navigation, 1963, v. 11, № 43, 296.
17. Gerardin L., Trajectographe des engins spatiaux radars de mesure on interferometers. Navigation, 1963, v. 11, № 43, 307.
18. Ruina I. P., Angulo D., Antenna resolution as limited by atmospheric turbulence. «Trans. IEEE», 1963, v. AP-11, № 2, 153.
19. Ломакин А. Н. Влияние турбулентной тропосферы на параметры линейной антенны. «Электросвязь», 1966, № 8, 29.
20. Кайдановский Н. Л., Смирнова Н. А. Ограничение разрешающей силы радиотелескопов и радиointерферометров за счет условий распространения радиоволн. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 5, 1574.
21. Шифрин Я. С., Корниенко Л. Г. Влияние неоднородностей атмосферы на коэффициент направленного действия больших антенн. «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 2, 237.

4.1. Общие соотношения

Фаза волны, распространяющейся в неоднородной среде, характеризующей коэффициентом преломления $n=1+\Delta n(\bar{r}, t)$, определяется выражением вида

$$\varphi = \frac{2\pi f}{c} \int_0^{L(t)} [1 + \Delta n(\bar{r}, t)] dl. \quad (4.1)$$

В (4.1) интегрирование должно проводиться вдоль искривленной лучевой линии. Допплеровская частота по определению есть $\Delta f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt}$, следовательно,

$$\Delta f = \frac{f}{c} \frac{d}{dt} \left\{ \int_0^{L(t)} [1 + \Delta n(\bar{r}, t)] dl \right\}. \quad (4.2)$$

Если источник радиоволн движется в однородной среде, то из (4.2) следует

$$\Delta f = \frac{fnV_r}{c}, \quad (4.3)$$

где V_r — проекция скорости на прямую, соединяющую приемник и передатчик. Формула (4.3) приближена; если скорость источника радиоволн сравнима со скоростью света, то следует пользоваться релятивистской формулой [1] вида

$$\Delta f = f \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{V}{c}\right)^2}}{1 - \frac{V_r}{c}} - f. \quad (4.4)$$

В (4.4) для простоты положено $n=1$. Формула (4.4) совпадает с выражением (4.3), если пренебречь $\left(\frac{V}{c}\right)^2$ по сравнению с единицей. При $V_r=0$, что соответствует движению перпендикулярно лучу радиоволны, из (4.4) имеем $\Delta f = \frac{f}{2} \left(\frac{V}{c}\right)^2$; нерелятивистская

ф-ла (4.3) при этом дает $\Delta f = 0$. Так как скорость космических объектов редко выше 10 км/сек , то можно пользоваться нерелятивистскими соотношениями.

При движении источника в неоднородной среде из (4.2) имеем

$$\Delta f = V_{\text{л}} \frac{f}{c} \left[1 + \Delta n(L) \right] + \frac{f}{c} \int_0^{L(t)} \frac{\partial}{\partial t} \left[1 + \Delta n(\bar{r}, t) \right] dt. \quad (4.5)$$

Здесь $V_{\text{л}} = \frac{\partial L}{\partial t}$ — проекция скорости космического объекта на лучевую линию, $\Delta n(L)$ — отличие коэффициента преломления среды от единицы в месте расположения источника радиоволн. Влияние атмосферы Земли на доплеровскую частоту может характеризоваться величиной

$$\Delta f_{t, i} = \Delta f - \frac{f V_r}{c}. \quad (4.6)$$

Выражения (4.2) и (4.5) являются основными при расчетах влияния атмосферы Земли на доплеровскую частоту. Формула (4.2) может быть применена при численном анализе на вычислительных машинах [10].

Наиболее существенны различные слагаемые ф-лы (4.5) в зависимости от траектории космического объекта. При вертикальном взлете, когда приемная аппаратура располагается в месте старта, можно пренебречь временными изменениями коэффициента преломления тропосферы и ионосферы за короткое время наблюдений. Поэтому при вертикальном взлете $V_{\text{л}} = V_r$ из (4.5) имеем

$$\Delta f_{t, i} = \frac{f \Delta n(L) V_r}{c}. \quad (4.7)$$

В рассматриваемом случае $\Delta f_{t, i}$ зависит только от скорости и коэффициента преломления в месте положения источника в данный момент.

При движении космического объекта в межпланетной среде выражение (4.5) допускает следующие упрощения. В межпланетной среде при больших расстояниях от Земли до космического объекта можно считать $V_{\text{л}} = V_r$, кроме того, в силу малости электронной концентрации межпланетной среды положим $\Delta n(L) = 0$. Выражая $\Delta n(\bar{r}, t)$ через электронную концентрацию и частоту, из (4.5) получим

$$\Delta f = \frac{40,4}{fc} \int_0^L \frac{\partial}{\partial t} [N(t, t)] dt; \quad (4.8)$$

здесь f — гц, N — m^{-3} . Из (4.8) следует, что при движении космического объекта в межпланетном пространстве будут нерегулярные вариации доплеровской частоты, обусловленные изменчивостью

интегральной электронной концентрации ионосферы Земли и межпланетного пространства.

Для учета влияния атмосферы на доплеровское изменение частоты искусственных спутников Земли необходим более детальный анализ; он будет сделан в следующих параграфах.

Приведенные соотношения справедливы, если справедливы лучевые представления. При строгом анализе влияния неоднородностей среды на доплеровскую частоту необходимо исходить из уравнений Максвелла [2, 3]. Магнитное поле Земли также влияет на доплеровское изменение частоты [6, 13]. Однако в ряде случаев можно пренебречь этими тонкими эффектами и пользоваться простыми соотношениями (4.2) и (4.5).

4.2. Влияние тропосферы на доплеровское изменение частоты искусственных спутников Земли

Если передатчик спутника работает на достаточно высокой частоте (так что можно пренебречь влиянием ионосферы), то на доплеровскую частоту будет влиять только тропосфера. Анализ этого влияния [4, 5] интересен потому, что влияние ионосферы можно уменьшить применением двух когерентных частот. В рассматриваемом случае в выражении (4.5) возможны следующие упрощения. Так как спутник находится за пределами тропосферы, то $\Delta n(L) = 0$. За время пролета спутника можно считать высотный профиль коэффициента преломления тропосферы неизменным, т. е. $\frac{\partial}{\partial t} [\Delta n(\bar{r}, t)] = 0$. Следовательно,

$$\Delta f_t = \frac{f}{c} V_{\pi} + \frac{f}{c} \int_0^{L(t)} [1 + \Delta n(t)] \frac{\partial}{\partial t} dt.$$

Это выражение допускает упрощение. Численный анализ показывает, что можно пренебречь в рассматриваемом случае рефракционным искривлением лучевой линии и считать, что $V_{\pi} = V_r$. Это приближение допустимо потому, что высота тропосферы много меньше высоты спутника. Учитывая, что $\Delta n = N^*(h) \cdot 10^{-6}$, и устремляя верхний предел к бесконечности, получим

$$\Delta f_t = \frac{f}{c} 10^{-6} \int_0^{\infty} N^*(h) \frac{\partial}{\partial t} dt. \quad (4.9)$$

Высотный профиль приведенного коэффициента преломления тропосферы $N^*(h)$ может быть описан сложной функцией вида (1.3). Выражение (4.9) не удается выразить простым соотношением при $N^*(h)$ вида (1.3). В связи с этим, следуя [4], используем упрощен-

ную аппроксимацию приведенного коэффициента преломления вида:

$$N^*(h) = \frac{N_0^*}{h_0^2} (h - h_0)^2, \quad h < h_0; \quad (4.10)$$

$$N^*(h) = 0, \quad h > h_0. \quad (4.11)$$

Здесь N_0^* — приземное значение функции $N^*(h)$, $h_0 = 20$ км. Такая аппроксимация функции $N^*(h)$ дает здесь результаты, лишь незначительно отличающиеся от аппроксимации ф-лой (1.3). На рис. 4.1 приемник расположен на Земле в точке R , а космический объект находится в точке T . Из рис. 4.1 следует

$$RP = l = \sqrt{r^2 - a^2 \cos^2 \Omega} - a \sin \Omega. \quad (4.12)$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dt}{dr} \right) = \frac{-a^2 \cos \Omega \sin \Omega r}{(r^2 - a^2 \cos^2 \Omega)^{3/2}} \frac{d\Omega}{dt} \quad (4.13)$$

и используя (4.9), (4.13), имеем

$$\Delta f_t = -\frac{f}{c} 10^{-6} \frac{N_0^*}{h_0^2} a^2 \sin \Omega \cos \Omega \frac{d\Omega}{dt} \int_a^{a+h_0} \frac{[r - (a + h_0)]^2 r dr}{(r^2 - a^2 \cos^2 \Omega)^{3/2}}. \quad (4.14)$$

После интегрирования (4.14) окончательно получим

$$\Delta f_t = \frac{f}{c} 10^{-6} N_0^* a \frac{d\Omega}{dt} \left\{ \cos \Omega + \frac{2a}{h_0^2} \sin \Omega \cos \Omega \left[\sqrt{a^2 \sin^2 \Omega + 2h_0 a + h_0^2} - a \sin \Omega + (a + h_0)^2 \ln \frac{a(1 + \sin \Omega)}{(a + h_0) + \sqrt{a^2 \sin^2 \Omega + 2h_0 a + h_0^2}} \right] \right\}. \quad (4.15)$$

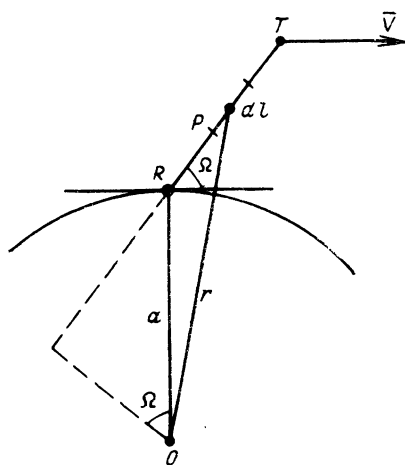


Рис. 4.1

Как следует из (4.15), величина Δf_t пропорциональна скорости изменения угла места, обусловленной движением космического объекта. В связи с этим тропосферная составляющая эффекта Доплера должна учитываться при измерениях доплеровского смещения. Тропосфера наиболее сильно влияет на величину Δf_t при малых углах места. Так как величина $\frac{d\Omega}{dt}$ зависит от траектории космического объекта, то доплеровская частота Δf_t также зависит от параметров орбиты спутника и ее расположения относительно приемного пункта. На

рис. 4.2 приведены значения Δf_t , полученные при приеме радиоволн частоты 108 МГц, излучаемых спутником Земли [4]. Максимальный угол места, под которым наблюдался спутник, составлял 47°. Кривая рис. 4.2 получена расчетом по ф-ле (4.15), экспериментальные значения указаны точками. Из (4.15) следует, что относительная доплеровская частота $\Delta f/f$ не зависит от частоты, поэтому рис. 4.2 позволяет оценить ожидаемое влияние тропосферы на доплеровскую частоту для типичного спутника Земли на любой частоте. Более точные расчеты можно провести по (4.15).

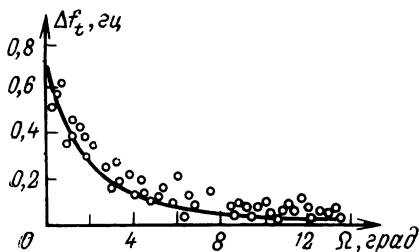


Рис. 4.2

4.3. Влияние ионосферы на доплеровское изменение частоты искусственных спутников Земли

Допплеровская частота, обусловленная влиянием ионосферы, может быть определена на основе общего выражения (4.5). Используя закон преломления для сферически симметричной среды и геометрию рис. 4.3, запишем

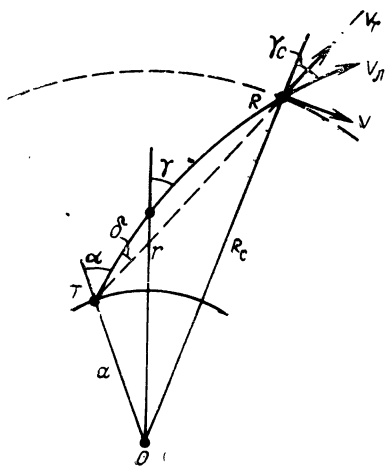


Рис. 4.3

$$\left. \begin{aligned} a \sin \alpha &= n(r) r \sin \gamma \\ dl &= \frac{dr}{\cos \gamma} \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

Введя функцию $q(r) = \frac{rn(r)}{a}$ и учитывая, что $\frac{d}{dt} = \frac{dR_c}{dt} \frac{d}{dR_c}$, из (4.5) получим

$$\Delta f = \frac{f}{c} \frac{dL}{dt} n(R_c) + \frac{f}{c} \frac{dR_c}{dt} \int_a^{R_c} \frac{d}{dR_c} \frac{q^2(r) dr}{r \sqrt{q^2(r) - \sin^2 \alpha}} \quad (4.17)$$

В случае спутника с круговой орбитой $\frac{dR_c}{dt} = 0$, поэтому из (4.17) получим

$$\Delta f = \frac{f}{c} \frac{dL}{dt} n(R_c). \quad (4.18)$$

Проекция скорости на направление луча $V_{\lambda} = \frac{dL}{dt} = V \sin \gamma_c$; поэтому

$$\Delta f = \frac{f}{c} V_c (R_c) \sin \gamma_c = \frac{f}{c} V \frac{a}{R_c} \sin \alpha. \quad (4.19)$$

Вводя угловую скорость спутника $\dot{\theta}_c = \frac{V}{R_c}$, получим

$$\Delta f = \frac{f}{c} \dot{\theta}_c a \sin \alpha. \quad (4.20)$$

В выражении (4.20) влияние ионосферы отражено углом α , который зависит от истинного направления на спутник α_0 и поправки на рефракцию δ :

$$\Delta f = \frac{f}{c} \dot{\theta}_c a \sin (\alpha_0 + \delta). \quad (4.21)$$

Вводя в рассмотрение ионосферную составляющую эффекта Доплера Δf_i и учитывая (4.6) и (4.21), получим приближенное соотношение вида

$$\Delta f_i = \frac{f}{c} \dot{\theta}_c a \cos \alpha_0 \cdot \delta. \quad (4.22)$$

Выражение (4.22) позволяет определить вклад, вносимый ионосферой в доплеровское изменение частоты. Угол δ может быть рассчитан по методике, изложенной в главе 2. Так как угол δ обратно пропорционален квадрату частоты, то величина Δf_i обратно пропорциональна частоте. Из выражения (4.22) следует, что величина Δf_i при круговой орбите определяется в основном углом δ . В связи с этим максимальные значения величины Δf_i наблюдаются днем при малых углах места.

В случае вертикального подъема источника радиоволн согласно (4.7) и (1.5) имеем

$$\Delta f_i = 40,4 \frac{N(H_c) V}{f_c}; \quad (4.23)$$

здесь $N(H_c)$ — электронная концентрация в месте положения источника в данный момент.

В случае эллиптической орбиты необходимо учитывать оба слагаемых ф-лы (4.17). В этом случае величина Δf_i оказывается зависящей от δ и местного значения электронной концентрации. Не удастся получить в общем случае простое аналитическое выражение для Δf_i , пригодное для практических вычислений. Это обусловлено тем, что аппроксимации реального профиля $N(h)$ удобными для вычислений функциями и пренебрежение горизонтальными градиентами электронной концентрации приводят к недопустимо большому ошибкам в определении величины Δf_i . Существенно, что на Δf_i влияет также магнитное поле Земли.

Так как ионосфера сильно влияет на доплеровскую частоту искусственных спутников Земли, то обычно стремятся исключить ее влияние введением двух когерентных частот. Две когерентные частоты позволяют также при некоторых упрощениях определить высотный профиль электронной концентрации ионосферы [7, 14, 15, 16, 17]. Наличие горизонтальных градиентов электронной концентрации сильно затрудняет при этом интерпретацию получаемых экспериментальных данных. Рассмотрим метод исключения влияния ионосферы, основанный на применении когерентных частот. Из выражения (4.2) следует, что изменение доплеровской частоты в общем случае может быть представлено рядом по степеням $1/f^n$

$$\Delta f = \frac{\dot{f}}{c} V_r + \frac{\mu_1}{f} + \frac{\mu_2}{f^2} + \frac{\mu_3}{f^3}. \quad (4.24)$$

Такое представление возможно потому, что коэффициент преломления укр в ионосфере с учетом магнитного поля Земли представим выражением вида

$$n = 1 + \frac{\mu'_1}{f^2} + \frac{\mu'_2}{f^3} + \frac{\mu'_3}{f^4}.$$

В общем случае (4.24) следует рассматривать как формальное разложение величины Δf по обратным степеням частоты.

Так как величина $\Delta f_0 = \dot{f} V_r / c$ является доплеровским изменением частоты в вакууме, то члены $a_1 = \frac{\mu'_1}{f}$, $a_2 = \frac{\mu'_2}{f^2}$, $a_3 = \frac{\mu'_3}{f^3}$ характеризуют первый, второй и третий порядок влияния ионосферы. Существенно, что можно определить отдельно эти члены, применяя четыре когерентные частоты. Рассмотрим относительную роль этих членов на примере работы навигационной спутниковой системы 61151, основываясь на материалах [10]. Эта спутниковая система может передавать когерентные сигналы на частотах 54; 150; 324; 400 Мгц. Доплеровское изменение частоты 54 Мгц согласно (4.24) может быть представлено выражением вида

$$\Delta f_{54} = \Delta f_0 + a_1 + a_2 + a_3. \quad (4.25)$$

Так как зависимость от частоты членов a_i установлена выражением (4.24), то доплеровское изменение частот 150; 324 и 400 Мгц определится соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \Delta f_{150} &= \frac{25}{9} \Delta f_0 + \frac{9}{25} a_1 + \frac{81}{625} a_2 + \frac{729}{15\,625} a_3 \\ \Delta f_{324} &= 6 \Delta f_0 + \frac{1}{6} a_1 + \frac{1}{36} a_2 + \frac{1}{216} a_3 \\ \Delta f_{400} &= \frac{200}{27} \Delta f_0 + \frac{27}{200} a_1 + \frac{729}{40\,000} a_2 + \frac{19\,683}{8\,000\,000} a_3 \end{aligned} \right\}. \quad (4.26)$$

На доплеровскую частоту наиболее сильно влияет член a_1 ; применение двух когерентных частот позволяет его исключить. Если принимаются радиоволны частот 54 и 324 МГц, то на регистраторах можно выделить частоту $F_d = \frac{6\Delta f_{324} - \Delta f_{54}}{35}$. Эта величина может быть получена из (4.25) и (4.26), она равна

$$F_d = \Delta f_0 - \frac{a_2}{42} - \frac{a_3}{36}. \quad (4.27)$$

Соотношение (4.27) иллюстрирует возможности исключения члена a_1 применением двух когерентных частот. Одновременно это выражение указывает на то, что при двух когерентных частотах остается влияние ионосферы на приведенную доплеровскую частоту F (члены a_2 и a_3).

В [10] указаны результаты экспериментального определения членов a_2 и a_3 и ошибка, вносимая этими членами в определение

доплеровского изменения частоты. Члены a_1 , a_2 и a_3 определялись вблизи моментов времени, для которых $dL/dt=0$. Величины a_1 , a_2 и a_3 находились в этой работе точным измерением доплеровских частот четырех когерентных сигналов и решением системы уравнений (4.25) и (4.27). На рис. 4.4 приведена зависимость от времени составляющих a_1 и a_3 доплеровского изменения частоты 54 МГц, излучаемой искусственным спутником Земли [10]. Величина a_2 не нанесена на график, так как она всегда существенно меньше a_1 и a_3 . Графики 2 и 3 получены в апреле 1962 г.

во второй половине дня, когда наблюдались большие горизонтальные градиенты электронной концентрации, что привело к несимметричности кривой и большому значению величин a_1 и a_3 . Кривая 1 иллюстрирует зависимость этих величин от времени в случае, когда не наблюдается заметных градиентов электронной концентрации. В этом случае кривые симметричны, а величины a_1 и a_3 малы. Из рис. 4.4 следует, что на частоте 54 МГц величина a_1 имеет значения от 4 до 20 гц, она описывает основной вклад влияния ионосферы на доплеровскую частоту искусственных спутников Земли.

Влияние величины a_1 может быть полностью исключено применением двух когерентных частот. Величина a_3 на частоте 54 МГц

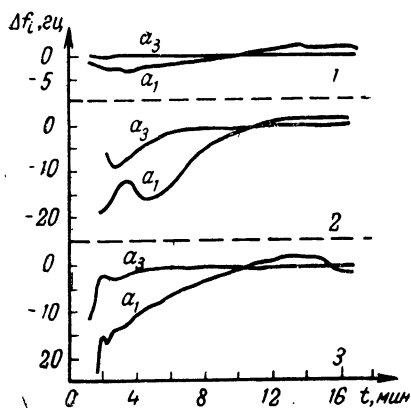


Рис. 4.4

имеет значение $0,5 \div 10$ гц. Так как $a_1 = \frac{v_1}{f}$; $a_3 = \frac{v_2}{f^3}$, то приведенные значения a_1 и a_3 для частоты 54 Мгц легко могут быть пересчитаны для другой частоты.

Литература к главе 4

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Физматгиз, 1960.
2. Tischer F. I., Propagating-Doppler effect in space communications, «Proc. IRE», 1960, v. 48, № 4, 570.
3. Яковлева Г. Д., Яковлев О. И., Рогашкова А. И. Об эффекте Доплера при движении через неоднородности среды. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 3, 416.
4. Hopfield H. S., The effect of tropospheric refraction on the Doppler shift of a satellite signal. Journal of Geophysical Research, 1963, v. 68, № 18, 5157.
5. Милман Г. Влияние атмосферы на распространение метровых и дециметровых радиоволн. «Радиотехника и электроника за рубежом», 1959, № 2, 137.
6. Цедилина Е. Е. Эффект Доплера в магнитоактивной ионосфере. «Геоматнетизм и аэрномия», 1962, т. 2, № 5, 865.
7. Грингауз К. К. Ракетные измерения электронной концентрации в ионосфере с помощью ультракоротковолнового дисперсионного интерферометра. ДАН СССР, 1958, т. 120, № 6, 1234.
8. Митякова Э. Е., Митяков Н. А., Рапопорт В. О. К вопросу об измерении электронной концентрации в ионосфере и межпланетном пространстве. «Радиофизика», 1960, т. 3, № 9, 949.
9. Guier W. H., Weiffenbach G. C., A satellite Doppler navigating system. «Proc. IRE», 1960, v. 48, № 4, 507.
10. Willman I. E. Frequency-Dependent ionospheric shift refraction effects on the Doppler of satellite signal. «Trans. IEEE», Aerosp. and Electr. Syst., 1965, v. 1, № 3, 283.
11. Guier W. H., Ionospheric contributions to the Doppler shift at VHF from near-earth satellites. «Proc. IRE», 1961, v. 49, № 11, 1680.
12. Weisbrod S., Anderson L., Simple methods for computing tropospheric and ionospheric refractive effects on radio waves. «Proc. IRE», 1959, v. 47, № 10, 1770.
13. Kelso I. M. Doppler shifts and Faraday rotation of radio signals in a time-varying inhomogeneous ionosphere. «Journal of Geophysical Research», 1960, v. 65, № 12, 3909.
14. Mass I., Vassy E., Doppler effect in the application to the artificial satellites. Advances in space Science and Technology. 1963, v. 4, № 1.
15. Митяков Н. А., Митякова Э. Е. К методике исследования структуры ионосферы путем наземного приема радиосигналов ИСЗ. «Геоматнетизм и аэрномия», 1963, т. 3, № 5, 858.
16. Митяков Н. А., Митякова Э. Е., Черновицкий В. А. Результаты наблюдений ИСЗ «Космос-1» и «Космос-2» в Крыму. «Геоматнетизм и аэрномия», 1963, т. 3, № 5, 816.
17. Альперт Я. П., Белянский В. Б., Митяков Н. А. О радиоисследованиях структуры ионосферы при помощи ИСЗ «Космос» на когерентных частотах. «Геоматнетизм и аэрномия», 1963, т. 3, № 1, 10.

5.1. Распространение плоской волны в однородной диспергирующей среде. Среда как четырехполосник

Как уже указывалось, зависимость коэффициента преломления от частоты существенно влияет на распространение радиосигналов через диспергирующую среду. Это влияние будет рассмотрено для случая однородной среды в предположении узкополосности сигнала. Последнее предположение означает, что спектральная ширина сигнала $\Delta\omega$ значительно меньше несущей частоты, т. е. что

$$\Delta\omega \ll \omega_0. \quad (5.1)$$

Рассмотрим простейший случай распространения плоских волн. При этом среду можно рассматривать как четырехполосник, на входе которого сигнал представлен интегралом Фурье

$$E(t, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (5.2)$$

где спектр сигнала $E_0(\omega)$ определяется обратным преобразованием Фурье:

$$E_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t, 0) e^{i\omega t} dt. \quad (5.3)$$

При прохождении расстояния z каждая спектральная компонента приобретает вид $E_0(\omega)\exp\left[i\frac{\omega}{c}zn(\omega)\right]$, поэтому в среде сигнал может быть описан интегралом Фурье вида

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) \exp\left\{i\omega\left[\frac{zn(\omega)}{c} - t\right]\right\} d\omega. \quad (5.4)$$

Формула (5.4) показывает, что однородная и прозрачная диспергирующая среда толщиной z ведет себя как четырехполосник с коэффициентом передачи

$$K(\omega) = \exp\left[\frac{i\omega}{c}zn(\omega)\right]. \quad (5.5)$$

Своеобразие этого четырехполюсника заключается в том, что в нем присутствуют только фазовые искажения, а амплитудные — отсутствуют. Последнее утверждение приближенно, так как мы пренебрегли поглощением.

Пусть входной сигнал имеет несущую частоту ω_0 и огибающую $\theta(t)$. Тогда он может быть представлен в виде

$$E(t, 0) = \theta(t) \exp(-i\omega_0 t) \text{ и}$$

$$E_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t) e^{-i\omega_0 t + i\omega t} dt = g(\omega - \omega_0), \quad (5.6)$$

где

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t) e^{i\omega t} dt \quad (5.7)$$

есть спектр огибающей входного сигнала. В итоге

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega - \omega_0) \exp\left\{i\omega \left[\frac{zn(\omega)}{c} - t\right]\right\} d\omega. \quad (5.8)$$

Введем новую переменную $y = \omega - \omega_0$. Равенство (5.8) примет вид

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} g(y) \exp\left\{i(\omega_0 + y) \left[\frac{zn(\omega_0 + y)}{c} - t\right]\right\} dy. \quad (5.9)$$

Условие узкополосности сигнала означает, что функция $g(y)$ существенно отлична от нуля в интервале частот

$$-\frac{\Delta\omega}{2} \leq y \leq \frac{\Delta\omega}{2}. \quad (5.10)$$

Вне этого интервала спектр огибающей быстро спадает до нуля. Поэтому существенной областью интегрирования в (5.8) будет область порядка $\Delta\omega$. На основании неравенства (5.1) можно заключить, что в пределах этой области интегрирования коэффициент преломления изменяется мало и разумно произвести разложение

$$n(\omega_0 + y) = n(\omega_0) + n'(\omega_0)y + \frac{1}{2}n''(\omega_0)y^2 + \dots$$

Тогда, сохранив степени y не выше второй, получим

$$E(t, z) = \exp \left\{ i \omega_0 \left[\frac{zn(\omega_0)}{c} - t \right] \right\} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) \times \\ \times \exp \left\{ -i yt + \frac{iz}{c} [y \varphi_1(\omega_0) + y^2 \varphi_2(\omega_0)] \right\} dy. \quad (5.11)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1(\omega_0) &= n(\omega_0) + \omega_0 n'(\omega_0) = \frac{d}{d\omega} [\omega n(\omega)]_{\omega=\omega_0} \\ \varphi_2(\omega_0) &= n'(\omega_0) + \frac{\omega_0 n'(\omega_0)}{2} = \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\omega^2} [\omega n(\omega)]_{\omega=\omega_0} \end{aligned} \right\}. \quad (5.12)$$

Рассмотрим сначала случай недиспергирующей среды. Это означает, что $n(\omega) = \text{const}$ и $\varphi_1(\omega_0) = n$, а $\varphi_2 = 0$. Выражение для напряженности поля

$$E(t, z) = \exp \left\{ i \omega_0 \left[\frac{nz}{c} - t \right] \right\} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) \exp \left\{ i y \left(\frac{nz}{c} - t \right) \right\} dy \quad (5.13)$$

или

$$E(t, z) = \theta \left(t - \frac{nz}{c} \right) \exp \left[i \omega_0 \left(\frac{nz}{c} - t \right) \right]. \quad (5.14)$$

Полученный результат означает, что в отсутствие дисперсии огибающая сигнала распространяется без искажений с фазовой скоростью

$$c_\Phi = \frac{c}{n}. \quad (5.15)$$

Рассмотрим случай прозрачной слабо диспергирующей среды, пренебрежем в (5.11) членом с y^2 . Это может быть реализовано в тех случаях, когда

$$\frac{(\Delta \omega)^2 z}{c} \varphi_2(\omega_0) \ll 2\pi. \quad (5.16)$$

Для этого должны быть или необходимая узкополосность сигнала, или малый пробег расстояния, или, наконец, слабая зависимость коэффициента преломления от частоты в пределах спектральной ширины сигнала.

При принятых условиях получим формулу, аналогичную ф-ле (5.14), в которой в выражении для огибающей вместо n будет стоять $\varphi_1(\omega_0)$. Это означает, что при учете дисперсии в первом приближении огибающая сигнала распространяется без искажений, но не с фазовой, а с групповой скоростью

$$c_\Gamma = \frac{c}{\varphi_1(\omega_0)} = \frac{c}{\frac{d}{d\omega} [\omega n(\omega)]_{\omega=\omega_0}}. \quad (5.17)$$

Для недиспергирующих сред $n(\omega) = \text{const}$ фазовая и групповая скорости совпадают. Подчеркнем, что понятие групповой скорости справедливо только для сигналов малой спектральной ширины. Это следует хотя бы из того, что при определении этого понятия существенно применение неравенства (5.1).

Учет квадратичных по y членов в (5.11) даст характер возникающих из-за дисперсии искажений сигналов. При этом отбросим в (5.11) экспоненту перед интегралом и будем рассматривать только поведение огибающей

$$Q(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} g(y) \exp \left\{ -i y t + \frac{i z}{c} [y \varphi_1(\omega_0) + y^2 \varphi_2(\omega_0)] \right\} dy. \quad (5.18)$$

Заменим $g(y)$ через огибающую по ф-ле (5.7). Получим

$$Q(t, z) = \frac{e^{i\pi/4}}{2 \sqrt{\frac{\pi z \varphi_2(\omega_0)}{c}}} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t') \exp \left\{ -\frac{i \left[t' - t + \frac{z}{c} \varphi_1(\omega_0) \right]^2}{4 \frac{z}{c} \varphi_2(\omega_0)} \right\} dt'.$$

Введем новую переменную интегрирования $t' = t - \frac{z}{c} \varphi_1(\omega_0) + \tau_0 x$, где

$$\tau_0 = \sqrt{2\pi \frac{z}{c} |\varphi_2(\omega_0)|}; \quad (5.19)$$

здесь взято $|\varphi_2|$, так как φ_2 может быть отрицательной величиной. В итоге получим следующее представление огибающей сигнала на выходе через огибающую сигнала на входе

$$Q(t, z) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \theta \left(t - \frac{z}{c} + \tau_0 x \right) e^{-\frac{i\pi x^2}{2}} dx; \quad (5.20)$$

здесь заменено c/φ_1 через c_r . Выражения (5.18) и (5.20) являются двумя различными представлениями огибающей на выходе: через спектр огибающей и через огибающую на входе. В следующих параграфах возникающие дисперсионные искажения будут проиллюстрированы на простых примерах.

5.2. Искажение импульсных сигналов

Прежде всего, рассмотрим случай, когда огибающая сигнала — ступенчатая функция

$$\theta(t) = \begin{cases} \theta_0 & \text{при } t \geq 0 \\ 0 & \text{при } t < 0. \end{cases} \quad (5.21)$$

Форма огибающей такого сигнала показана на рис. 5.1. В этом случае для расчета огибающей выходного сигнала удобно воспользоваться ф-лой (5.20), из которой следует, что

$$Q(t, z) = \frac{\theta_0 e^{i \frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \int_{-u}^{\infty} e^{-i \frac{\pi}{2} x^2} dx, \quad (5.22)$$

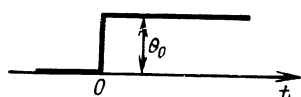


Рис. 5.1

где

$$u = \frac{t - \frac{z}{c_r}}{\tau_0}.$$

Последний интеграл выражается через интегралы Френеля [8, 3]

$$C(u) = \int_0^u \cos\left(\frac{\pi}{2} x^2\right) dx, \quad S(u) = \int_0^u \sin\left(\frac{\pi}{2} x^2\right) dx. \quad (5.23)$$

В итоге

$$Q(t, z) = \frac{\theta_0 e^{i \frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\frac{1}{2} + C(u) \right] - i \left[\frac{1}{2} + S(u) \right] \right\}. \quad (5.24)$$

На рис. 5.2 построен график отношения

$$\frac{Q(t, z)}{\theta_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left[\frac{1}{2} + C(u) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + S(u) \right]^2} \quad (5.25)$$

в функции от параметра u . Этот график показывает форму переднего фронта импульса в виде ступеньки, прошедшего диспергирующую среду. Из графика видно, что из-за дисперсии фронт импульса искажается: вместо резкого скачка идет пологое нарастание; на вершине импульса возникают осцилляции, постепенно затухающие по мере удаления от фронта. В слабо диспергирующей среде ($\tau_0=0$) фронт импульса при $t=z/c_r$ скачком нарастает от 0 до 1. В рассматриваемом случае в указанный момент времени импульс достигает лишь половинного значения своей амплитуды. Можно утверждать, что имеется некоторое запаздывание в появлении фронта импульса. Последнее условно характеризуется величиной τ_0 , определяемой ф-лами (5.19) и (5.12). Назовем эту величину временем установления сигнала. Из рис. 5.2 видно, что нарастание фронта импульса происходит раньше, нежели это следует из представлений о распространении

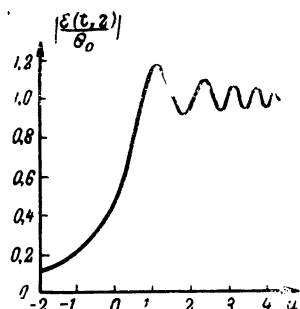


Рис. 5.2

Итак, фронт импульса в диспергирующей среде характеризуется временем установления сигнала τ_0 , определяемым ф-лами (5.19) и (5.12). Назовем эту величину временем установления сигнала. Из рис. 5.2 видно, что нарастание фронта импульса происходит раньше, нежели это следует из представлений о распространении

сигнала с групповой скоростью. На этом же рисунке заметно, что нарастание начинается при $t = -\infty$, но это, конечно, не имеет смысла. Причина этого парадокса — в приближенном характере вычислений. Более строгое рассмотрение в изложении [9—11] показывает, что на выходе диспергирующей среды сигнал имеет более сложную структуру, чем это предполагалось выше. Сначала сигнал проявляется в виде «предвестников», которые распространяются со скоростью c . Однако они несут малую энергию. Вслед за «предвестниками», двигаясь с групповой скоростью, появляется импульс рассмотренного выше вида. Он несет основную энергию сигнала.

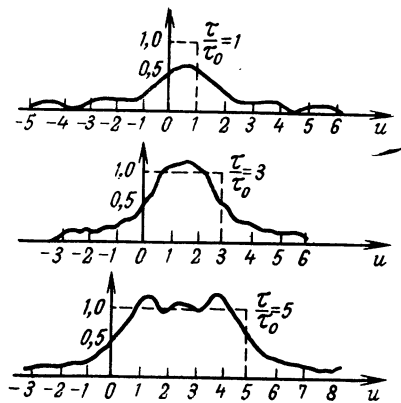


Рис. 5.3

Рассмотрим теперь искажения сигнала, представляющего собой прямоугольный импульс,

$$\theta(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \quad t > \tau, \\ \theta_0 & \text{при } 0 \leq t \leq \tau. \end{cases} \quad (5.26)$$

В этом случае абсолютное значение огибающей примет вид

$$|Q(t, z)| = \frac{\theta_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\left[C(u) - C\left(u - \frac{\tau}{\tau_0}\right) \right]^2 + \left[S(u) - S\left(u - \frac{\tau}{\tau_0}\right) \right]^2} \quad (5.27)$$

Вид огибающей импульса в функции от параметра u существенно зависит от соотношения между длительностью импульса τ и временем установления τ_0 (рис. 5.3), где по оси ординат отложено $\frac{Q(t, z)}{\theta_0}$. Из рисунка следует, что при $\tau/\tau_0 < 1$ импульс сильно искажается. Если $\tau < \tau_0$, то импульс не успевает нарасти, как начинается спад. В итоге импульс расплывается и его форма существенно искажается. Естественно, что это обстоятельство ограничивает длительность импульсов. Условимся считать, что импульсы длительностью $\tau \geq \tau_0$ не искажаются, а импульсы длительностью $\tau < \tau_0$ испытывают дисперсионные искажения. Так как спектральная ширина импульса связана с его длительностью соотношением

$$\Delta f \approx \frac{1}{\tau}, \quad (5.28)$$

то установленные соотношения позволяют сделать более общий вывод: сигналы спектральной ширины $\Delta f < \frac{1}{\tau_0}$ в диспергирующей среде распространяются без существенных искажений; это также подтверждается и неравенством (5.16).

5.3. Гармоническая огибающая. Полоса передачи и нелинейные искажения

Рассмотрим случай, когда модулирующий сигнал представляет собой гармоническое колебание вида

$$\theta(t) = \theta_0(1 + m \cos \Omega_0 t), \quad (5.29)$$

где m — глубина модуляции, а Ω_0 — круговая частота модуляции. С учетом несущей общее высокочастотное колебание амплитудномодулированного сигнала представляет собой три гармонических составляющих: несущую и разнесенные относительно нее на $\pm \Omega_0$ боковые колебания (рис. 5.4). Поэтому общая спектральная ширина такого сигнала равна

$$\Delta f = \frac{\Omega_0}{\pi}. \quad (5.30)$$

Подставляя (5.29) в (5.20), будем иметь для огибающей на выходе следующее выражение:

$$Q(t, z) = \theta_0 \left\{ 1 + m \exp \left[\frac{i \Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right] \cos \left[\Omega_0 \left(t - \frac{z}{c_r} \right) \right] \right\}. \quad (5.31)$$

Если высокочастотное колебание с подобной огибающей подать на амплитудный детектор, то на выходе детектора возникает колебание, соответствующее модулю выражения (5.31), т. е.

$$|Q(t, z)| = \theta_0 \sqrt{1 + 2m \cos \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right) \cos \left[\Omega_0 \left(t - \frac{z}{c_r} \right) \right] + m^2 \cos^2 \left[\Omega_0 \left(t - \frac{z}{c_r} \right) \right]}. \quad (5.32)$$

Наиболее характерно в полученном выражении то, что протектированная огибающая уже не чисто гармоническое колебание: за счет дисперсии появляются высшие гармоники частоты огибающей. Этот результат весьма своеобразен, так как рассматриваемая диспергирующая среда предполагается «линейной». Тем не менее из-за дисперсии возникли нелинейные искажения, что на первый взгляд несколько неожиданно. Однако подчеркнем, что эти нелинейные искажения возникли в спектре огибающей, а не в спектре несущей, как это было бы при распространении волн через «нелинейную» среду. Причина возникших искажений —

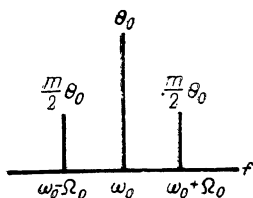


Рис. 5.4

своеобразные фазовые сдвиги боковых относительно несущей, из-за чего на выходе диспергирующей среды спектральные компоненты сигнала складываются в иных, по сравнению со входом, фазовых соотношениях.

Для того чтобы количественно оценить величину нелинейных искажений, следовало бы выражение (5.32) разложить в ряд Фурье и сравнить амплитуды постоянной составляющей (которая пропорциональна амплитуде несущей) первой и высших гармоник. Однако в общем виде результат сложен, и мы применим приближенный метод, воспользовавшись тем, что обычно $m < 1$. Практически весьма часто достаточно точным является разложение (5.32) в ряд Тейлора с точностью до квадратичных членов по m . Результат разложения таков:

$$|Q(t, z)| = \theta_0 \left[1 + \frac{m^2}{4} \sin^2 \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right) + m \cos \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right) \cos \Omega_0 t + \frac{m^2}{4} \sin^2 \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right) \cos 2\Omega_0 t - \dots \right]. \quad (5.33)$$

В нашем приближении увеличилась постоянная составляющая (добавился член $\frac{m^2}{4} \sin^2 \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)$), уменьшилась амплитуда основной гармоники (вместо $\theta_0 m$ теперь $\theta_0 m \cos \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)$) и появилась вторая гармоника (с амплитудой $\theta_0 \frac{m^2}{4} \sin^2 \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)$).

Изменение постоянной составляющей и амплитуды первой гармоники означает, что изменилась глубина модуляции. Если на входе дисперсионной среды глубина модуляции равнялась m , то на выходе она равна

$$m' = \frac{m \cos \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)}{1 + \frac{m^2}{4} \sin^2 \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)} \approx m \cos \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right), \quad (5.34)$$

так как $m^2/4 \ll 1$. Охарактеризуем дисперсионное изменение глубины модуляции коэффициентом

$$K_m = \frac{m}{m'} = \cos \left(\frac{\pi}{2} \Delta f^2 \tau_0^2 \right). \quad (5.35)$$

Здесь Ω_0 заменено по ф-ле (5.30). График этой величины в функции $\Delta f \tau_0$ изображен на рис. 5.5, где дана зависимость коэффициента дисперсионного изменения глубины модуляции от спектральной ширины сигнала. Величина K_m характеризует спадание энергии боковых частот в процессе дисперсионных искажений. В частности, при $\Delta f \tau_0 = 1$ величина $K_m = 0$, что означает полное пропадание пер-

вой гармонике огибающей, т. е. «полное искажение» сигнала. Из-за периодичности косинуса может показаться, что можно выбрать такую полосу частот (например, $\Delta f^2 \tau_0^2 = 2$), что искажений не будет. Однако это справедливо для простого сигнала, у которого имеются лишь две боковые частоты. Реальный сигнал имеет сложный спектр, и поэтому при постоянстве энергии каких-либо боковых частот энергия других боковых частот из-за дисперсии будет уменьшаться, а сигнал — испытывать дисперсионные искажения.

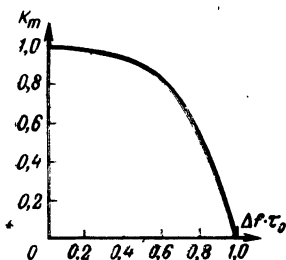


Рис. 5.5

Для того чтобы анализ, проведенный для простого сигнала, распространить в какой-то мере для сложных сигналов, положим, что величина Δf является спектральным расстоянием между крайними бо-

ковыми частотами (т. е. фактически является спектральной шириной сигнала). Тогда разумно предположить, что из-за дисперсии наибольшие изменения испытывают эти крайние боковые составляющие при ограничении такой полосой частот, где $\Delta f \tau_0 < 1$. При этих условиях можно считать, что ф-ла (5.35) приближенно применима для любых сигналов, а не только для столь простого сигнала, у которого огибающая представляет собой гармоническое колебание. В таком приближении можно говорить о полосе частот сигналов с малыми дисперсионными искажениями. На границе этой полосы энергия боковых частот спадает вдвое, т. е. $K_m = 1/\sqrt{2}$. Последнее условие приводит к уравнению

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} \Delta f^2 \tau_0^2\right) = 1/\sqrt{2}, \quad (5.36)$$

откуда

$$\Delta f_0 = \frac{1}{\sqrt{2} \tau_0} = \frac{0,71}{\tau_0}, \quad (5.37)$$

где граничной полосе приписан индекс 0.

Равенство (5.37) позволяет приближенно рассчитывать допустимую полосу частот сигналов, которые могут быть переданы через диспергирующую среду без существенных искажений. Практическое приложение этой формулы к конкретным средам будет проиллюстрировано в следующих параграфах.

Выше говорилось, что дисперсия приводит к своеобразным нелинейным искажениям. Они проявляются появлением высших частот в спектре огибающей. Если исходить из приближения, даваемого ф-лой (5.33), то количественно нелинейные искажения могут быть охарактеризованы коэффициентом нелинейных искажений, представляющим отношение амплитуд второй и первой гармоник сигнала.

Итак

$$S = \frac{m}{4} \frac{\sin^2 \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)}{\cos \left(\frac{\Omega_0^2 \tau_0^2}{2\pi} \right)} = \frac{m}{4} \sin \left(\frac{\pi}{2} \Delta f^2 \tau_0^2 \right) \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \Delta f^2 \tau_0^2 \right). \quad (5.38)$$

Естественно, что нелинейные искажения растут с увеличением полосы частот сигнала. Это иллюстрируется табл. 5.1, где для различных значений глубины модуляции даны зависимости коэффициента нелинейных искажений в функции от $\Delta f \tau_0$.

ТАБЛИЦА 5.1

Зависимость коэффициента нелинейных искажений от $\Delta f \tau_0$

$\Delta f \tau_0$	Величина коэффициента искажений при m				
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0,0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
0,1	$1,23 \cdot 10^{-5}$	$2,46 \cdot 10^{-5}$	$3,70 \cdot 10^{-5}$	$4,94 \cdot 10^{-5}$	$6,15 \cdot 10^{-5}$
0,2	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$3,94 \cdot 10^{-4}$	$5,91 \cdot 10^{-4}$	$7,84 \cdot 10^{-4}$	$9,80 \cdot 10^{-4}$
0,3	0,00100	0,00200	0,00300	0,00400	0,00500
0,4	0,00316	0,00635	0,00954	0,0127	0,0159
0,5	0,00795	0,0159	0,0238	0,0318	0,0398
0,6	0,0169	0,339	0,0509	0,0678	0,0848
0,7	0,0338	0,0675	0,101	0,135	0,169
0,8	0,0665	0,133	0,195	0,266	0,333
0,9	0,155	0,311	0,467	0,622	0,779
1,0	∞	∞	∞	∞	∞

Если передается максимальная полоса частот, определяемая равенством (5.37), то соответствующее ей значение коэффициента нелинейных искажений S_{\max} дается формулой:

$$S_{\max} = \frac{m^{\frac{2}{3}}}{4 \sqrt{2}} = 0,176 m. \quad (5.39)$$

В частности, например, если $m=0,3$, то $S_{\max}=0,054$. Формула (5.39) показывает, что в пределах максимальной полосы частот [ф-ла (5.37)] нелинейные искажения из-за дисперсии сравнительно малы.

Полученные формулы, строго говоря, применимы только для простого сигнала. Однако можно надеяться, что результаты для сложного и простого сигналов количественно различаться будут мало. Поэтому выведенные в этом параграфе формулы можно рассматривать как приближенно годные для любых видов сигналов. Естественно, что в зависимости от конкретных условий (вида информации и способа передачи, точности работы радиосредств и т. п.) они нуждаются в уточнении.

5.4. Дисперсионные искажения сигналов с ограниченным спектром

В предыдущих параграфах, по существу, рассматривались дисперсионные искажения сигналов частного вида, хотя это позволило сделать ряд выводов общего характера.

В настоящем параграфе рассмотрим дисперсионные искажения в общем виде. При этом воспользуемся тем, что реальный сигнал должен иметь ограниченную полосу частот Δf . Тогда на основании теоремы Котельникова [12] огибающую такого сигнала можно представить в виде ряда

$$\theta(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right) \sin c(\Delta f t - n), \quad (5.40)$$

где функция

$$\sin c(\Delta f t) = \frac{\sin(\pi \Delta f t)}{\pi \Delta f t}. \quad (5.41)$$

Из (5.40) вытекает важное следствие: любой сигнал с ограниченным спектром представляется совокупностью сигналов $\sin(\Delta f t - n)$, которые назовем интерполирующими. Это означает, что о характере дисперсионных искажений подобного сигнала можно судить (в какой-то мере) по характеру дисперсионных искажений сигналов вида (5.41). Функция $\sin c(\Delta f t)$ обладает тем свойством, что ее спектр $g(\Omega)$ равномерен в полосе Δf . График спектра интерполирующей функции изображен на рис. 5.6. В аналитическом виде его можно записать в виде

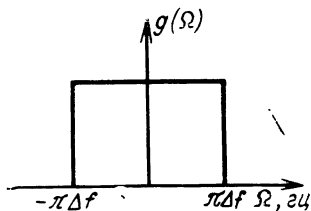


Рис. 5.6

$$g(\Omega) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi\Delta f} & \text{при } |\Omega| < \frac{\Delta f}{2}, \\ 0 & \text{при } |\Omega| > \frac{\Delta f}{2}, \end{cases} \quad (5.42)$$

где $F = \Omega/2\pi$. Степень подобия между выходными и входными сигналами будем оценивать коэффициентом корреляции, как это делается в теории случайных процессов [14]. Для этого перепишем ф-лу (5.18) в виде

$$Q(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) \exp\left\{-i\Omega\left(t - \frac{z}{c_r}\right) + i\frac{\Omega^2\tau_0^2}{2\pi}\right\} d\Omega. \quad (5.43)$$

Если отбросить член с Ω^2 , получим неискаженный сигнал, который пришел в точку приема с групповой скоростью. Это будет

$$\hat{Q}(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) \exp\left\{-i\Omega\left(t - \frac{z}{c_r}\right)\right\} d\Omega. \quad (5.44)$$

Неискаженный сигнал отметим значком « \wedge ». Тогда коэффициент корреляции можно определить следующим образом:

$$\rho = \frac{\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} Q(t, z) \hat{Q}^*(t, z) dt}{\sqrt{\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |Q(t, z)|^2 dt \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{Q}(t, z)|^2 dt}}. \quad (5.45)$$

Значок * означает комплексно сопряженную функцию. Произведя необходимые вычисления, на основании (5.43) и (5.44) будем иметь

$$\rho = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |g(\Omega)|^2 \cos\left(\frac{\Omega^2 \tau_0^2}{2\pi}\right) d\Omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |g(\Omega)|^2 d\Omega}. \quad (5.46)$$

Вычислим коэффициент корреляции для случая, когда на вход диспергирующей среды подается функция $\sin c(\Delta f t)$. В этом случае нужно воспользоваться ф-лой (5.42), что дает

$$\rho = \frac{1}{2\pi\Delta f} \int_{-\pi\Delta f}^{\pi\Delta f} \cos\left(\frac{\Omega^2 \tau_0^2}{2\pi}\right) d\Omega = \frac{1}{\pi\Delta f} \int_0^{\pi\Delta f} \cos\left(\frac{\Omega^2 \tau_0^2}{2\pi}\right) d\Omega.$$

Сделав замену $\Omega = \frac{\pi\xi}{\tau_0}$, получим

$$\rho = \frac{1}{\Delta f \tau_0} \int_0^{\Delta f \tau_0} \cos\left(\frac{\pi}{2} \xi^2\right) d\xi = \frac{C(\Delta f \tau_0)}{\Delta f \tau_0}. \quad (5.47)$$

Зависимость коэффициента корреляции от полосы изображена на графике рис. 5.7. Из этого графика следует, что с ростом полосы коэффициент корреляции между входными и выходными сигналами падает, так как с ростом полосы увеличиваются дисперсионные искажения. В частности, если граничную полосу определить соотношением (5.37), то в пределах этой полосы $\rho > 0,94$.

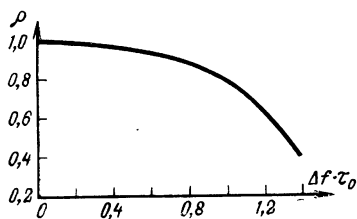


Рис. 5.7

Проведенный анализ относится лишь к искажению интерполирующихся сигналов $\sin c(\Delta f t)$, а не к сигналу в целом. Вообще говоря, не очевидно, что малые искажения интерполирующихся сигналов дадут малые искажения сигнала в целом. Однако оказывается, что для сигналов с ограниченной полосой дисперсионные искажения будут того же порядка, что и для интерполирующихся сигналов.

Дальнейшие рассуждения основываются на том, что сигналы можно рассматривать как случайные процессы. Так как полоса их ограничена и равна Δf , то время корреляции сигналов имеет порядок $\tau_{\text{корр}} \sim 1/\Delta f$. Это означает, что в ф-ле (5.40) два соседних отсчета сигнала $\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)$ и, например, $\theta\left(\frac{n+1}{\Delta f}\right)$ статистически независимы (коэффициент корреляции равен нулю). Это свойство сигналов можно выразить формулой (вообще говоря, приближенной)

$$\overline{\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)\theta^*\left(\frac{m}{\Delta f}\right)} = \left|\overline{\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)}\right|^2 \delta_{nm}, \quad (5.48)$$

где черта сверху означает статистическое усреднение, а

$$\delta_{nm} = \begin{cases} 1 & \text{при } n = m, \\ 0 & \text{при } n \neq m. \end{cases} \quad (5.49)$$

Представим сигнал на выходе диспергирующей среды в виде

$$\theta(t, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right) Q_n(t, z), \quad (5.50)$$

где $Q_n(t, z)$ — интерполирующий сигнал на выходе диспергирующей среды [на входе он был $\sin c(\Delta f t - n)$]. Неискаженный сигнал на выходе диспергирующей среды представим как

$$\theta\left(t - \frac{z}{c_r}\right) = \hat{\theta}(t, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right) \hat{Q}_n(t, z), \quad (5.51)$$

где $Q_n(t, z)$ — неискаженный интерполирующий сигнал на выходе диспергирующей среды. Он, очевидно, определяется соотношением

$$\hat{Q}_n(t, z) = \sin c \left[\Delta f \left(t - \frac{z}{c_r} \right) - n \right], \quad (5.52)$$

т. е. равен исходному интерполирующему сигналу, пришедшему без искажения в точку приема с групповой скоростью.

Для установления степени подобия между входным и выходным сигналами необходимо определить величину коэффициента корреляции между сигналами, определяемыми ф-лами (5.50) и (5.51). Для этого вычислим интеграл

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t, z) \hat{\theta}^*(t, z) dt = \\ & = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right) \theta^*\left(\frac{m}{\Delta f}\right) \int_{-\infty}^{\infty} Q_n(t, z) \hat{Q}_m^*(t, z) dt. \end{aligned} \quad (5.53)$$

Так как сигнал — случайный процесс, то нужно провести статистическое усреднение. При этом на основании (5.48) в правой части (5.53) останется суммирование по одному индексу, т. е. будет

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\theta(t, z) \hat{\theta}^*(t, z)} dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| \overline{\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)} \right|^2 \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} Q_n(t, z) \hat{Q}_n^*(t, z) dt.$$

Так как

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} Q_n(t, z) \hat{Q}_n^*(t, z) dt = \frac{\rho}{2\Delta f},$$

то

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\theta(t, z) \hat{\theta}^*(t, z)} dt = \frac{\rho}{2\Delta f} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| \overline{\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)} \right|^2. \quad (5.54)$$

Вычислим теперь энергию сигнала P_c , т. е. интеграл

$$P_c = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\theta(t, z) \hat{\theta}^*(t, z)} dt = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| \overline{\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)} \right|^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{Q}_n(t, z)|^2 dt.$$

Легко показать, что

$$P_c = \frac{1}{2\Delta f} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| \overline{\theta\left(\frac{n}{\Delta f}\right)} \right|^2. \quad (5.55)$$

В итоге получим, что коэффициент корреляции между входным и выходным сигналом есть

$$\rho_c = \frac{\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t, z) \hat{\theta}^*(t, z) dt}{P_c} = \rho. \quad (5.56)$$

Совпадение двух коэффициентов корреляции означает, что в среднем общий сигнал испытывает приблизительно такие же искажения (оцениваемые величиной коэффициента корреляции), как и частные интерполирующие сигналы. Подчеркнем, что это совпадение приближенное, так как основано на приближенной ф-ле (5.48). Однако это приближение можно считать достаточным для различных оценок и при этом пользоваться ф-лой (5.45), которая в некотором смысле имеет универсальный характер.

5.5. Случай слоисто-неоднородных сред

Все предыдущее рассмотрение относилось к условиям, когда радиоволны распространяются в однородной среде, свойства которой не зависят от координат. Однако атмосфера Земли представляет собой неоднородную среду. В настоящем параграфе распространим предыдущее рассмотрение на случай неоднородных сред. Уже отмечалось, что при прохождении участка однородной среды толщиной z гармонический сигнал приобретает дополнительную фазу

$$\psi(\omega, z) = \frac{\omega}{c} n(\omega) z. \quad (5.57)$$

Если среда неоднородная, но на длине волны меняется мало, то можно считать, что при прохождении достаточно малого участка среды Δz волна приобретает дополнительную фазу

$$\Delta \Psi = \frac{\omega}{c} n(\omega, z) \Delta z. \quad (5.58)$$

Тогда полный набег фазы будет определяться интегралом

$$\Psi(\omega, H) = \frac{\omega}{c} \int_0^H n(\omega, z) dz, \quad (5.59)$$

где H — геометрическое расстояние от передатчика до приемника. Полученная формула соответствует приближению геометрической оптики. Для наших целей она достаточно точна, однако при практических расчетах следует иметь в виду, что в слоистых средах

луч может распространяться наклонно по отношению к слоям. В этом случае следовало бы положить

$$\Psi(\omega, z) = \frac{\omega}{c} \int_0^H n(\omega, z) dl, \quad (5.60)$$

где dl — элемент пути вдоль луча. Если пренебречь искривлением луча из-за рефракции, что можно делать для не слишком больших зенитных углов, то $dl = \sec \alpha dz$, где α — зенитный угол и

$$\Psi(\omega, z) = \frac{\omega \sec \alpha}{c} \int_0^H n(\omega, z) dz. \quad (5.61)$$

Сигнал на выходе диспергирующей слоисто-неоднородной среды, в отличие от ф-лы (5.4), будет иметь вид

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) \exp \left\{ i \omega \left[\frac{\sec \alpha}{c} \int_0^H n(\omega, z) dz - t \right] \right\} d\omega. \quad (5.62)$$

Групповая скорость теперь будет функцией высоты z

$$c_r = \frac{c}{\Phi_1(\omega_0, z)} = \frac{c}{\frac{d}{d\omega} [\omega n(\omega, z)]_{\omega=\omega_0}}, \quad (5.63)$$

а выражение для времени установления

$$\begin{aligned} \tau_0(\omega_0, z) &= \sqrt{\frac{2\pi \sec \alpha}{c} \int_0^H |\Phi_2(\omega_0, z)| dz} = \\ &= \sqrt{\frac{\pi \sec \alpha}{c} \int_0^H \left| \frac{d^2}{d\omega^2} [\omega n(\omega, z)] \right|_{\omega=\omega_0} dz}. \end{aligned} \quad (5.64)$$

Изменяется формула и для огибающей. В рассматриваемом случае

$$\begin{aligned} Q(t, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) \exp \left\{ -i \Omega \left[t - \sec \alpha \int_0^H \frac{dz}{c_r(\omega_0 z)} \right] + \frac{i \Omega^2 \tau_0^2(\omega_0 z)}{2\pi} \right\} d\Omega = \\ &= \frac{e^{i \frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \theta \left[t - \int_0^H \frac{\sec \alpha dz}{c_r(\omega_0, z)} + \tau_0(\omega_0 z) \xi \right] e^{-i \frac{\pi \xi^2}{2}} d\xi. \end{aligned} \quad (5.65)$$

Величина

$$t_r = \sec \alpha \int_0^H \frac{dz}{c_r(\omega_0, z)} \quad (5.66)$$

— групповое время прихода, т. е. время, в течение которого сигнал пробегает путь с групповой скоростью.

5.6. Дисперсионные искажения в ионосфере Земли

В предыдущих параграфах установлено, что основной характеристикой, определяющей величину дисперсионных искажений сигналов, является время установления τ_0 . Последнее определяется частотной зависимостью коэффициента преломления и его изменениями вдоль пути. В настоящем параграфе рассчитаем величину времени установления для случая земной ионосферы. Согласно (1.5), где коэффициенты переведены в численные значения, приближенно

$$n(\omega) = 1 - \frac{2\pi e^2 N(z)}{m \omega^2}$$

и, очевидно,

$$\frac{d^2}{d\omega^2} [\omega n(\omega, z)] \approx -\frac{\omega_p^2}{\omega^3} \approx -\frac{4\pi e^2 N(z)}{m \omega^3}.$$

Если этот результат подставить в (5.64), то получим

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{e^2 \sec \alpha}{2\pi m c f^3} \int_0^H N(z) dz} \quad (5.67)$$

или после подстановки численных значений

$$\tau_0 = 3,63 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\sec \alpha}{f^3} \int_0^H N(z) dz}, \quad (5.68)$$

где N выражено в $см^{-3}$, а f — в $гц$. При выводе (5.67) и (5.68) мы заменили ω на f по формуле $\omega = 2\pi f$ и опустили индекс 0, подчеркивающий, что частота относится к несущей. Из (5.68) следует, что время установления для случая ионосферы зависит от интегральной электронной концентрации и сравнительно быстро уменьшается с увеличением частоты.

Оценим дисперсионные искажения, вносимые ионосферой, когда космический корабль находится выше ионосферы. В этом случае для интегральной электронной концентрации можно принять среднюю оценку (см. главу 1)

$$I_t = \int_0^H N(z) dz = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}. \quad (5.69)$$

Тогда средняя величина времени установления может быть оценена по формуле

$$\tau_0 = 2.0 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{\sec \alpha}{f^3}} \quad (5.70)$$

и в соответствии с ф-лой (5.37) среднюю максимально возможную полосу частот передачи можно рассчитать по формуле

$$\Delta f_0 = 3,56 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{f^3}{\sec \alpha}} = 3,56 \cdot 10^{-6} \sqrt{f^3 \cos \alpha}. \quad (5.71)$$

Результаты расчета зависимости максимальной полосы передачи через ионосферу от частоты несущей для разных зенитных углов приведены на рис. 5.8 (1 — для 0° , 2 — для 45° , 3 — для 80°). Из рисунка следует, что ионосфера в известной степени ограничивает возможную полосу передаваемых частот: например, при частоте $f=100$ МГц максимальная полоса передачи составляет всего лишь несколько мегагерц.

Приведенные численные оценки относятся к средним значениям. В реальных случаях может иметь место существенное количественное отличие, так как ионосфера чрезвычайно изменчива. Так, значение интегральной электронной концентрации ионосферы может отличаться от среднего в несколько раз. В соответствии с этим максимальная полоса пропускания ионосферы может отличаться от приведенных на рис. 5.8 значений.

Формула (5.71) основана на рассмотрении дисперсионных искажений сигнала очень простой формы (гармоническая амплитудная модуляция). В п. 5.4 мы убедились, что результаты такого рассмотрения носят весьма общий характер. Однако остаются довольно неясными общие критерии, на основании которых можно судить о степени дисперсионных искажений. Сформулировать эти критерии в общем виде весьма трудно, так как они должны определяться видом передаваемой по каналу связи информации, типом модуляции, требованиями к точности регистрации передаваемой информации и т. п. Поэтому в каждом конкретном случае могут быть свои конкретные критерии. Пример такого конкретного рассмотрения можно найти в [17].

В [18] критерий малости дисперсионных искажений формулируется на основе неравенства

$$\Delta f \Delta \tau \ll 1,$$

где $\Delta \tau$ — разность групповых времен прихода для частот на краях 3—455

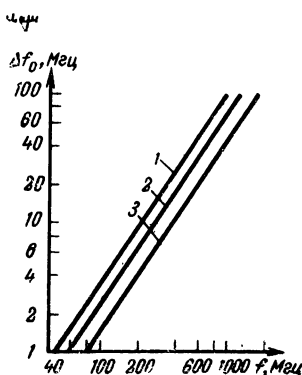


Рис. 5.8

спектральной ширины сигнала. В наших обозначениях это неравенство приводит к требованию

$$4\pi(\Delta f \tau_0)^2 \ll 1,$$

которое несколько более жестко, чем требование $\Delta f \tau_0 \leq 0,71$, вытекающее из (5.37). С другой стороны, в [19] на основе энергетических соображений, во многом аналогичных нашим, устанавливается, что дисперсионные искажения малы при условии

$$\frac{\pi}{2}(\Delta f \tau_0)^2 \leq 0,5,$$

что фактически совпадает с (5.37).

Приведенные примеры показывают условность сформулированных критериев и их зависимость от конкретных требований. Поэтому приведенные количественные результаты следует рассматривать как оценки, требующие в ряде конкретных случаев уточнений.

При рассмотрении вопроса о дисперсионных искажениях мы остановились только на случае распространения сигналов в ионосфере и не говорили о возможности дисперсионных искажений в тропосфере.

В тропосфере в полосе поглощения коэффициент преломления существенно зависит от частоты. Однако в этой области среду нельзя считать прозрачной и диэлектрическая проницаемость является комплексной. В соответствии с этим требуют уточнений предыдущие расчеты: в частности, понятие групповой скорости [11], время установления и т. п. Мы не будем рассматривать эти вопросы, так как маловероятно, чтобы частота, интенсивно поглощаемая в тропосфере, оказалась перспективной для связи Земля—Космос.

5.7. Пределы применимости полученных формул

Пределы применимости расчетных формул определяются тем, что в разложении (5.11) мы ограничились членами с Ω^2 . Это разложение будет достаточно точным лишь при условии малости членов при Ω^3 . Последнее может быть сформулировано в виде

$$\frac{4\pi^3 \Delta f^3}{3c} \frac{d^3}{d\omega^3} \left[\omega \int_0^H \sec \alpha n(\omega, z) dz \right] \ll 1, \quad (5.72)$$

где Δf — спектральная ширина сигнала. Так как для достаточно высоких частот $n(\omega, z) \approx 1 - \frac{2\pi e^2 N(z)}{m\omega^2}$, то условие (5.72) переписывается в виде

$$\frac{\Delta f^3 e^2 \sec \alpha}{m f_0^4 c} \int_0^H N(z) dz \ll 1. \quad (5.73)$$

Для дальнейшего удобнее интегральную электронную концентрацию заменить по ф-ле (5.67). Тогда получим весьма простое условие

$$2\pi \frac{\Delta f}{f_0} (\Delta f \tau_0)^2 \ll 1. \quad (5.74)$$

Так как из-за малости дисперсионных искажений должно быть $\Delta f \tau_0 < 1$, то окончательное условие, определяющее границы применимости метода, будет иметь вид

$$\frac{\Delta f}{f_0} \ll \frac{1}{2\pi}. \quad (5.75)$$

Более подробно смотри [6, 20].

Литература к главе 5

1. Крылов Н. Н. Теоретические основы радиотехники. Изд-во «Морской транспорт», 1953.
2. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазменноподобных сред. Госатомиздат, 1961.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
4. Фрелих Г. Теория диэлектриков. ИЛ, 1960.
5. Гоноровский И. С. Радиосигналы и переходные явления в радиосетьях. Связьиздат, 1954.
6. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.
7. Спор С. М. Pulsed electromagnetic wave propagation in dispersive media. «Trans. IEEE», 1964, AP-12, № 4, 494.
8. Янке Е., Емде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Изд-во «Наука», 1964.
9. Стреттон Д. А. Теория электромагнетизма. Гостехиздат, 1948.
10. Денисов Н. Г. Распространение электромагнитных сигналов в ионизованном газе. ЖЭТФ, 1951, т. 21, № 9, 1354.
11. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. Изд-во «Советское радио», 1957.
12. Харкевич А. А. Очерки общей теории связи. Гостехиздат, 1955.
13. Градштейн И. С., Рыжик И. Н. Таблица интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, 1963.
14. Левин Б. Р. Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. Изд-во «Советское радио», 1957.
15. Соколов А. А., Иваненко Д. Д. Классическая теория поля. Гостехиздат, 1951.
16. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. Гостехиздат, 1948.
17. Просин А. В. К теории прохождения широкополосных сигналов в системах наземной космической связи. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 11, 1822.
18. Stagaras H. The propagation of wide-band signals through the ionosphere. «Proc. IRE», 1961, v. 49, № 7, 1211.
19. Leach R. F. Propagation of information bearing signals through space. «Trans. IEEE», 1962, NS-10, № 1, 146.
20. Гершман Б. Н. О расплывании электромагнитных импульсов в ионизованном газе. ЖТФ, 1952, т. 22, № 1, 101.

6.1. Фазовый путь

Неоднородное по высоте распределение диэлектрической проницаемости вызывает искривление траектории радиосигналов (рефракция). Из-за этого время распространения радиосигналов между передатчиком и приемником отличается от времени прямолинейного распространения со скоростью света c .

При этом нужно различать два времени, соответствующие двум скоростям распространения: фазовой и групповой. Если dl — элемент пути на траектории радиолуча, то $dt_\phi = dl/c_\phi$ имеет смысл элемента фазового времени и $t_\phi = \int_0^L \frac{dl}{c_\phi}$ можно определить как фазовое время распространения между передатчиком и приемником. Аналогично можно определить групповое время

$$t_{\text{гр}} = \int_0^L \frac{dl}{c_{\text{гр}}}.$$

Так как $c_\phi = c/n$, а $c_{\text{гр}} = c/\frac{d}{d\omega}(\omega n)$, то

$$t_\phi = \frac{1}{c} \int_0^L n dl$$

и

$$t_{\text{гр}} = \frac{1}{c} \int \frac{d}{d\omega}(\omega n) dl = \frac{d}{d\omega}(\omega t_\phi).$$

При измерении расстояний радиотехническими методами обычно измеряют (фазовое или групповое) время прихода, а само расстояние определяют по формуле $L = ct$, поэтому фазовый путь можно определить как величину

$$L_\phi = c t_\phi = \int n dl.$$

Аналогично групповой путь

$$L_{\text{гр}} = \int \frac{d}{d\omega} (\omega n) dl = \frac{d}{d\omega} (\omega L_{\Phi}).$$

Таким образом, фазовый (или групповой) путь есть такое воображаемое расстояние, которое радиоволна прошла бы в вакууме за то же время, за которое она в реальных условиях распространяется от передатчика к приемнику с фазовой (или групповой) скоростью.

Нас будет в дальнейшем интересовать разность между фазовым путем и геометрическим расстоянием между передатчиком и приемником, т. е. величина

$$\Delta L_{\Phi} = L_{\Phi} - H, \quad (6.1)$$

где H — геометрическое расстояние. Поправку на ΔL_{Φ} следует вносить в измерения расстояний по фазовому времени запаздывания. Аналогично может быть определена разность между групповым путем и геометрическим расстоянием

$$\Delta L_{\text{гр}} = L_{\text{гр}} - H = \frac{d}{d\omega} (\omega \Delta L_{\Phi}). \quad (6.2)$$

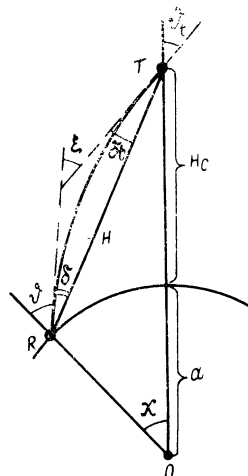


Рис. 6.1

Из приведенных формул следует, что если известна фазовая поправка, то групповую поправку на дальность легко определяют дифференцированием ее. Поэтому в дальнейшем основное внимание будет уделено расчетам фазового пути.

Представим атмосферу Земли сферически слоистой средой, свойства которой зависят только от высоты h над земной поверхностью. В этом случае, как отмечалось в главе 2, траектория луча радиоволн определяется уравнением Снелля (см. рис. 6.1)

$$n(h)(a+h) \sin \gamma(h) = n_0 a \sin \vartheta.$$

Фазовый путь будем определять соотношением

$$L_{\Phi} = \int n dl. \quad (6.3)$$

Так как $dl = dh / \cos \gamma(h)$, то воспользовавшись уравнением Снелля для определения $\cos \gamma(h)$ будем иметь

$$L_{\Phi} = \int_0^H \frac{n^2(h)(a+h) dh}{\sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}. \quad (6.4)$$

Здесь H_c — высота передатчика (или приемника). Последний интеграл разбивается на два

$$L_\Phi = \int_0^{H_c} \frac{\sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}{a+h} dh + \\ + n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta \int_0^{H_c} \frac{dh}{(a+h) \sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}.$$

Из соотношения (2.5) следует, что

$$\chi = \int_0^{H_c} \frac{\operatorname{tg} \gamma(n) dh}{a+h}.$$

Выразим $\operatorname{tg} \gamma(h)$ через $n_0 a \sin \vartheta$ из уравнения траектории луча. Будем иметь

$$\chi(\vartheta) = n_0 a \sin \vartheta \int_0^{H_c} \frac{dh}{(a+h) \sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}. \quad (6.5)$$

Последний член в формуле для L_Φ легко выражается через $\chi(\vartheta)$:
Имеем

$$L_\Phi = \int_0^{H_c} \frac{\sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}{a+h} dh + n_0 a \chi(\vartheta) \sin \vartheta.$$

Будем рассматривать величину χ как функцию переменной μ . Тогда из (6.5) следует, что

$$n_0 a \int_0^{\vartheta} \chi(\psi) \cos \psi d\psi = \int_0^{H_c} n(h) dh - \int_0^{H_c} \frac{\sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}{a+h} dh.$$

Последнее равенство позволяет написать выражение для фазового пути в виде

$$L_\Phi = \int_0^{H_c} n(h) dh - n_0 a \int_0^{\vartheta} \chi(\psi) \cos \psi d\psi + n_0 a \chi(\vartheta) \sin \vartheta. \quad (6.6)$$

Из рис. 6.1 следует, что $\vartheta + \delta = \chi(\vartheta) + \vartheta_c - \delta_c$. Кроме того, $\delta + \delta_c = \xi$, где ξ — угол рефракции. Отсюда

$$\chi(\vartheta) = \vartheta + \xi(\vartheta) - \vartheta_c(\vartheta). \quad (6.7)$$

Выразим $\vartheta_c(\vartheta)$ из уравнения траектории, а $\xi(\vartheta)$ из ф-лы (2.12). Будем иметь

$$\chi(\vartheta) = \vartheta - n_0 a \sin \vartheta \int_0^{H_c} \frac{\frac{dn}{dh} dh}{n(h) \sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}} - \text{arc sin} \left[\frac{n_0 a \sin \vartheta}{n(H_c)(a+H_c)} \right].$$

Подставим эту формулу в (6.6) и после интегрирования (см. приложение 1) получим

$$L_\Phi = - \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} + n_0 a \xi(\vartheta) \sin \vartheta + n(H_c)(a+H_c) \cos \vartheta_c - n_0 a \cos \vartheta. \quad (6.8)$$

Если положить $n \equiv 1$, то из (6.8) получим истинный (геометрический) путь между приемником и передатчиком радиоволн

$$H = (a + H_c) \cos(\vartheta_t - \delta_t) - a \cos(\vartheta + \delta). \quad (6.9)$$

Разность между (6.8) и (6.9) дает поправку на фазовый путь, обусловленную наличием атмосферы. Ее величина

$$\Delta L_\Phi = K(H_c, \vartheta) + n_0 a \xi \sin \vartheta + (a + H_c) [n(H_c) \cos \vartheta_t - \cos(\vartheta_t - \delta_t)] - a [n_0 \cos \vartheta - \cos(\vartheta + \delta)]. \quad (6.10)$$

Здесь через $K(H_c, \vartheta)$ обозначено для сокращения

$$K(H_c, \vartheta) = - \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} dh. \quad (6.11)$$

Формула (6.10) определяет фазовую поправку, возникшую за счет как тропосферы, так и ионосферы. Будем предполагать, что общая фазовая поправка определяется суммой этих величин, хотя, строго говоря, это справедливо лишь приближенно.

6.2. Тропосферная фазовая и групповая поправки

Так как можно считать, что космические объекты находятся всегда вне пределов тропосферы, то в ф-ле (6.10) можно положить $n(H) \equiv 1$, $\delta_t = 0$ и $\delta = \xi$. Тогда

$$\Delta L_\Phi = K(H_c, \vartheta) - a(n_0 - \cos \xi) \cos \vartheta + \Delta n_0 a \xi \sin \vartheta + a(\xi - \sin \xi) \sin \vartheta.$$

Рассмотрим интеграл

$$K(H, \vartheta) = - \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} dh.$$

Верхний предел в этом интеграле положим равным бесконечности, так как dn/dh достаточно быстро (практически экспоненциально) убывает с высотой. Интегрирование по частям дает

$$K(\infty, \vartheta) = n_0 a \ln n_0 \cos \vartheta + \int_0^{\infty} \frac{n \ln n (a+h) \left[n + (a+h) \frac{dn}{dh} \right] dh}{\sqrt{n^2 (a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}. \quad (6.12)$$

Упростим последний интеграл. Так как $n = 1 + \Delta n(h)$ и $|\Delta n(h)| \ll 1$, то $\ln n \approx \Delta n(h)$. Кроме того, в числителе можно пренебречь величиной h по сравнению с a , так как существенная область интегрирования составляет величину толщи тропосферы, т. е. порядка 10 км. Относительная ошибка от такого пренебрежения — порядка $h/a \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$, где $h = 10$ км — толщина тропосферы. Квадратный корень в знаменателе можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sqrt{n^2 (a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} &\approx \sqrt{a(1 + \sin \vartheta)(h + \zeta)} \times \\ &\times \left[1 + \frac{a(\Delta n - \Delta n_0) \sin \vartheta}{2(h + \zeta)} \right], \end{aligned} \quad (6.13)$$

где

$$\zeta = (1 - \sin \vartheta).$$

Остальные члены разложения дают погрешности того же порядка малости, что и уже отброшенные величины. Слагаемое при dn/dh в интеграле (6.12) дает сравнительно малую поправку и поэтому для него второго слагаемого в квадратных скобках ф-лы (6.13) учитывать не следует. Наконец, в числителе (6.12) величину n заменим единицей. В итоге

$$\begin{aligned} K(\infty, \vartheta) &= n_0 \ln n_0 a \cos \vartheta + \sqrt{\frac{a}{1 + \sin \vartheta}} \times \\ &\times \left[\int_0^{\infty} \frac{\Delta n(h) dh}{\sqrt{h + \zeta}} + \frac{a}{2} \int_0^{\infty} \frac{\Delta n (\Delta n_0 - \Delta n) \sin \vartheta dh}{(h + \zeta)^{3/2}} + a \int_0^{\infty} \frac{\Delta n \frac{dn}{dh} dh}{\sqrt{h + \zeta}} \right] = \\ &= n_0 \ln n_0 a \cos \vartheta + \sqrt{\frac{a}{1 + \sin \vartheta}} [K_1 + K_2 + K_3]. \end{aligned} \quad (6.14)$$

Здесь

$$\begin{aligned} K_1 &= \int_0^{\infty} \frac{\Delta n(h) dh}{\sqrt{h + \zeta}}, \\ K_2 &= \frac{a}{2} \int_0^{\infty} \frac{\Delta n (\Delta n_0 - \Delta n) \sin \vartheta}{(h + \zeta)^{3/2}} dn, \\ K_3 &= a \int_0^{\infty} \frac{\Delta n \frac{dn}{dh} dh}{\sqrt{h + \zeta}}. \end{aligned}$$

Вычислим последние интегралы для экспоненциальной модели так же, как это сделано в главе 2. Положим

$$\Delta n(h) = \Delta n_0 e^{-\beta_t h}. \quad (6.15)$$

Тогда

$$K_1 = \Delta n_0 \int_0^{\infty} \frac{e^{-\beta_t h}}{\sqrt{h + \frac{\zeta}{\beta_t}}} dh.$$

С подобными интегралами мы встречались в главе 2. Повторяя проделанные там вычисления, получим

$$K_1 = \frac{\Delta n_0}{\beta_t \sqrt{\frac{\zeta}{\beta_t}}} Z(\sqrt{\zeta \beta_t}), \quad (6.16)$$

где

$$Z(x) = 2x e^{x^2} \int_x^{\infty} e^{-y^2} dy, \quad (6.17)$$

Аналогично

$$K_2 = \frac{a \Delta n_0^2 \sin \vartheta}{\sqrt{\zeta}} [Z(\sqrt{2\zeta \beta_t}) - Z(\sqrt{\zeta \beta_t})] \quad (6.18)$$

и

$$K_3 = -\frac{a \Delta n_0^2}{2\sqrt{\zeta}} Z(\sqrt{2\zeta \beta_t}). \quad (6.19)$$

В итоге

$$K(\infty, \vartheta) = n_0 \ln n_0 a \cos \vartheta + Q,$$

где

$$Q = \frac{\Delta n_0}{\beta_t \cos \vartheta} \left\{ Z(\sqrt{\zeta \beta_t}) + a \beta_t \Delta n_0 \sin \vartheta [Z(\sqrt{2\zeta \beta_t}) - Z(\sqrt{\zeta \beta_t})] - \frac{a \beta_t \Delta n_0}{2} Z(\sqrt{2\zeta \beta_t}) \right\}. \quad (6.20)$$

Тогда тропосферная фазовая поправка будет иметь вид

$$\Delta L_{\Phi} = Q + a(n_0 \ln n_0 - n_0 + \cos \xi) \cos \vartheta + a \Delta n_0 \xi \sin \vartheta + a(\xi - \sin \xi) \sin \vartheta. \quad (6.21)$$

Так как $n_0 = 1 + \Delta n_0$, $\ln n_0 \simeq \Delta n_0 - 1/2 \Delta n_0^2$, то

$$\Delta L_{\Phi} = Q + \frac{a}{2} (\Delta n_0^2 - \xi^2) \cos \vartheta + a \Delta n_0 \xi \sin \vartheta + \frac{a \xi^3}{6}. \quad (6.22)$$

При выводе последнего выражения мы учли, что $\xi \ll 1$. Формулу (6.22) можно представить в несколько ином виде, если написать Q в виде (см. главу 2):

$$Q = \frac{\xi}{\beta_t \sin \vartheta} - \frac{a \Delta n_0^2 Z(2\zeta \beta_t)}{2 \cos \vartheta}. \quad (6.23)$$

Тогда тропосферная фазовая поправка получит вид разложения по степеням угла рефракции

$$\Delta L_{\Phi} = \frac{\xi}{\beta_t \sin \vartheta} + a \Delta n_0 \xi \sin \vartheta - \frac{a \xi^2}{2} \cos \vartheta + \frac{a \xi^3}{6} - \frac{a \Delta n_0^2}{2} \left[\frac{Z(\sqrt{2 \beta_t \xi})}{\cos \vartheta} - \cos \vartheta \right]. \quad (6.24)$$

Так как величина угла тропосферной рефракции может быть определена по наземным метеорологическим данным (см. главу 2), то аналогичные возможности имеются и для величины ΔL_{Φ} .

Если $\vartheta \leq 80^\circ$, то $\xi \beta_t \gg 1$, $Z(\sqrt{2 \beta_t \xi}) \approx 1$, а $\xi \approx \Delta n_0 \tan \vartheta$. В этом случае последним членом можно пренебречь и для ΔL_{Φ} получить весьма простую формулу

$$\Delta L_{\Phi} = \frac{\Delta n_0}{\beta_t \cos \vartheta}. \quad (6.25)$$

Такой результат легко может быть получен и из исходного уравнения (6.2), если не учитывать искривления луча и полагать $\gamma(h) = \vartheta$. Тогда

$$\Delta L_{\Phi} \approx \frac{1}{\cos \vartheta} \int_0^{\infty} \Delta n(h) dh \quad (6.26)$$

и с учетом (6.15) получим (6.25).

Первый член в ф-ле (6.24) является основным, что видно из табл. 6.1, где значения ΔL_{Φ} для средних метеоусловий представлены как функции от угла ϑ .

Таблица 6.1

Значения тропосферной фазовой поправки для средних метеорологических условий

($\Delta n_0 = 3,28 \cdot 10^{-4}$, $\beta_t = 0,1265$ км)

ϑ	$\Delta L_{\Phi}^0, \text{м}$	$\Delta L_{\Phi}, \text{м}$	ϑ	$\Delta L_{\Phi}^0, \text{м}$	$\Delta L_{\Phi}, \text{м}$
0°	2,60	2,60	81°	16,71	16,71
10°	2,64	2,64	82°	17,80	17,75
20°	2,75	2,75	83°	20,02	19,95
30°	2,99	2,99	84°	22,97	22,85
40°	3,38	3,38	85°	27,14	26,92
50°	4,04	4,04	86°	32,32	31,93
60°	5,21	5,21	87°	40,42	24,35
70°	7,59	7,59	88°	52,82	51,70
80°	15,04	15,04	89°	76,52	72,0
			90°	116,58	103,70

Здесь под ΔL_{Φ}^0 подразумевается первый член в ф-ле (6.24), т. е.

$$\Delta L_{\Phi}^0 = \frac{\xi}{\beta_T \sin \eta} . \quad (6.27)$$

Таблица 6.1 показывает, что поправки на фазовый путь в тропосфере могут быть значительными (несколько десятков метров).

Так как коэффициент преломления тропосферы не зависит от частоты, то фазовые и групповые скорости в тропосфере равны, а следовательно, и поправка на групповой путь в тропосфере равна поправке на фазовый путь.

6.3. Ионосферная фазовая и групповая поправки

В главе 2, посвященной рефракции радиоволн, уже отмечалось, что ионосфера по сравнению с тропосферой является весьма изменчивой средой и профиль ее электронной концентрации трудно

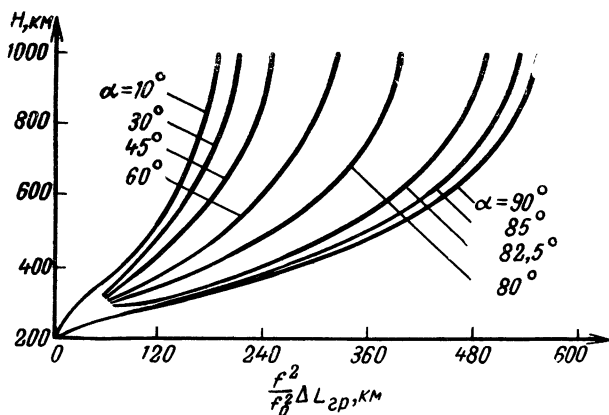


Рис. 6.2

поддается аппроксимации какой-либо универсальной функцией. Эти обстоятельства не позволяют для ионосферных фазовых поправок получить сравнительно простые расчетные формулы, как для тропосферы. Поэтому расчет возможен лишь для какого-либо конкретного вида аппроксимации (см., например, [4]), и его, как правило, приходится производить методами численного интегрирования.

Результат такого расчета, выполненного В. А. Мисюрой [1], представлен на рис. 6.2, где дана поправка на групповой путь в функции высоты источника радиоволн. Электронная плотность ионосферы аппроксимировалась ниже максимума слоя F параболой, выше — экспонентой. Величина максимальной электронной

концентрации принималась $N_m = 3,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и высота максимума $h_m = 320 \text{ км}$. По оси абсцисс отложено значение $\frac{f^2}{f_0^2} \Delta L_{\text{гр}}$, а по оси ординат — высота спутника. Зная угол места и высоту спутника, можно по графику определить величину $\frac{f^2}{f_0^2} \Delta L_{\text{гр}}$. Так как $f_0^2 = 81 \cdot 10^6 N_m$, то легко определить f^2/f_0^2 , где f — частота радиосигнала, и соответственно $\Delta L_{\text{гр}}$ на данной частоте. Как и в случае расчета величины ионосферной рефракции, данные рис. 6.2 имеют смысл предельных, так как они соответствуют максимальным значениям ионизации.

В довольно широком диапазоне углов можно получать расчетные формулы, в известной степени не зависящие от модели ионосферы. Для не слишком больших углов, удовлетворяющих условию

$$\cos^2 \alpha \gg \frac{e^2 N_m}{\pi f^2 m}, \quad (6.28)$$

где α — истинный зенитный угол, N_m — максимальное значение электронной концентрации на пути передатчик — приемник, траекторию луча можно считать прямолинейной. В этом случае

$$dl = \frac{(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}$$

и ф-ла (6.3) приводится к виду

$$L_{\phi} = \int_0^{H_c} \frac{n(h)(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (6.29)$$

Так как в отсутствие атмосферы

$$H = \int_0^{H_c} \frac{(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}} = \sqrt{(a+H_c)^2 - a^2 \sin^2 \alpha} - a \cos \alpha$$

[ср. с (6.9)], то фазовая поправка

$$\Delta L_{\phi} = \int_0^{H_c} \frac{\Delta n(h)(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (6.30)$$

Более строгое обоснование этой формулы изложено в приложении 2. Там же выводится условие (6.28), при котором эта формула справедлива.

Так как в ионосфере для достаточно высоких частот

$$\Delta n(h) = - \frac{e^2 N(h)}{2 \pi m f^2} = - \frac{4,04 \cdot 10^7 N(h)}{f^2},$$

то

$$\Delta L_{\Phi} = - \frac{e^2}{2 \pi m f^2} \int_0^{H_c} \frac{N(h)(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (6.31)$$

Для вычисления (6.31) необходимо знать высотное распределение электронной концентрации. Для приближенных расчетов можно воспользоваться тем, что электронная концентрация сравнительно быстро спадает при удалении от максимума электронной концентрации как вверх, так и вниз. Поэтому если спутник находится выше этого максимума, то существенная область интегрирования в (6.31) будет лежать вблизи h_m — высоты максимума электронной концентрации ионосферы. В этом случае приближенно

$$\Delta L_{\Phi} = - \frac{e^2}{2 \pi m f^2} \frac{(a+h_m)}{\sqrt{(a+h_m)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}} \int_0^{H_c} N(h) dh. \quad (6.32)$$

Примем $h_m = 300$ км. Тогда с учетом численных коэффициентов

$$\Delta L_{\Phi} = - \frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2 \sqrt{1 - 0,91 \sin^2 \alpha}} \int_0^{H_c} N(h) dh, \quad (6.33)$$

где N — в $см^{-3}$, f — в $гц$, а ΔL — в $см$. Если объект находится выше ионосферы, то интегральную электронную концентрацию можно оценивать величиной $3 \cdot 10^{13}$ эл/см². Тогда вместо (6.33) будет

$$\Delta L_{\Phi} = - \frac{1,21 \cdot 10^{21}}{f^2 \sqrt{1 - 0,91 \sin^2 \alpha}}. \quad (6.34)$$

Если спутник находится ниже максимума электронной концентрации, то существенная область интегрирования в (6.31) лежит вблизи высоты спутника и поэтому

$$\Delta L_{\Phi} \approx - \frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2 \sqrt{1 - \left(\frac{a}{a+H_c}\right)^2 \sin^2 \alpha}} \int_0^{H_c} N(h) dh. \quad (6.35)$$

Поправку на групповой путь можно легко определить из ф-лы (6.2). Выполняя необходимое дифференцирование ф-лы (6.31), получим

$$\Delta L_{гр} = - \Delta L_{\Phi}. \quad (6.36)$$

Следовательно, поправка на фазовый путь (в приближении прямолинейного распространения) отрицательна, а на групповой путь — положительна. Это естественно, так как фазовая скорость в ионосфере больше c , а групповая — меньше c . Обе поправки довольно сильно зависят от частоты ($\Delta L_{\Phi} = -\Delta L_{гр} \sim 1/f^2$). Последнее иллюстрируется табл. 6.2, которая рассчитывалась по ф-ле (6.34) (т. е. для случая, когда спутник или ракета находится выше ионосферы).

Интегральная электронная концентрация ионосферы очень сильно зависит от времени суток и солнечной активности. Поэтому в табл. 6.2 даны средние оценки.

ТАБЛИЦА 6.2

Значения ионосферной поправки ΔL_{gp} , м

для источника, находящегося выше ионосферы, при различных частотах

α , град	Значение ΔL_{gp} при f , МГц				
	50	100	500	1000	3000
0	$4,84 \cdot 10^3$	$1,21 \cdot 10^3$	48,4	12,1	1,35
10	$4,92 \cdot 10^3$	$1,23 \cdot 10^3$	49,2	12,3	1,37
20	$5,12 \cdot 10^3$	$1,28 \cdot 10^3$	51,2	12,8	1,42
30	$5,62 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^3$	56,2	13,8	1,53
40	$6,12 \cdot 10^3$	$1,53 \cdot 10^3$	61,2	15,3	1,70
50	$7,08 \cdot 10^3$	$1,77 \cdot 10^3$	70,8	17,7	1,97
60	$8,60 \cdot 10^3$	$2,15 \cdot 10^3$	86,0	21,5	2,39
70	$10,90 \cdot 10^3$	$2,73 \cdot 10^3$	109	27,3	3,04
80	$16,10 \cdot 10^3$	$4,03 \cdot 10^3$	161	40,3	4,42

Так как в существенной зоне интегрирования $h/a \ll 1$, то для грубых оценок можно пользоваться формулой

$$\Delta L_{\Phi} = -\Delta L_{gp} = -\frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2} \sec \alpha \int_0^{h_c} N(h) dh. \quad (6.37)$$

Литература к главе 6

1. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. Изд-во «Советское радио», 1962.
2. Bean V. R. Tropospheric refraction. Advances in radio research, Ed. by I. A. Saxton. Acad. press, London, New York, 1963, v. 1.
3. Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Гинзбург В. Л. Радиоастрономические исследования с помощью искусственных спутников и космических ракет. ИСЗ. 1961, вып. 7. 3.
4. Гдалевич Г. А., Грингауз К. И., Рудаков В. А., Рытов С. М. К вопросу о влиянии ионосферы на определение положения космических ракет. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 6, 942.
5. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд. АН СССР, 1960.

7.1. Молекулярное поглощение радиоволн

Основное поглощение радиоволн газами атмосферы происходит в диапазоне сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Мы ограничимся только областью сантиметровых и миллиметровых волн. Рассматриваемое поглощение обусловлено взаимодействием радиоволн с молекулами кислорода O_2 и парами воды H_2O . Особая роль этих газов объясняется тем, что молекулы O_2 обладают парамагнитными свойствами и вследствие этого имеют постоянный магнитный момент $\mu = 1,854 \cdot 10^{-20}$ эрг. гаусс $^{-1}$, а молекулы H_2O полярны и имеют постоянный электрический момент $\mu_{0e} = 1,84 \cdot 10^{-18}$ СГС.

Поглощение резко возрастает вблизи собственных частот вращательного спектра молекул. Для кислорода эти линии лежат вблизи волн длиной 0,25 и 0,5 см [1]. Для паров воды имеются линии поглощения на волне 1,35 см и несколько сот линий поглощения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [2, 5, 6].

На сантиметровых и миллиметровых волнах имеются линии поглощения у CO , NO_2 и NO . Однако поглощение этими газами чрезвычайно мало, так как малы соответствующие дипольные моменты и концентрация этих газов в атмосфере (по сравнению с O_2 и H_2O). Поэтому в дальнейшем эти газы из рассмотрения исключаются.

Если S — плотность потока мощности плоской волны, распространяющейся в направлении l , то уравнение потока мощности имеет вид

$$\frac{dS}{dl} = -\kappa S, \quad (7.1)$$

где κ — коэффициент поглощения.

Из (7.1) следует, что поглощение приводит к экспоненциальному снижению плотности потока мощности электромагнитных волн, т. е.

$$S = S_0 \exp \left[- \int \kappa dl \right], \quad (7.2)$$

где S_0 — начальная плотность потока.

Математическое описание процесса поглощения довольно сложно и базируется на аппарате квантовой механики. Общая формула квантовой механики гласит [5, 6]

$$\kappa = \frac{8\pi^3 N}{3h^* c G} \sum_{ij} |\mu_{ij}|^2 f_{ij} \left(e^{-E_i/k^*T} - e^{-E_j/k^*T} \right) F(f, f_{ij}), \quad (7.3)$$

где суммирование производится по всем разрешенным квантовым переходам. Здесь N — число молекул поглощающего газа в 1 см^3 ; $h^* = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ — постоянная Планка; $c = 2,998 \cdot 10^{20} \text{ см/сек}$ — скорость света; $k^* = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$ — постоянная Больцмана; T — абс. температура; E_i — энергетический уровень молекулы; μ_{ij} — матричный элемент дипольного момента μ , который вызывает переход молекулы с i -го энергетического состояния в j -е; $f_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h^*}$ — частота перехода; G — вращательная функция распределения; $F(f, f_{ij})$ — форма линии поглощения. Для последней еще не установлена достаточно точная формула. Согласно Ван-Флеку и Вайскопфу [3] форма линии может быть описана соотношением

$$F(f, f_{ij}) = \frac{f}{\pi f_{ij}} \left[\frac{\Delta f}{(f_{ij} - f)^2 + (\Delta f)^2} + \frac{\Delta f}{(f_{ij} + f)^2 + (\Delta f)^2} \right], \quad (7.4)$$

где Δf — так называемая полуширина линии, которая определяется эффективной частотой соударений поглощающих молекул между собой и с молекулами других газов. В последнее время соотношение (7.4) оспаривается авторами [4, 5], которые на основе решения по методу кинетического уравнения предлагают

$$F(f, f_{ij}) = \frac{f f_{ij}}{\pi} \frac{4 \Delta f}{(f_{ij}^2 - f^2) + 4 f^2 (\Delta f)^2}. \quad (7.5)$$

Как следует из [5], разница, даваемая обеими формами линий, не существенна в области сантиметровых и миллиметровых волн, но различие становится большим в инфракрасном диапазоне. Так как нас в дальнейшем будет интересовать, в основном, диапазон сантиметровых и миллиметровых волн, то для расчетов можно пользоваться обеими формулами.

Как уже отмечалось, молекула кислорода имеет линии поглощения в диапазоне $47,4465 \text{ Гц} \div 72,0986 \text{ Гц}$ (всего несколько десятков линий [1, 6, 7] и одну линию на частоте $118,7455 \text{ Гц}$. Первая серия линий лежит в области $0,5 \text{ см}$; линии расположены столь тесно, что при атмосферном давлении они взаимно перекрываются и спектр поглощения оказывается сплошным. На рис. 7.1 дана частотная зависимость коэффициента поглощения радиоволн в кислороде. Результаты расчета поглощения в кислороде сравнены с результатами эксперимента в широком диапазоне волн: различные точки соответствуют результатам различных авторов (см. подробнее [7]).

Спектральная кривая поглощения радиоволн водяным паром, взятая из [9], изображена на рис. 7.2. Для расчета были взяты значения влажности $q=7,5 \text{ г/м}^3$ и давления $P=760 \text{ мм рт. ст.}$, что со-

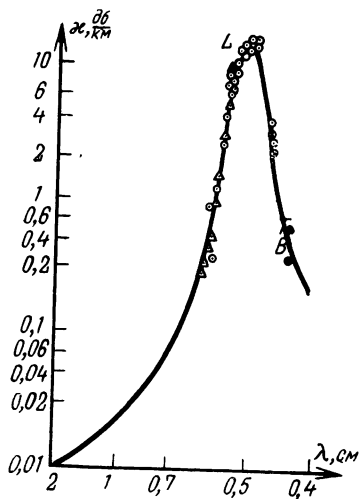


Рис. 7.1

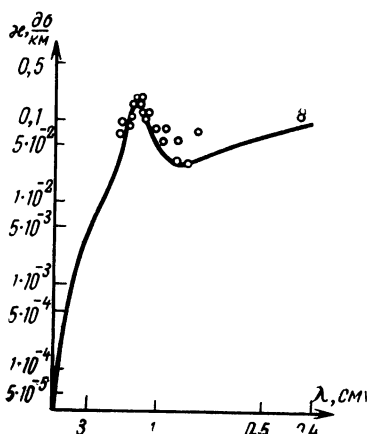


Рис. 7.2

ответствует средним условиям на земной поверхности. Представленная на рис. 7.2 теоретическая кривая поглощения по уравнению сравнивается с результатами эксперимента (кривая заимствована из [9], где подробно обсуждаются экспериментальные данные и способы их приведения к сравнимому виду). Из рисунка видно, что экспериментальные данные, как правило, превышают расчетные, иногда в несколько раз. С ростом высоты над уровнем моря поглощение в водяном паре резко падает из-за уменьшения его плотности, что иллюстрируется табл. 7.1.

ТАБЛИЦА 7.1

Зависимость коэффициента поглощения радиоволн $\delta\beta/\text{км}$ водяным паром (в окнах прозрачности) от высоты над уровнем моря для различных длин волн

Высота над уровнем моря $h, \text{км}$	Величина коэффициента поглощения при $\lambda, \text{мм}$	
	8	1,3
10	$4,41 \cdot 10^{-5}$	$1,87 \cdot 10^{-3}$
20	$3,29 \cdot 10^{-7}$	$1,45 \cdot 10^{-5}$

Поглощение в кислороде и парах воды аддитивно, т. е. общий коэффициент поглощения

$$x = x_1 + x_2, \quad (7.6)$$

где x_1 — коэффициент поглощения в кислороде, а x_2 — коэффициент поглощения в водяных парах.

С высотой над земной поверхностью коэффициенты κ_1 и κ_2 должны убывать приблизительно экспоненциально [10], и поэтому

$$\kappa = \kappa_{10} e^{-z/H_1} + \kappa_{20} e^{-z/H_2}, \quad (7.7)$$

где в «окнах прозрачности» [10] $H_1 \simeq 5,3$ км, $H_2 \simeq 2,1$ км. Внутри полос поглощения величины H_1 и H_2 отличаются от приведенных, и их расчет весьма сложен (см., например, [7]).

При расчете ослабления потока энергии по ф-ле (7.2) интегрирование должно производиться вдоль пути распространения с учетом рефракции. Так как можно считать, что космические объекты расположены вне тропосферы, то можно написать:

$$\int \kappa dl = \kappa_{10} l_1 + \kappa_{20} l_2, \quad (7.8)$$

где

$$l_{1,2} = \int_0^\infty \frac{n(h)(a+h)e^{-h/H_{1,2}} dh}{\sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta}}. \quad (7.9)$$

Здесь ϑ — зенитный угол прихода радиоволн, a — земной радиус, $n(h)$ — показатель преломления воздуха. Величины $l_{1,2}$ имеют смысл эффективных путей радиоволн в тропосфере. Поступая, как в главе 2, получим

$$l_{1,2} \simeq \sqrt{\frac{a}{1 + \sin \vartheta}} \int_0^\infty \frac{e^{-h/H_{1,2}} dh}{\sqrt{h + \zeta}}, \quad \zeta = a(1 - \sin \vartheta). \quad (7.10)$$

Интегрирование приводит к формуле

$$l_{1,2} = \frac{H_{1,2}}{\cos \vartheta} Z\left(\sqrt{\frac{\zeta}{H_{1,2}}}\right), \quad (7.11)$$

где функция

$$Z(x) = 2x e^{x^2} \int_x^\infty e^{-t^2} dt$$

описана в главе 2. Для удобства расчетов значения l_1 и l_2 представлены в табл. 7.2.

Полное поглощение в земной атмосфере в децибелах описывается формулой

$$10 \lg \frac{S}{S_0} = \kappa_{10} l_1 + \kappa_{20} l_2, \quad (7.12)$$

Зависимость длины эффективных путей l_1 и l_2 от зенитного угла ϑ

$\vartheta, \text{град.}$	$l_1, \text{км}$	$l_2, \text{км}$	$\vartheta, \text{град}$	$l_1, \text{км}$	$l_2, \text{км}$
0	5,30	2,10	81	32,6	13,4
10	5,38	2,14	82	36,6	15,1
20	5,64	2,24	83	41,4	16,8
30	6,12	2,42	84	47,5	19,4
40	6,91	2,74	85	55,8	23,1
50	8,25	3,26	86	66,5	28,4
60	10,60	4,20	87	83,0	38,4
70	16,50	6,14	88	107,0	50,2
80	29,0	12,1	89	163,0	82,4
			90	230,0	145,0

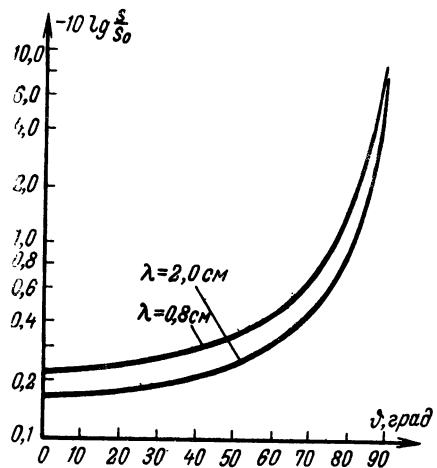
где κ_{10} и κ_{20} — в дБ/км , а l_1 и l_2 — в км . Рисунок 7.3 иллюстрирует расчет полного поглощения в тропосфере волн 2-сантиметрового и 8-миллиметрового диапазонов. Из рисунка видно, что при зенитных углах $\vartheta < 80^\circ$ молекулярное поглощение на этих волнах мало, и в указанном диапазоне углов не препятствует применению их для космической связи.

7.2. Поглощение и рассеяние радиоволн гидрометеорами

При распространении радиоволн в гидрометеорах (облаках, туманах, дождях и т. п.) происходит их рассеяние и поглощение веществом гидрометеоров. Коэффициент поглощения радиоволн в общем случае зависит от формы гидрометеоров, их распределения по размерам, плотности частиц в единицах объема и т. п.

В большинстве случаев (за исключением может быть снега) частицы гидрометеоров достаточно полагать сферическими.

При падении волны с плотностью потока S на частицу часть энергии волны теряется из-за рассеяния и поглощения. Количество теряемой мощности будет SQ , где Q — суммарная эффективная площадь частицы, равная сумме эффективной площади рассеяния и эффективной площади поглощения. В общем случае Q зависит от формы частицы. В простейшем и наиболее распространенном случае сферической частицы (например, капли дождя) Q зависит от её радиуса. Если $n(a)$ — функция распределения частиц по раз-



мерам, то $\int_0^{\infty} n(a)Q(a)da$ будет суммарной эффективной площадью единицы объема. Поэтому при прохождении отрезка длиной dl поток S испытывает уменьшение на

$$dS = -Sdl \int_0^{\infty} n(a)Q(a)da,$$

откуда

$$S = S_0 e^{-\kappa l},$$

где κ — коэффициент ослабления:

$$\kappa = \int_0^{\infty} n(a)Q(a)da.$$

Определение $Q(a)$ требует решения задачи дифракции радиоволн на диэлектрической сфере [6, 17]. Получающееся общее выражение сложно. Однако вплоть до миллиметрового диапазона волн можно принять, что $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$, так как обычно в дождях $a \approx 1$ мм и лишь в ливнях достигает величины порядка 5 мм. При таком приближении можно показать, что [6]

$$Q = \frac{\lambda^2}{2\pi} \rho^3 (c_1 + c_2 \rho^2 + c_3 \rho^3), \quad (7.13)$$

где

$$c_1 = \frac{6 \varepsilon_i}{(\varepsilon_r + 2)^2 + \varepsilon_i^2}, \quad c_2 = \frac{\varepsilon_i}{15} \left[\frac{3(7\varepsilon_r^2 + 4\varepsilon_r - 20 + 7\varepsilon_i^2)}{[(\varepsilon_r + 2)^2 + \varepsilon_i^2]^2} + \frac{25}{(2\varepsilon_r + 3)^2} + 4\varepsilon_i^2 + 1 \right], \quad (7.14)$$

$$c_3 = \frac{4}{3} \frac{(\varepsilon_r - 1)^2 (\varepsilon_r + 2)^2 + \varepsilon_i [2(\varepsilon_r - 1)(\varepsilon_r + 2) - 9] + \varepsilon_i^4}{[(\varepsilon_r + 2)^2 + \varepsilon_i^2]^2},$$

$\varepsilon_r = n^2 - \chi^2$ — действительная, $\varepsilon_i = 2n\chi$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости вещества частиц $\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i = (n + i\chi)^2$.

Для воды диэлектрическая проницаемость зависит от частоты, что иллюстрируется экспериментальными данными в табл. 7.3 [6, 18].

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости воды хорошо описывается формулой Дебая [21, 22]

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 - \frac{i\Delta\lambda}{\lambda}} + \varepsilon_\infty, \quad (7.15)$$

где $\varepsilon_\infty = 5,5$ для всех температур, а значения ε_0 и $\Delta\lambda$ можно взять из табл. 7.4.

Зависимость величин n и χ от длины волны

Температура, $T, ^\circ\text{C}$	Значения n и χ при длине волны ν , см							
	10		3,21		1,24		0,62	
	n	χ	n	χ	n	χ	n	χ
40	8,33	0,36	8,35	1,02	7,47	2,11		
30	8,71	0,45	8,39	1,31	7,10	2,48		
20	8,88	0,63	8,14	2,00	6,15	2,86	4,44	2,59
10	9,02	0,90	7,80	2,44	5,45	2,90	3,94	2,37
0	8,99	1,47	7,14	2,89	4,75	2,77	3,45	2,04
-8 ¹⁾			6,48		4,15	2,55	3,10	1,77

1) Отрицательная температура описывает параметры переохлажденной воды.

ТАБЛИЦА 7.4

Зависимость констант формулы Дебая от температуры

Температура $T, ^\circ\text{C}$	0	10	20	30	40
ϵ_0	88	84	80	76,4	73
$\Delta\lambda$, см	3,59	2,24	1,53	0,112	0,0859

Для льда действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости

$$\epsilon = (n + i\chi)^2 \quad (7.16)$$

практически не зависят от длины волны (в сантиметровом диапазоне). Показатель преломления n для льда к тому же не зависит от температуры и равен 1,78.

Данные о температурной зависимости параметра χ представлены в табл. 7.5.

При вычислении ослабления потока энергии в облаках и туманах следует учитывать, что во всех практически важных случаях размеры частиц значительно меньше длины волны (в облаках $a \approx 1 \div 70 \mu\text{к}$). В этом случае в ф-ле (7.13) достаточно ограничиться первым членом и написать

$$Q = \frac{4\pi^2}{\lambda} c_1 a^3. \quad (7.17)$$

Величина $\frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} n(a) a^3 da$ есть объем, занимаемый водой или льдом в единице объема облака. Поэтому

$$\kappa = \frac{3\pi}{\lambda \hat{q}} c_1 W, \quad (7.18)$$

где W — масса частиц в единице объема облака, а \hat{q} — плотность вещества частиц. Для облаков $W = (0,5 \div 1,0) \text{ г/м}^3$ [26]. Температурная и частотная зависимости параметра c_1 для водяных капель представлена в табл. 7.6.

ТАБЛИЦА 7.6

Значения параметра c_1 для воды при различных длинах волн

Температура $T, ^\circ\text{C}$	Параметр c_1 при $\lambda, \text{ см}$			
	10	3.21	1.24	0.62
20	0,00948	0,03766	0,0942	0,1830
10	0,01376	0,0494	0,1230	0,2284
0	0,02204	0,0670	0,1614	0,2882
-8			0,2072	0,3426

Для льда параметр c_1 не зависит от длины волны, и его численные значения при различных температурах можно брать из табл. 7.7.

ТАБЛИЦА 7.7

Значения параметра c_1 для льда

Температура $T, ^\circ\text{C}$	0	-10	-20
Параметр $c_1 \times 10^{+4}$	19,2	6,4	4,4

Данные табл. 7.7 справедливы для сферических ледяных кристаллов. Для кристаллов в виде игл или дисков они будут приблизительно в 2 раза больше.

Снег представляет собой смесь льда и воздуха. Измерения [23] показали, что для

снега параметр c_1 должен быть уменьшен примерно вдвое по сравнению с расчетным.

Знание водности W позволяет легко определить ослабление κ по ф-ле (7.18). Заметим, что в приближении (7.18) κ соответствует истинному поглощению в веществе гидрометеоров, так как рассеяние, описываемое третьим членом (7.13), мало. Если W выражено в г/м^3 , а κ — в дБ/км , то результаты расчета можно выразить табл. 7.8 [18].

В среднем для обычных облаков $W=0,2 \text{ г/м}^3$. В туманах $W=(1 \div 6) \cdot 10^{-2} \text{ г/м}^3$. Поэтому можно утверждать заранее, что поглощение в облаках окажется существенным на волнах короче

ТАБЛИЦА 7.8

Значения ослабления $\frac{\alpha}{W}$, дБ/км

Тип облаков	Температура T, °C	Значения $\frac{\alpha^1}{W}$ при λ , см					
		10	5,7	3,2	1,8	1,24	0,90
водяные	20	0,39	1,36	4,36	12,9	31,1	64,7
	10	0,56	1,96	6,30	17,9	40,6	68,1
	0	0,90	0,90	2,72	8,58	26,7	53,2
	-8		3,4	11,2	34,0	68,0	125,0
ледяные	0	7,8	13,8	24,6	43,6	63,5	87,4
	-10	2,62	4,60	8,19	14,6	21,1	29,3
	-20	1,80	3,16	5,63	10,0	14,5	21,0

1) Все значения $\frac{\alpha}{W}$ для водяных облаков следует умножать на 10^{-2} ,
а для ледяных облаков — на 10^{-4}

1 см. Оно очень мало (в радиодиапазоне) в туманах и ледяных облаках.

Для дождя не во всех случаях можно считать $\rho \ll 1$ (см. табл. 7.9).

Поэтому формула для $Q(a)$ должна быть более сложной (7.13).

Весьма удобной характеристикой дождей является интенсивность осадков R . Как показывают расчеты и эксперименты, зависимость коэффициента ослабления от интенсивно-

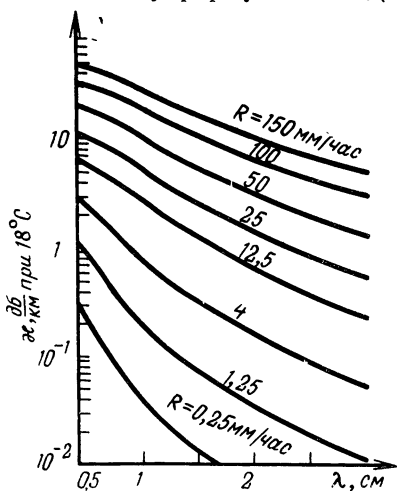


Рис. 7.4

ТАБЛИЦА 7.9

Параметры дождей

Тип дождя	a , мм	W , г/м ³	R , мм/ч
Мелкий	0,20	$93 \cdot 10^{-3}$	0,25
Легкий	0,45	0,14	1,00
Умеренный	1,00	0,28	4,00
Сильный	1,50	0,83	15,00
Очень сильн.	2,10	1,8	40,00
Ливень	3,5	5,4	100,00

Значения ослабления κ [дБ/км] для дождя и снега.

Для снега $R \left[\frac{\text{мм}}{\text{ч}} \right]$, соответствует растаявшей воде.

Вид осадков	Температура $T, ^\circ\text{C}$	Ослабление κ при $\lambda, \text{см}$					
		10	5,7	3,2	1,8	1,24	0,9
Дождь	+18	$0,0003R$	$0,0022R^{1,77}$	$0,0074R^{1,31}$	$0,045R^{1,24}$	$0,12R^{1,05}$	$0,22R$
	0		$0,33 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 38,5 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$3,3 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 68,6 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$33,2 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 122 \cdot 10^{-5} \cdot R$		
Снег	-10	$0,035 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 7,3 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$0,33 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 12,9 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$3,3 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 22,9 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$33,2 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 40,6 \cdot 10^{-5} \cdot R$		
	-20	$0,035 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 5,0 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$0,33 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 8,8 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$3,3 \cdot 10^{-5} \cdot R^{1,6} + 15,7 \cdot 10^{-5} \cdot R$	$33,2 \cdot 10^{-6} \cdot R^{1,6} + 28,0 \cdot 10^{-5} \cdot R$		

сти осадков весьма сложная. Однако здесь удается установить полуэмпирические зависимости (табл. 7.10).

Результаты расчета коэффициента ослабления в дожде при различных интенсивностях осадков представлены на рис. 7.4.

Из рисунка видно, что при некоторых условиях ослабление радиоволн дождями при $\lambda < 3$ см оказывается существенным. Ослаблением радиоволн падающим сухим снегом, как правило, можно пренебречь.

7.3. Поглощение радиоволн ионосферой

Поглощение радиоволн в ионосфере обусловлено столкновениями электронов с ионами и нейтральными молекулами. Из-за этого часть энергии, сообщаемая электромагнитным полем электронам, расходуется на увеличение энергии хаотического движения частиц плазмы и приводит к нагреву плазмы. При каждом ударе электрон в среднем передает иону или молекуле импульс $m \frac{d\bar{r}}{dt}$, где $\frac{d\bar{r}}{dt}$ — упорядоченная скорость электрона под действием поля. Если ν — эффективное число соударений электрона в секунду, то за секунду импульс электрона меняется на величину $m \nu \frac{d\bar{r}}{dt}$. Изменение импульса за счет соударений эквивалентно действию некоторой силы трения. При учете соударений уравнение движения электрона будет

$$m \frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} + m \nu \frac{d\bar{r}}{dt} = -e \bar{E}_0 e^{-i \omega t}.$$

Полагая $\bar{r} = \bar{r}_0 e^{-i \omega t}$, получим $\bar{r} = \frac{e \bar{E}}{m \omega^2 \left(1 + i \frac{\nu}{\omega}\right)}$.

Дипольный момент единицы объема

$$\bar{P} = -N e \bar{r} = -\frac{N e^2 \bar{E}}{m \omega^2 \left(1 + i \frac{\nu}{\omega}\right)}. \quad (7.19)$$

На основании формулы $\bar{D} = \epsilon \bar{E} = \bar{E} + 4 \pi \bar{P}$ получим величину комплексной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon = 1 - \frac{4 \pi N e^2}{m \omega^2 \left(1 + i \frac{\nu}{\omega}\right)} \quad (7.20)$$

или, разделяя действительную и мнимую части:

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega \left(1 + i\frac{\nu^2}{\omega^2}\right)}, \\ \varepsilon_i &= \frac{4\pi N e^2 \nu}{m\omega^3 \left(1 + i\frac{\nu^2}{\omega^2}\right)}.\end{aligned}\quad (7.21)$$

В дальнейшем удобнее пользоваться комплексным коэффициентом преломления $n + i\chi = \sqrt{\varepsilon}$, где

$$\begin{aligned}n &= \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2}}, \\ \chi &= \sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2} - \varepsilon_r}.\end{aligned}\quad (7.22)$$

Распространение радиоволн в ионосфере описывается фактором $\exp[-ik(n + i\chi)z]$. Поэтому коэффициент поглощения по мощности

$$\kappa = 2k\chi.\quad (7.23)$$

Для радиосвязи в космосе, как правило, пользуются частотой выше критической частоты ионосферы $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi c^2 N_{\text{макс}}}{m}}$

Поэтому практически почти всегда можно считать

$$\nu = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \ll 1\quad (7.24)$$

и приближенно получить

$$\kappa = \frac{\nu s}{2(1 + s^2)}, \quad s = \frac{\nu}{\omega};\quad (7.25)$$

отсюда

$$\kappa = \frac{4\pi c^2 N \nu}{mc(\omega^2 + \nu^2)}.\quad (7.26)$$

Для расчета коэффициента поглощения необходимо знать распределение параметров ионосферы с высотой. Пример такого распределения представлен табл. 7.11.

Данные табл. 7.11, заимствованной из [28], относятся к средним широтам и к периоду высокой солнечной активности, т. е. к случаю относительно сильного поглощения. На основе табл. 7.11 можно утверждать, что в большинстве случаев космической связи $\omega^2 \gg \nu^2$. Поэтому окончательно

$$\kappa = \frac{e^2 N \nu}{\pi m c f^2} = 2,70 \cdot 10^{-3} \frac{N \nu}{f^2}, \quad \text{см}^{-1},\quad (7.27)$$

где N — в см^{-3} , ν — в сек^{-1} , f — в гц . При распространении через ионосферу поток радиоволн испытывает ослабление

$$S/S_0 = \exp\left[-\frac{2,70 \cdot 10^{-3}}{f^2} \int N \nu dt\right].\quad (7.28)$$

Зависимость параметров ионосферы от высоты h над земной поверхностью

$h, км$	$\nu, сек^{-1}$	$N, см^{-3}$		$\nu N, см^{-3} сек^{-1}$	
		день	ночь	день	ночь
60	$4,7 \cdot 10^7$	0—10	—	$(0-4,7) \cdot 10^8$	—
70	$1,4 \cdot 10^7$	$(1-1,5) \cdot 10^2$	—	$(1,4-2,1) \cdot 10^9$	—
80	$1,7 \cdot 10^6$	$(4-5) \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$	$(6,8-8,5) \cdot 10^8$	$3,4 \cdot 10^9$
90	$7,6 \cdot 10^5$	$(1-3) \cdot 10^4$	—	$(7,6-22,8) \cdot 10^9$	—
100	$1,7 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^8$
110	$5,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^3$	$7,6 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^8$
120	$1,8 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^7$
130	$4,8 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^3$	$6,2 \cdot 10^8$	$8,2 \cdot 10^6$
150	$3,4 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^5$	$6,0 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^7$
200	$1,6 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^4$	$8,0 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^7$
300	$2,7 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^5$	$4,9 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^8$
400	$1,4 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^9$	$7,0 \cdot 10^8$
500	$7,5 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^5$	$8,2 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8$
600	$4,2 \cdot 10^2$	$7,5 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^8$
700	$2,2 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^8$	$4,4 \cdot 10^7$
800	$1,4 \cdot 10^2$	$3,7 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^7$
900	83	$2,5 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^7$	$9,1 \cdot 10^6$
1000	41	$1,3 \cdot 10^5$	$9,0 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^5$

Интегрирование в (7.28) производится по траектории луча. В первом приближении можно положить $dl = dh \sec \alpha$, где α — зенитный угол. В этом случае ослабление, выраженное в децибелах, будет иметь вид

$$10 \lg \frac{S}{S_0} = - \frac{1,16 \cdot 10^{-2} \sec \alpha}{f^2} \int_0^{H_c} N \nu dh. \quad (7.29)$$

Результаты расчета ионосферного ослабления радиоволн при $\alpha=0$ представлены на рис. 7.5, из которого видно, что уже на частотах $f \geq 80$ МГц ослабление радиоволн ионосферой становится несущественным.

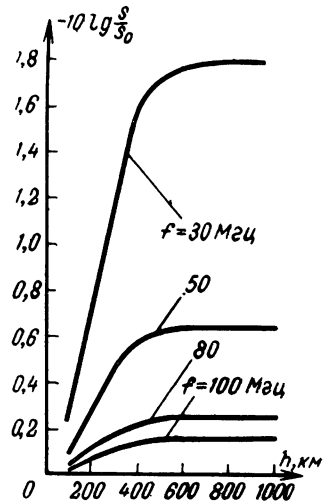


Рис. 7.5

7.4. Флуктуации амплитуды радиоволн при распространении в турбулентной атмосфере

Как показано в главе 1, коэффициент преломления тропосферы и ионосферы Земли испытывает флуктуации, обусловленные турбулентными процессами в среде. Из-за этого происходит частичное рассеяние радиоволн и амплитуда радиоволны флуктуирует. Естественно, что это снижает качество радиосвязи, а в ряде случаев является и ограничивающим фактором.

Общая теория этих процессов сложна [30, 31]. Поэтому в настоящей главе мы приводим лишь основные результаты расчетов.

Удобным для расчетов параметром является величина

$$I = \ln \frac{E}{E_0}, \quad (7.30)$$

где E — амплитуда поля, а E_0 — амплитуда поля при отсутствии турбулентной среды. Как следует из теории [31], в первом приближении величина I распределена по нормальному закону с нулевым средним (значит амплитуда распределена по нормально-логарифмическому закону) и среднеквадратичным значением

$$\langle I^2 \rangle = 2 \pi^2 k^2 L \int_0^\infty \left[1 - \frac{k^2}{z^2 L} \sin \frac{z^2 L}{k} \right] \Phi_n(x) x dx. \quad (7.31)$$

Здесь k — волновое число, L — расстояние, пройденное волной, $\Phi_n(x)$ — пространственный спектр флуктуаций коэффициента преломления.

Такой спектр характеризуется двумя важными параметрами: внутренним масштабом l_0 и внешним масштабом l . Так, например, для тропосферы приближенно можно считать

$$\Phi_n(x) = \begin{cases} 0,033 C_n^2 x_0^{-11/3}, & 0 < x < x_0 \\ 0,033 C_n^2 x^{-11/3}, & x_0 < x < x_m \\ 0 & x > x_m, \end{cases} \quad (7.32)$$

где $C_n \approx (2 \div 20) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1/3}$ — метеорологический параметр, $x_0 \approx$

$\approx \frac{2\pi}{l}$, $x_m \approx \frac{2\pi}{l_0}$. Внутренний масштаб турбулентности обычно оце-

нивается величиной $l_0 \approx 1 \text{ см}$. Оценки внешнего масштаба l менее определены. Весьма часто считают, что $l \approx 50 \div 100 \text{ м}$. Однако ряд исследований флуктуаций фазы сантиметровых волн, распространяющихся вдоль земной поверхности [33], показывает, что спектр (7.32) может быть распространен до десятков километров. При этом, конечно, столь большая протяженность неоднородностей может быть только в горизонтальном направлении. Вертикальные масштабы неоднородностей, по-видимому, следует считать значи-

тельно меньшими. Формулы (7.31) и (7.32) справедливы для случая изотропной турбулентности; однако приближенно ими можно пользоваться и для случая неізотропных неоднородностей.

В случае тропосферы при $l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll l$ приближенное вычисление интеграла (7.31) приводит к формуле

$$\langle I^2 \rangle \approx 0,31 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \quad (7.33)$$

Если же $\sqrt{\lambda L} \gg l$, то можно получить

$$\langle I^2 \rangle \approx k^2 \sigma_n^2 l L, \quad (7.34)$$

где σ_n^2 — дисперсия флуктуаций показателя преломления воздуха. Так как космические аппараты практически всегда находятся вне тропосферы, то $L \approx H_t \sec \alpha$, где H_t — эффективная толщина тропосферы. Для численных оценок будем пользоваться ф-лой (7.34), где положим $\sigma_n \approx 1 \cdot 10^{-6}$ [34], $l \approx 150$ м. Тогда для тропосферы, полагая $H_t = 10$ км,

$$\langle I_t^2 \rangle \approx \frac{0,4 \sec \alpha}{\lambda_{[см]}^2}. \quad (7.35)$$

Таблица 7.12 дает зависимость $\langle I_t^2 \rangle$ от длины волны λ для $\alpha = 0$.

ТАБЛИЦА 7.12

Средний квадрат логарифма амплитуды $\langle I_t^2 \rangle$ при вертикальном распространении через тропосферу

$\lambda, \text{ см}$	600	300	60	30	10	3	0,8
I_t^2	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	0,63

Аналогичные явления происходят и в ионосфере, где флуктуации коэффициента преломления обусловлены флуктуациями электронной плотности на достаточно высоких частотах

$$\sigma_n = \frac{2 \pi e^2 \sigma_N}{m \omega^2}, \quad (7.36)$$

где σ_N — дисперсия флуктуаций электронной плотности. Флуктуационные процессы в ионосфере изучены еще недостаточно полно. Однако известно [28], что во всей толще ионосферы величина относительных флуктуаций σ_N/N примерно постоянна (порядка 10^{-2}). Размеры неоднородностей приблизительно 200 ÷ 300 м. Кроме того, возможно существование крупномасштабных неізотропных неоднородностей протяженностью по горизонтали до 150 км, по вертикали порядка 10 км. В соответствии с (7.34) и (7.36) средний квадрат логарифма амплитуды будет

$$\langle I_t^2 \rangle = \frac{e^4 l \sigma_N^2}{c^2 m^2 f^2 N^2} \int N^2(h) dl, \quad (7.37)$$

где интегрирование производится вдоль траектории луча. Приближенно $dl = dh \left[1 - \left(\frac{a}{a+h} \right)^2 \sin^2 \alpha \right]^{-\frac{1}{2}}$. Пользуясь тем, что $N^2(h)$ имеет острый максимум, вынесем $\left[1 - \left(\frac{a}{a+h} \right)^2 \sin^2 \alpha \right]^{-\frac{1}{2}}$ из-под интеграла. В итоге

$$\langle I_i^2 \rangle = \frac{e^4 l^2 \sigma_N^2 \int_0^{H_c} N^2(h) dh}{c^2 m^2 f^2 N^2 \left[1 - \left(\frac{a}{a+h'} \right)^2 \sin^2 \alpha \right]^{1/2}}. \quad (7.38)$$

Здесь $h' = H_c$ (высота спутника), если $H_c < h_m$ (высота максимума ионосферы) и $h' = h_m$ при $H_c > h_m$.

Подставим численные значения $\sigma_N/N = 1 \cdot 10^{-2}$ и $l = 250$ м; тогда

$$\langle I_i^2 \rangle = \frac{1,84 \cdot 10^{-4} \int_0^{H_c} N^2(h) dh}{f_{[e\mu]}^2 \left[1 - \left(\frac{a}{a+h'} \right)^2 \sin^2 \alpha \right]^{1/2}}; \quad (7.39)$$

значения функции

$$P(H_c) = \int_0^{H_c} N^2(h) dh \quad (7.40)$$

представлены в табл. 7.13.

ТАБЛИЦА 7.13

Значения функции $P(H_c) = \int_0^{H_c} N^2(h) dh$

$H_c, км$	100	200	300	400	500	600	700
$10^{18} P(H_c) / см^{-5}$	2,2	4,0	13,0	17,6	19,4	20,2	20,2

Из ф-лы (7.39) следует, что при прохождении через ионосферу флуктуации амплитуды падают с увеличением частоты, в то время как при прохождении через тропосферу эти флуктуации, наоборот, растут с частотой. Таблица 7.14 иллюстрирует зависимость среднего квадрата логарифма амплитуды от частоты при вертикальном прохождении радиоволн сквозь всю толщу ионосферы.

Таблица 7.14 показывает, что на некоторых частотах влияние ионосферы приводит к сильным флуктуациям поля. Из 7.30 следует, что

$$E = E_0 e^I.$$

ТАБЛИЦА 7.14

Средний квадрат амплитуды $\langle I_i^2 \rangle$ при вертикальном распространении радиоволн через ионосферу

$f, \text{Мгц}$	50	100	500	1000	3000
$\langle I_i^2 \rangle$	1,49	0,37	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$

Однако по закону сохранения энергии [30] более точно должно быть

$$E = E_0 e^{I - \langle I^2 \rangle}. \quad (7.41)$$

В противном случае получаем парадоксальный результат: с ростом расстояния средняя амплитуда поля должна расти. Так как величина I распределена по нормальному закону с функцией распределения

$$W(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \langle I^2 \rangle} \exp\left(-\frac{I^2}{2\langle I^2 \rangle}\right), \quad (7.42)$$

то средние значения амплитуды поля будут

$$\langle E \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E(I) W(I) dI = E_0 \exp\left(-\frac{\langle I^2 \rangle}{2}\right), \quad (7.43)$$

откуда следует, что с ростом расстояния среднее значение амплитуды поля должно падать [см (7.34)]. Средний квадрат амплитуды поля (энергия)

$$\langle E^2 \rangle = E_0^2$$

не зависит от расстояния, как и должно быть по закону сохранения энергии. Отсюда глубина замираний поля

$$Q = \frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{\langle E^2 \rangle} = e^{\langle I^2 \rangle} - 1. \quad (7.44)$$

Очевидно, что с ростом расстояния глубина замираний должна расти. Для случая тропосферы, где почти всегда можно считать $\langle I_i^2 \rangle \ll 1$,

$$Q \approx \langle I_i^2 \rangle, \quad (7.45)$$

т. е. Q — малая величина. Это иллюстрируется записью флуктуаций сигнала (рис. 7.6). Эксперимент проводился на расстоянии в 16 км на частоте 1046 Мгц [32].

Для ионосферы $\langle I^2_i \rangle$ не всегда мало (см. табл. 7.14), и флуктуации амплитуды на некоторых частотах могут оказаться значительными. Кроме того, возможно заметное ослабление амплитуды радиоволн (также когерентной составляющей) из-за рассеяния на ионосферных неоднородностях.

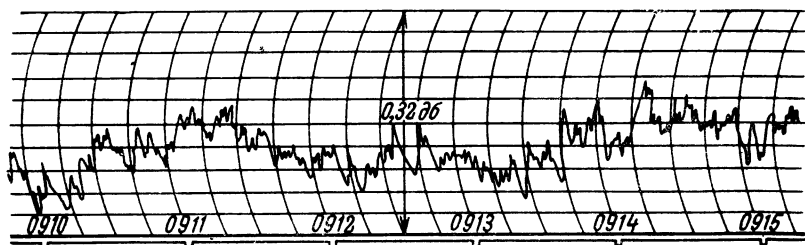


Рис. 7.6

Литература к главе 7

1. Van Vleck I. H. The absorption of microwaves by oxygen. «Phys. Rev.», 1947, v. 71, № 7, 413.
2. Van Vleck I. H. The absorption of microwaves by uncondensed water vapour. «Phys. Rev.», 1947, v. 71, № 7, 425.
3. Van Vleck I. H., Weisskopf V. F. On the shape of collisionbroadened lines. «Reviews of Modern physics», 1945, v. 17, № 2/3, 277.
4. Жевакин С. А., Стрелков Г. М. Материалы XV Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 3, 39. Изд-во ВИНТИ АН СССР, 1963.
5. Жевакин С. А., Наумов А. П. О коэффициенте поглощения электромагнитных волн водяными парами в диапазоне 10 мк÷2 см. «Радиофизика», 1963, т. 6, № 4, 674.
6. Распространение ультракоротких волн. Перевод под ред. Шиллерова Б. А. Изд-во «Советское радио». 1954.
7. Жевакин С. А., Наумов А. П. К расчету коэффициента поглощения сантиметровых и миллиметровых волн в атмосферном кислороде. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 6, 987—995.
8. Наумов А. П. О миллиметровом спектре поглощения молекулярного кислорода. «Радиофизика», 1965, т. 8, № 4, 718.
9. Жевакин С. А., Наумов А. П. Поглощение сантиметровых и миллиметровых радиоволн атмосферными парами воды. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 8, 1327.
10. Жевакин С. А., Троицкий В. С. Поглощение сантиметровых волн в слоистой атмосфере. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, № 1, 21.
11. Crawford A. B., Hogg D. C., Measurement of atmospheric attenuation at millimeter wavelengths. Bell system techn. J., 1956, v. 35, № 4, 907.
12. Dicke R. H., Beringer R., Kuhl R. L., Vane A. B. Atmospheric absorption measurements with a microwave radiometer. «Phys. rev.», 1946, v. 70, № 5—6, 340.
13. Саломонович А. Е., Атаев О. М. Тепловое излучение и поглощение в земной атмосфере радиоволн 8-мм диапазона, «Радиофизика», 1960, т. 3, № 3, 606.
14. Becker G. E., Aurler S. H. Water vapour absorption of electromagnetic radiation in the centimetre wave length range. «Phys.Rev.», 1946, v. 70, № 5—6, 300.

15. Жевакин С. А., Троицкий В. С., Цейтлин И. М. Радиоизлучение атмосферы и исследование поглощения сантиметровых радиоволн. «Радиофизика», 1958, т. 1, № 2, 19.
16. Theissing H. H., Caplan P. J. Atmospheric attenuation of solar millimeter wave radiation. «Journal of Applied Physics», 1956, v. 27, № 51, 538.
17. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, 1951.
18. Gunn K. L. S., East T. W. R. The microwave properties of precipitation particles. «Quarterly Journal of the Royal Meteorological society», 1954, v. 80, № 346.
19. Lane J. A., Saxton J. A. Dielectric dispersion in pure polar liquids of very high radio frequencies. 1952, v. A213, 400.
20. Collic C. H., Hasted J. A., Ritson D. M. The dielectric properties of water and heavy water. «Proceeding of the Royal Society of London», 1948, v. 60, 145.
21. Дебай П. Полярные молекулы. Изд-во ИЛ, 1934.
22. Фрелих Г. Теория диэлектриков. Изд-во ИЛ, 1960.
23. Cumming W. A. The dielectric properties of ice and snow of 3,2 cm. «Journal of Applied Physics», 1952, v. 23, 762.
24. Dunsmair R., Lamb J., The dielectric properties of ice at wavelengths of 3 and 9 cm. «Manchester Univ. Rept», 1945, № 61.
25. Lamb J. Measurements of the dielectric properties of ice. Trans. Faraday Soc., 1946, 42 A, 562.
26. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. ГИТТЛ, 1953.
27. Easterbrook B. J., Turner D., Prediction of attenuation by rainfall in the 10,7—11,7 Ghz communication band, «Proc. IEE», 1967, v. 114, № 5, 557.
28. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960.
29. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.
30. Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. Изд-во АН СССР, 1958.
31. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении в турбулентной атмосфере. Изд-во АН СССР, 1954.
32. Herbstreit J. W., Thompson M. C. Measurements of the phase of radio waves creived over transmission paths with electrical lengths varying as a result of atmospheric turbulence «Proc. IRE», 1955, v. 43, № 10, 1391.
33. Norton K. A., Barrows E. C., Thompson M. C., Janes H. B. Variance of radio frequency caused by atmospheric turbulence in line-of-sight transmissions «Trans. IRE», 1962, v. 1—11, № 3—4, 153.
34. Дальнее тропосферное распространение УКВ. Под ред. Введенского Б. А., Колосова М. А., Калинина А. И., Шифрина Я. С. Изд-во «Советское радио», 1965.

8.1. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы в магнитном поле

В плазме без магнитного поля электроны колеблются в направлении электрического поля. Плазма поляризуется также в направлении электрического поля, и поэтому распространяющаяся в немагнитной плазме волна имеет такую же поляризацию, как и волна, возбуждающая колебания электронов. В магнитном поле на электрон, кроме поля электрической волны, действует лоренцовская сила $\frac{e}{c} [\bar{v} \bar{H}_0]$, где \bar{v} — скорость электрона, а \bar{H}_0 — напряженность магнитного поля Земли. Под суммарным действием этих сил электрон движется по сложной траектории (в общем случае эллиптической), которая не совпадает с направлением вектора электрической волны, возбуждающей колебания электронов. Из-за этого поляризация плазмы не совпадает с направлением электрического поля.

В результате намагнитенная плазма становится анизотропной средой, в которой диэлектрическая проницаемость описывается тензором. В изотропной среде электрическая индукция связана с напряженностью электрического поля соотношением $\bar{D} = \epsilon(\omega) \bar{E}$; в анизотропной среде эта связь более сложная:

$$D_j = \sum_{k=1}^3 \epsilon_{jk} E_k, \quad (8.1)$$

где j и k — номера декартовых координат (1 соответствует координате x , 2 — координате y , 3 — координате z). Таким образом, при падении на анизотропную среду волны с вектором \bar{E} , имеющим только одну составляющую (например, E_x), в среде возникают волны, у которых вектор \bar{D} имеет составляющие по всем трем координатам. Это, в свою очередь, может привести к возникновению волн с эллиптической поляризацией.

Для определения составляющих ϵ_{jk} тензора диэлектрической проницаемости плазмы, помещенной в магнитное поле, необходимо решить уравнение движения электрона в магнитном поле Земли. При этом столкновениями электронов с ионами и нейтральными

молекулами пренебрегаем. Тогда уравнение движения будет иметь вид

$$m \frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = -e\bar{E} e^{-i\omega t} - \frac{e}{c} \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{H}_0 \right]. \quad (8.2)$$

Предположим, что поле изменяется по гармоническому закону, и это учитывается фактором $e^{-i\omega t}$. Действием магнитного поля волны на электрон пренебрегаем [1]. Рассмотрим установившееся движение и положим $\bar{r} = \bar{r}_0 e^{-i\omega t}$. Тогда

$$\bar{r}_0 = \frac{e\bar{E}}{m\omega^2} - \frac{ie}{m\omega} [\bar{r}_0 \bar{H}_0]. \quad (8.3)$$

Из этого уравнения можно найти составляющие вектора \bar{r}_0 в функции от составляющих вектора \bar{E} . По составляющим вектора \bar{r}_0 определяют вектор поляризации $\bar{P} = Ne\bar{r}$, а по формуле $\bar{D} = = \bar{E} + 4\pi \bar{P}$ и вектор электрической индукции. Тогда на основании ф-лы (8.1) определяют компоненты тензора диэлектрической проницаемости, которые в нашем случае имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx}' &= 1 - \frac{v}{1-u}, \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \frac{iv\sqrt{u} \cos \alpha}{1-u} \\ \epsilon_{xz} = -\epsilon_{zx} &= -\frac{iv\sqrt{u} \sin \alpha}{1-u}, \quad \epsilon_{yy} = 1 - \frac{v(1-u \sin^2 \alpha)}{1-u} \\ \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} &= \frac{vu \sin \alpha \cos \alpha}{1-u}, \quad \epsilon_{zz} = 1 - \frac{v(1-u \sin^2 \alpha)}{1-u} \end{aligned} \quad (8.4)$$

Здесь α — угол между направлением вектора магнитного поля \bar{H}_0 и осью z . Для краткости написания обозначено

$$v = \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}; \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}, \quad (8.5)$$

где $\omega_H = \frac{eH_0}{mc}$ называют гироскопической частотой.

В отсутствие магнитного поля $u=0$ и тензор диэлектрической проницаемости становится диагональным:

$$\epsilon_{jk} = \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \delta_{jk}. \quad (8.6)$$

8.2. Распространение волн в магнитоактивной плазме

Зная тензор диэлектрической проницаемости анизотропной (магнитоактивной) плазмы, можно рассмотреть вопрос о распространении волн в такой среде. Для удобства предположим, что вол-

на распространяется в направлении оси z и что составляющие электромагнитного поля изменяются по закону:

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \bar{E}_0 \exp\left(i \frac{\omega}{c} nz\right); & \bar{D} &= \bar{D}_0 \exp\left(i \frac{\omega}{c} nz\right); \\ \bar{H} &= \bar{H}_0 \exp\left(i \frac{\omega}{c} nz\right).\end{aligned}\quad (8.7)$$

Здесь n — показатель преломления, определить который и требуется. С учетом (8.7) уравнения Максвелла переписутся в виде:

$$\begin{aligned}n[\bar{z}_0 \bar{H}_0] &= -\bar{D}_0; & n[\bar{z}_0 \bar{E}_0] &= \bar{H}_0; \\ (\bar{z}_0 \bar{D}_0) &= 0,\end{aligned}\quad (8.8)$$

где \bar{z}_0 — единичный вектор в направлении оси z . Первые два уравнения являются следствием уравнений $\text{rot } \bar{H} = -\frac{i\omega}{c} \bar{D}$ и $\text{rot } \bar{E} = \frac{i\omega}{c} \bar{H}$, а третье уравнение является следствием уравнения $\text{div } \bar{D} = 0$. Из первых двух уравнений (8.8) исключим \bar{H}_0 и получим

$$n^2 [\bar{z}_0 [\bar{z}_0 \bar{E}_0]] = -\bar{D}_0$$

или, раскрывая двойное векторное произведение,

$$n^2 [(\bar{z}_0 \bar{E}_0) \bar{z}_0 - \bar{E}_0] = -\bar{D}_0.\quad (8.9)$$

Уравнение (8.9) и третье уравнение (8.8) с учетом (8.1) дают систему трех алгебраических уравнений.

$$\begin{aligned}(n^2 - \epsilon_{xx})E_{ox} - \epsilon_{xy}E_{oy} - \epsilon_{xz}E_{oz} &= 0, \\ -\epsilon_{yx}E_{ox} + (n^2 - \epsilon_{yy})E_{oy} - \epsilon_{yz}E_{oz} &= 0, \\ \epsilon_{xx}E_{ox} + \epsilon_{zy}E_{oy} + \epsilon_{zz}E_{oz} &= 0.\end{aligned}$$

Из третьего уравнения можно определить E_{oz} :

$$E_{oz} = -\frac{i v \sqrt{u} \sin \alpha}{1 - u - v(1 - u \cos^2 \alpha)} E_{ox} - \frac{v u \sin \alpha \cos \alpha}{1 - u - v(1 - u \cos^2 \alpha)} E_{oy}.\quad (8.10)$$

Мы подставили в уравнение значение составляющих тензора ϵ_{jh} из ф-лы (8.4). Для составляющих E_{ox} и E_{oy} справедливо следующее:

$$\begin{aligned}\{-n^2[1 - u - v(1 - n \cos^2 \alpha)] + (1 - v)^2 - u(1 - v \cos^2 \alpha)\} E_{ox} + \\ + i v \sqrt{u} (1 - v) \cos \alpha E_{oy} &= 0, \\ -i v \sqrt{u} \cos \alpha (1 - v) E_{ox} + \{-n^2[1 - u - v(1 - u \cos^2 \alpha)] + \\ + (1 - v)^2 - n(1 - v)\} E_{oy} &= 0.\end{aligned}\quad (8.11)$$

Такая однородная система имеет отличное от нуля решение при условии, что ее определитель обращается в нуль. Последнее условие и дает уравнение для определения величины n :

$$n^4 [1 - u - v(1 - u \cos^2 \alpha)]^2 - n^2 [1 - u - v(1 - u \cos^2 \alpha)](a + b) + ab - v^2 u (1 - v)^2 \cos^2 \alpha = 0, \quad (8.12)$$

где

$$a = (1 - v)^2 - u(1 - v \cos^2 \alpha), \quad b = (1 - v)^2 - u(1 - v).$$

Решение имеет вид

$$n^2 = 1 - \frac{v}{2} \left\{ \frac{-u \sin^2 \alpha + 2(1 - v) \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1 - v)^2 \cos^2 \alpha}}{1 - u - v(1 - u \cos^2 \alpha)} \right\} \quad (8.13)$$

или [1]

$$n^2 = 1 - \frac{2v(1 - v)}{2(1 - v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1 - v)^2 \cos^2 \alpha}}. \quad (8.14)$$

Уравнение (8.12) имеет два решения, отличающиеся знаком перед квадратным корнем. В соответствии с этим говорят о двух типах волн — «обыкновенной», которой соответствует верхний знак, и «необыкновенной», соответствующей нижнему знаку перед квадратным корнем. Характерно, что показатели преломления этих волн отличаются друг от друга, а следовательно, они распространяются с различной фазовой скоростью.

Если волны распространяются вдоль магнитного поля ($\alpha = 0$), то

$$n^2 = 1 - \frac{v}{1 \pm \sqrt{u}} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega \pm \omega_H)}. \quad (8.15)$$

При распространении поперек магнитного поля ($\alpha = \pi/2$) для «обыкновенной» волны имеем

$$n^2 = 1 - v = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (8.16)$$

а для «необыкновенной»

$$n^2 = 1 - \frac{v(1 - v)}{1 - v - u}. \quad (8.17)$$

Рассмотрим теперь соотношения между составляющими электрического поля. Из уравнения (8.11) для отношения составляющих E_{Ox}/E_{Oy} получим соотношение

$$\frac{E_{Ox}}{E_{Oy}} = \frac{2i(1 - v) \cos \alpha}{\sqrt{u} \sin^2 \alpha \mp \sqrt{u \sin^4 \alpha + 4(1 - v)^2 \cos^2 \alpha}}. \quad (8.18)$$

Как и прежде, верхний знак соответствует «обыкновенной» волне, а нижний — «необыкновенной».

В случае продольного распространения ($\alpha = 0$) имеем $\frac{E_{Ox}}{E_{Oy}} = \pm i$.

Это означает, что в «обыкновенной» волне E_{oy} опережает E_{ox} по фазе на $\pi/2$, и она представляет собой волну с круговой поляризацией с левым вращением. Вектор электрической поляризации «обыкновенной» волны вращается против часовой стрелки, если смотреть в направлении распространения волны. Напротив, «необыкновенная» волна представляет собой волну с правым вращением, т. е. по часовой стрелке.

В случае поперечного распространения ($\alpha = \pi/2$) можно показать [1], что составляющие E_{ox} и E_{oy} не связаны друг с другом. При этом поле, поляризованное вдоль оси y , соответствует «обыкновенной» волне. На распространение этой волны магнитное поле не влияет, электроны в этом случае колеблются вдоль направления магнитного поля. Волне, поляризованной вдоль оси x , соответствует «необыкновенная» волна, которая также имеет продольную (z -ю) составляющую электрического поля [см. ур-ние (8.10)].

Таким образом, в плазме, помещенной в магнитное поле, возникают две волны — «обыкновенная» и «необыкновенная», в общем случае представляющие собой эллиптически поляризованные волны с противоположными направлениями вращения. В случае продольного распространения — это волны с круговой поляризацией. В случае поперечного распространения эллиптическая поляризация волн превращается в линейную.

Магнитное поле Земли H_0 порядка 0,5 э. Поэтому $\omega_H \approx 8,8 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, т. е. гироманнитная частота в ионосфере — порядка 1 *Мгц*. Так как в космической радиосвязи употребляют значительно более высокие частоты, то всегда можно считать

$$u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \ll 1. \quad (8.19)$$

Поэтому, если справедливо неравенство

$$\cos^2 \alpha \gg \frac{u \sin^4 \alpha}{4(1-u)^2} \quad (8.20)$$

для показателей преломления (8.14), справедливо приближение

$$n_0 = 1 - \frac{v}{2(1 + \sqrt{u} |\cos \alpha|)}, \quad n_e = 1 - \frac{v}{2(1 - \sqrt{u} |\cos \alpha|)}, \quad (8.21)$$

где индексами 0 и e обозначены показатели преломления «обыкновенной» и «необыкновенной» волн. Доля $\cos \alpha$ взят модуль с тем, чтобы правильно учесть знаки для «обыкновенной» и «необыкновенной» волн в случае распространения против направления \vec{H}_0 (когда α — тупой угол и $\cos \alpha < 0$). Соотношение (8.18) в этом случае примет вид

$$\frac{E_{ox}}{E_{oy}} = \mp i, \quad (8.22)$$

характерный для продольного распространения. Поэтому неравенство (8.20) называют случаем квазипродольного распространения.

Установим количественные соотношения в (8.20) в случае ионосферы. Так как $\sqrt{\mu} \ll 1$, а в нашем случае и

$$v = \frac{4\pi e^2 N}{m \omega^2} \ll 1,$$

то угол α может быть близок к $\pi/2$. Тогда неравенство (8.23) упрощается и приобретает вид

$$\cos^2 \alpha \gg \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_H}{\omega} \right)^2. \quad (8.23)$$

Это означает, что уже для частоты 20 Мгц (8.23) справедливо при

$$\alpha < 84^\circ, \quad (8.24)$$

т. е. в интересующем нас случае квазипродольное приближение справедливо в весьма широком интервале углов между направлением магнитного поля и направлением распространения радиоволн.

8.3. Эффект Фарадея

Из предыдущего следует, что линейно поляризованная волна при падении на магнитоактивную плазму возбуждает две волны с круговой (в квазипродольном приближении) поляризацией и с противоположным направлением вращения. В сумме они дают линейно поляризованную волну. При распространении в плазме векторы электрической напряженности «обыкновенной» и «необыкновенной» волны поворачиваются против и по часовой стрелке соответственно (рис. 8.1). Так как фазовые скорости «обыкновенной» и «необыкновенной» волн различны, то они повернутся на разные углы, как это показано на рис. 8.1. Поэтому и суммарный вектор поля также повернется. Таким образом, при распространении в магнитоактивной плазме происходит вращение вектора поляризации волны. Это и есть эффект Фарадея.

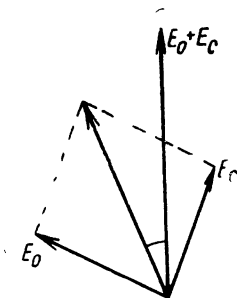


Рис. 8.1

Для вывода величины угла поворота запишем комплексные амплитуды «обыкновенной» и «необыкновенной» волн в виде

$$E_{ox} = a \exp \left(i \frac{\omega}{c} n_0 z + i \varphi_0 \right),$$

$$E_{oy} = a \exp\left(i \frac{\omega}{c} n_0 z + i \varphi_0 + i \frac{\pi}{2}\right), \quad E_{cx} = b \exp\left(i \frac{\omega}{c} n_c z + i \varphi_c\right),$$

$$E_{cy} = b \exp\left(i \frac{\omega}{c} n_c z + i \varphi_c - i \frac{\pi}{2}\right), \quad (8.25)$$

где φ_0 и φ_c — начальные фазы «обыкновенной» и «необыкновенной» волн, n_0 и n_c — коэффициенты преломления «обыкновенной» и «необыкновенной» волн. Здесь учтено, что по соотношению (8.22) x и y — составляющие «обыкновенной» и «необыкновенной» волн — равны по амплитуде и сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Пусть при $z=0$ суммарный вектор поля повернут на угол β_0 относительно оси x ; амплитуда его равна H и начальная фаза — нулю. Тогда должны соблюдаться равенства:

$$H \cos \beta_0 = a e^{i\varphi_0} + b e^{i\varphi_c},$$

$$H \sin \beta_0 = i [a e^{i\varphi_0} + b e^{i\varphi_c}].$$

Приравнивая в этих равенствах отдельно действительную и мнимую части, получим уравнения для определения b , φ_0 , φ_c и a :

$$H \cos \beta_0 = a \cos \varphi_0 + b \cos \varphi_c, \quad H \sin \beta_0 = -a \sin \varphi_0 + b \sin \varphi_c,$$

$$0 = a \sin \varphi_0 + b \sin \varphi_c, \quad 0 = a \cos \varphi_0 - b \cos \varphi_c \quad (8.26)$$

Подставим результаты решения этих уравнений $a = b = \frac{H}{2}$, $\varphi_0 = -\varphi_c = -\beta_0$ в (8.25) и найдем величины

$$|E_x| = |E_{ox} + E_{cx}|, \quad |E_y| = |E_{oy} + E_{cy}|$$

В нашем случае:

$$|E_x| = H \cos \left[\beta_0 - \frac{\omega}{2c} (n_0 - n_c) z \right],$$

$$|E_y| = H \sin \left[\beta_0 - \frac{\omega}{2c} (n_0 - n_c) z \right]. \quad (8.27)$$

Угол наклона β вектора $\vec{E} = E_x \bar{x}_0 + E_y \bar{y}_0$, где \bar{x}_0 и \bar{y}_0 — единичные векторы в направлении осей x и y , определяется из соотношения

$$\frac{|E_y|}{|E_x|} = \operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \left[\beta_0 - \frac{\omega}{2c} (n_0 - n_c) z \right].$$

Откуда угол поворота

$$\Psi = \beta - \beta_0 = -\frac{\omega}{2c} (n_0 - n_c) z. \quad (8.28)$$

Если сюда подставить значения n_0 и n_c из (8.21), то получим окончательно (пренебрегая величиной $u \cos^2 \alpha$)

$$\Psi = -\frac{\omega}{2c} v \sqrt{u} z |\cos \alpha| = -\frac{\omega_0^2 \omega H}{2c \omega^2} z |\cos \alpha|. \quad (8.29)$$

Таким образом, суммарный вектор поворачивается на отрицательный угол, т. е. против часовой стрелки (рис. 8.1). Этот вывод справедлив, если угол между направлением распространения и магнитным полем острый. При тупом угле распространение происходит в направлении отрицательной оси и вектор вращается по часовой стрелке, если смотреть в направлении движения волны. В общем случае плоскость поляризации поворачивается в направлении вращения вектора «обыкновенной» волны. С учетом этого правила в ф-ле (8.24) можно опустить знак «минус» и написать при подстановке численных коэффициентов

$$\Psi = \frac{e^2 N H_0}{2\pi m^2 c^2 f^2} z \cos \alpha = 2,36 \cdot 10^4 \frac{N H_0}{f^2} z \cos \alpha. \quad (8.30)$$

Здесь Ψ выражается в рад, N — в $см^{-3}$, H_0 — в эрстедах, z — в см и f — в гц.

Оценим величину эффекта Фарадея в ионосфере, имея в виду, что как электронная концентрация, так и напряженность магнитного поля и угол α являются функциями координат. Поэтому расчетные формулы несколько усложняются. Предварительно заметим, что произведение $H_0 z \cos \alpha = (\bar{H}_0 \bar{z})$. На бесконечно малом отрезке $d\bar{l}$ (здесь учитывается и направление движения) все величины можно считать постоянными и поворот плоскости поляризации будет

$$d\Psi = 2,36 \cdot 10^4 \frac{N}{f^2} (\bar{H}_0 d\bar{l}).$$

Полный поворот определяется интегралом вдоль траектории

$$\Psi = \frac{2,36 \cdot 10^4}{f^2} \int N (\bar{H}_0 d\bar{l}). \quad (8.31)$$

Известно [2], что магнитное поле Земли приблизительно совпадает с полем магнитного диполя, с моментом \bar{M} , направленным приближенно с севера на юг. Поэтому напряженность магнитного поля можно выразить градиентом величины [3]:

$$\bar{H}_0 = -\text{grad} \left(\frac{\bar{M}\bar{R}}{R^3} \right) = -\text{grad} \left(\frac{M \cos \mu}{R^2} \right). \quad (8.32)$$

Здесь \bar{R} — радиус-вектор точки, исходящий из центра Земли, а μ — угол между \bar{M} и \bar{R} . С другой стороны,

$$(\text{grad } f d\bar{l}) = \frac{\partial f}{\partial l} dl,$$

где f — произвольная функция. Поэтому ф-лу (8.31) можно записать в виде

$$\Psi = -\frac{2,36 \cdot 10^4 M}{f^2} \int N \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right) dl.$$

Как и в главе 6 ограничимся случаем прямолинейного распространения. Тогда $dl = \frac{(a+h)dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}$, где α — истинный зенитный угол объекта, а h — высота точки интегрирования над земной поверхностью. В этом случае

$$\Psi = - \frac{2,36 \cdot 10^4 M}{f^2} \int_0^{H_c} \frac{N(h) \frac{\partial l}{\partial l} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right) (a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}.$$

Повторяя рассуждения главы 6 (о быстром спадании $N(z)$ в зависимости от высоты максимума или высоты спутника), получим расчетные формулы для случаев:

а) космический аппарат находится выше главного максимума ионизации

$$\Psi = - \frac{2,36 \cdot 10^4 M \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right)_{h=h_m}}{f^2 \sqrt{1 - 0,91 \sin^2 \alpha}} \int_0^{H_c} N(h) dh; \quad (8.33)$$

б) космический аппарат находится ниже максимума ионизации

$$\Psi = - \frac{2,36 \cdot 10^4 M \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right)_{h=H_c}}{f^2 \sqrt{1 - \left(\frac{a}{a+H_c} \right)^2 \sin^2 \alpha}} \int_0^{H_c} N(h) dz. \quad (8.34)$$

В формуле (8.33) положим высоту максимума ионизации $h_m = 300$ км. Это совпадает с оценкой в [4], где рекомендуется величину $\frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right) \frac{a+h}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}$ выносить за знак интеграла при $h_m = 350 \div 400$ км, хотя формула, подобная (8.33), получена там на основе соображений теоремы о среднем. Это различие в общем несущественно, так как профиль электронной концентрации ионосферы известен лишь приближенно.

В нашу задачу входит вычисление величины $\frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right)$. Имеем

$$\cos \mu = \sin \mu_0 \cos \chi + \cos \mu_0 \sin \chi \cos \varphi,$$

где μ_0 — магнитная широта наземного пункта, φ — азимут объекта по отношению к магнитному меридиану наземного пункта, а χ — центральный угол между направлениями из центра Земли на точку траектории, в которой выбирается $\cos \mu$ и наземный пункт приема (передачи). В южной части от магнитного экватора $\mu_0 > 0$, а в северной $\mu_0 < 0$; угол φ отсчитывается от направления

магнитного поля в наземном пункте. Так как вдоль траектории углы φ и μ_0 не меняются, то

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right) &= \left(\frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \chi} \right) \left(\frac{\sin \mu_0 \cos \chi + \cos \mu_0 \sin \chi \cos \varphi}{R^2} \right) = \\ &= -\frac{1}{R^3} [\cos \chi (2 \sin \mu_0 - \cos \mu_0 \cos \varphi) + \sin \chi (2 \cos \mu_0 \cos \varphi + \sin \mu_0)]. \end{aligned}$$

Здесь $R = a + h$. Из ф-лы (6.5), если там положить $n = 1$, получим

$$\chi = \alpha - \arcsin \left(\frac{a}{a+h} \sin \alpha \right)$$

(это же следует и из рис. 6.1), где $h = h_m$ или $h = H_c$. Тогда, выразив $\cos \chi$ и $\sin \chi$ через α и h , получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\cos \mu}{R^2} \right) &= \frac{\sqrt{1 - \frac{a^2}{(a+h)^2} \sin^2 \alpha}}{(a+h)^3} \times \\ &\times \left\{ 2 \sin \gamma - \cos \delta - \frac{a \sin \alpha (2 \cos \delta + \sin \gamma)}{(a+h) \sqrt{1 - \frac{a^2}{(a+h)^2} \sin^2 \alpha}} \right\}. \end{aligned}$$

Вспомогательные углы γ и δ определяют из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \sin \gamma &= \sin \mu_0 \cos \alpha + \cos \mu_0 \sin \alpha \cos \varphi, \\ \cos \delta &= -\sin \mu_0 \sin \alpha + \cos \mu_0 \cos \alpha \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (8.35)$$

При достаточно большом удалении космического аппарата от Земли угол γ равен центральному углу между магнитным полюсом и космическим объектом. Подставим последние результаты в ф-лы (8.33) и (8.34). Получим для случая $H > h_m$

$$\Psi = \frac{6,08 \cdot 10^3}{f^2} \left[2 \sin \gamma - \cos \delta - \frac{0,953 \sin \alpha (2 \cos \delta + \sin \gamma)}{\sqrt{1 - 0,91 \sin^2 \alpha}} \right] \int_0^{H_c} N(h) dh, \quad (8.36)$$

а для случая $H_c < h_m$

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{7,08 \cdot 10^3}{f^2} \left(\frac{a}{a+H_c} \right)^3 \times \\ &\times \left[2 \cos \gamma - \cos \delta - \frac{a \sin \alpha (2 \cos \delta + \sin \gamma)}{(a+H_c) \sqrt{1 - \left(\frac{a}{a+H} \right)^2 \sin^2 \alpha}} \right] \int_0^{H_c} N(h) dh. \quad (8.37) \end{aligned}$$

При выводе ф-лы (8.36) и (8.37) было учтено, что магнитный момент M связан с напряженностью магнитного поля на полюсе соотношением

$$H_0 r = \frac{2M}{a^3}.$$

Так как на полюсе $H_0 \approx 0,6$ э, то $M = 0,3 a^3$. В дальнейшем будет удобно ввести функцию

$$P(\alpha) = \frac{0,953 \sin \alpha}{\sqrt{1 - 0,91 \sin^2 \alpha}}. \quad (8.38)$$

Полученные формулы показывают, что значение угла поворота Ψ зависит от большого числа параметров.

Оценим максимальную величину угла поворота плоскости поляризации. Очевидно, этот максимум будет достигаться, когда, во-первых, азимут по отношению к геомагнитному меридиану равен нулю ($\varphi = 0$) и, во-вторых, объект находится выше ионосферы. В этом случае (так как $\int N dh = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$)

$$\Psi = \frac{1,82 \cdot 10^{17}}{f^2} \{ \sin(\nu_0 + \alpha) [2 - P(\alpha)] - \cos(\nu_0 + \alpha) [1 + 2P(\alpha)] \}, \quad (8.39)$$

где $P(\alpha)$ определяется ф-лой (8.38).

Продифференцируем это уравнение по μ_0 и приравняем производную нулю. Получим уравнение

$$\cos(\nu_0 + \alpha) [2 - P(\alpha)] + \sin(\nu_0 + \alpha) [1 + 2P(\alpha)] = 0, \quad (8.40)$$

определяющее угол μ_0 в функции от α , при котором значение Ψ максимально. С учетом ур-ний (8.37) и (8.40) для $\Psi_{\text{макс}}$ легко получить выражение

$$\Psi_{\text{макс}} = \frac{2,32 \cdot 10^{19}}{f^2 \sqrt{1 - 0,91 \sin^2 \alpha}}. \quad (8.41)$$

Здесь $\Psi_{\text{макс}}$ — в град, а f — в гц.

Значение $\Psi_{\text{макс}}$ для различных частот представлены в табл. 8.1.

ТАБЛИЦА 8.1

Значения $\Psi_{\text{макс}}$ град. в функции от зенитного угла α

Угол α , град.	Значение $\Psi_{\text{макс}}$ при частоте f , Мгц				
	50	100	500	1000	3000
0	9300	2320	93,0	23,2	2,58
10	9420	2360	94,2	23,6	2,61
20	9850	2470	98,5	24,7	2,74
30	10600	2660	106	26,6	2,96
40	11800	2940	118	29,4	3,29
50	13600	3420	136	34,2	3,84
60	16500	4130	165	41,3	4,59
70	21600	5260	210	51,6	5,93
80	28200	6950	282	69,5	7,75

Поворот плоскости поляризации в ионосфере заметен даже на весьма высоких частотах (например, 500 и 1000 Мгц). Этот поворот может существенно изменяться при движении объекта по небосводу. Поэтому если радиосигналы принимаются на антенну с линейной поляризацией, то эффект Фарадея приводит к своеобразным поляризационным замираниям. Эти замирания возникают также за счет флуктуаций электронной плотности в ионосфере.

Так как величина эффекта Фарадея пропорциональна интегральной концентрации, то соответствующие измерения угла поворота плоскости поляризации радиоволн позволяют изучать ионосферу [5—8].

Литература к главе 8

1. Гинзбург В. Л. Распространение радиоволн в плазме. Физматгиз, 1960.
2. Космическая физика. Сборник статей, пер. с англ. Изд-во «Мир», 1966.
3. Тамм И. Е. Основы теории электричества. ГИТТЛ, М., 1954.
4. Yeh K. C., Gonzaliz V. H., Note on the geometry of the earth magnetic field useful to Faraday effects experiments. «J. geophys. res.», 1960, v. 65, № 10, 3209.
5. Evans I. V. The electron content of the ionosphere. «Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics», 1957, v. 11, № 3—4, 259—271.
6. Bayer S. I., Daniels F. B. Measurements of ionospheric electron content by the lunar radio technique. 1959, v. 64, № 10, 1371.
7. Garriott O. K. The determination of ionospheric electron content and distribution from satellite observations. «Journal of Geophysical Research», 1960, v. 65, № 4, 1139.
8. Грингауз К. И., Рудаков В. А. Измерения электронной концентрации в ионосфере по вращению плоскости поляризации радиоволн, излучаемых с ракет. ДАН СССР, 1960, т. 132, № 6, 1311.
9. Альперт Я. А. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960.

9.1. Характеристики межпланетной среды

Непосредственные измерения концентрации протонов в межпланетном пространстве при помощи ловушек, установленных на космических ракетах, показали, что концентрация на расстоянии около 150 млн. км от Солнца составляет $2 \div 20 \text{ см}^{-3}$ [1—4]. Анализ энергетического спектра указывает на преимущественное движение протонов по радиальным направлениям от Солнца со средней скоростью порядка 500 км/сек [5]. В настоящее время нет еще надежных экспериментальных данных об электронной концентрации в межпланетном пространстве. Поэтому электронная концентрация принимается равной протонной, так как в целом плазма должна быть квазинейтральной. Поток протонов и электронов, образующий «солнечный ветер», не остается постоянным. После солнечных вспышек электронная концентрация и скорость «солнечного ветра» могут увеличиваться в несколько раз.

Представление о межпланетной среде как о плазме, увлекаемой «солнечным ветром», развито в теории Паркера [6, 7]. По Паркеру, в силу малой плотности вещества короны Солнца, достаточно небольшого притока тепла от фотосферы, нагретой до 6000°K , чтобы корона нагрелась до температуры около 1 млн. град. Вещество короны Солнца из-за большой температуры расширяется, что вызывает радиальные потоки протонов и электронов. На рис. 9.1 и 9.2 приведены результаты расчетов по теории Паркера средней электронной концентрации и скорости «солнечного ветра» в функции расстояния от Солнца [7]. Эти расчетные величины зависят от принятой температуры короны; графики 9.1 и 9.2 даны для $T = 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$. Теория Паркера хорошо соответствует имеющимся опытным данным для расстояний от Солнца порядка 150 млн. км. Из рис. 9.1 следует, что в области $1 \div 10$ млн. км скорость «солнечного ветра» быстро уменьшается при уменьшении расстояния до Солнца. Радиолокацией Солнца было обнаружено, что область плазмы, от которой отражаются радиоволны частоты 38 Мгц, движется радиально со скоростью 16 км/сек [8]. Этот результат также подтверждает основные представления паркеровской модели межпланетной среды. Существенно, что в области расстояний $30 \div 200$ млн. км скорость «солнечного ветра» изменяется

незначительно, и ее в первом приближении можно считать постоянной и равной 500 км/сек . В области, где можно приближенно считать $V = \text{const}$, электронная концентрация N в силу постоянства потока вещества в единичном телесном угле должна зависеть от расстояния до Солнца по закону $N(R) = aR^{-2}$, где $a \approx 2,3 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-1}$.

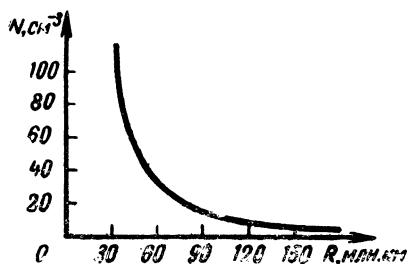


Рис. 9.1

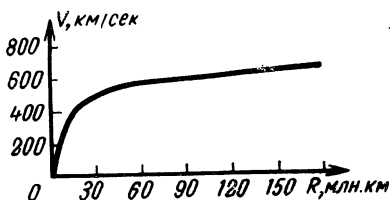


Рис. 9.2

Межпланетная плазма является статистически неоднородной средой, что отчетливо проявляется при наблюдении дискретных источников радиоизлучения [9, 10]. Наблюдаемый средний масштаб неоднородностей — порядка 200 км . Помимо статистических неоднородностей существуют крупномасштабные неоднородности с размерами $0,1 \div 1 \text{ млн. км}$.

Прямые измерения напряженности магнитного поля в космическом пространстве на расстоянии около одной астрономической единицы от Солнца показали, что $H = 5 \cdot 10^{-5} \text{ гс}$ [11, 12]. Напряженность магнитного поля не остается постоянной: во время солнечных вспышек она может увеличиваться в несколько раз.

9.2. Поток энергии радиоволн в межпланетной среде

Эффективным методом исследования распространения радиоволн в межпланетном и околосолнечном пространстве является его просвечивание радиоизлучением источника Тельца. Так как Телец расположен практически в плоскости эклиптики, то при годовом движении Земли вокруг Солнца межпланетное и околосолнечное пространства просвечиваются радиоволнами под различными углами i . Схема опытов по просвечиванию межпланетной среды радиоизлучением Тельца дана на рис. 9.3. На рис. 9.4 приведены результаты измерений потока энергии радиоволн частоты 184 Мгц при различных углах i [13]. Из рис. 9.4 следует, что при изменении угла i от 180 до 8° поток энергии радиоволн не ослабляется. При $i = 10^\circ$ радиоволны, излучаемые Тельцом, проходят в межпланетной среде, заключенной внутри орбиты Земли, путь порядка 300 млн. км . Наименьшее расстояние от луча радиоволн до Солнца составляет при этом около 25 млн. км . Околосолнечное пространство, заклю-

ченное в области $i < 5^\circ$, имеет электронную концентрацию, большую, чем межпланетная среда. В связи с этим интересно определить ослабление радиоволн в этой области. В табл. 9.1 приведены

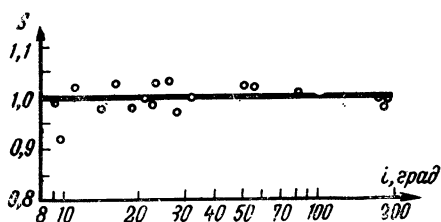


Рис. 9.3

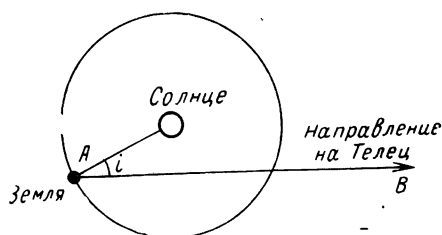


Рис. 9.4

результаты измерений потока энергии радиоволн при малых углах i . Определить ослабление радиоволн при $i < 8^\circ$ трудно из-за мешающего влияния солнечного радиоизлучения. В связи с этим приведенные в табл. 9.1 значения ослабления радиоволн следует рассматривать как максимально возможные.

Из табл. 9.1 следует, что в метровом диапазоне ослабление радиоволн заведомо меньше 30% при $i = 5^\circ$, в дециметровом диа-

ТАБЛИЦА 9.1

Максимально возможные ослабления радиоволн в окосолнечном пространстве

Длина волны λ , м	Ослабление потока энергии %	Угол i , град	Источник
11	29	5	[14]
3,5	достигает		
	30	2,3	[15]
1,6	16 ± 8	5	[13]
0,25	19	1,5	[16]
0,21	отсутствует	1,5	[17]
0,18	отсутствует	1,5	[18]
0,10	отсутствует	1,5	[16]

пазоне не наблюдается измеримого ослабления потока энергии радиоволн даже при $i = 2^\circ$. Описанные данные получены для антенн с относительно широкими диаграммами направленности. При применении интерферометров, когда ширина диаграммы интерференционного лепестка составляет всего несколько минут, наблюдается ослабление сигнала на выходе интерферометра при уменьшении угла i [9]. Это явление обусловлено влиянием неоднородностей

сверхкороны Солнца на фазовую структуру поля на поверхности Земли, оно не связано с уменьшением потока энергии радиоволн. Приведенные данные относятся к источнику, излучающему радиоволны с белым спектром, которые принимаются широкополосным приемником.

При дальнейшей космической радиосвязи используются монохроматические радиоволны, принимаемые узкополосным приемником. Зависимость потока энергии от расстояния в этом случае можно определить путем регулярных измерений уровня принимаемого сигнала межпланетных станций. На рис. 9.5 приведена зависимость от дальности уровня

принимаемого сигнала межпланетной станции Марс-1, отнесенного к значениям, следующим из закона свободного распространения [19]. Прямая 1 на этом рисунке аппроксимирует экспериментальные данные, прямая 2 соответствует закону свободного распространения радиоволн. Материалы [19] позволяют оценить максимально возможное значение ослабления монохроматических радиоволн частоты 183 Мгц; из рис. 9.5 следует, что это ослабление меньше 4 дб на 50 млн. км.

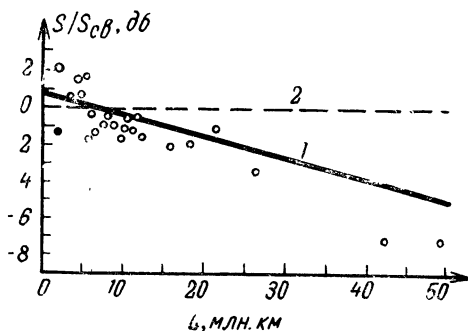


Рис. 9.5

этого ослабления меньше 4 дб на 50 млн. км. В [20] приведены данные об уровне принимаемого сигнала объекта «Пионер-5». Авторы этой работы отмечают, что при наблюдении за радиоволнами частоты 378 Мгц на расстояниях до 43 млн. км не наблюдалось заметного отклонения от закона свободного распространения радиоволн. В [21] приведены результаты определения эффективного поперечника рассеяния Венеры радиоволнами частоты 700 Мгц. Измеренные значения эффективного поперечника рассеяния были заключены в пределах 12–18% и не зависели от расстояния. При проведении этих измерений дальность изменялась с 40 до 65 млн. км, так что общее изменение пути распространения радиоволн составило 50 млн. км. Максимальное ослабление, которое еще могло быть скрыто в ошибках измерения эффективного поперечника рассеяния, не могло в этих опытах превосходить 1,6 дб на 50 млн. км.

Из описанных экспериментальных данных следует, что поток энергии радиоволн практически не ослабляется межпланетной средой. При приеме монохроматических радиоволн узкополосным приемником возможно ослабление отклика узкополосного приемника, которое однако не связано с уменьшением потока энергии радиоволн. Этот вывод подтверждается также расчетом коэффициента ослабления радиоволн в межпланетной плазме. Поглощение ра-

диоволн разреженной плазмы, связанное с передачей импульса заряженным частицам, по [22] определяется выражениями вида

$$\left. \begin{aligned} S &= S_0 \exp(-\nu L) \\ \nu &= \frac{10^{-2} N^2}{T^{3/2} f^2} \left(17,7 + \ln \frac{T^{3/2}}{f} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (9.1)$$

здесь L — длина трассы, $T=1,5 \cdot 10^6 \text{K}$ — электронная температура межпланетной плазмы, N — электронная концентрация в см^{-3} , S — поток энергии радиоволн. Из (9.1) следует, что даже при $N=10^2 \text{ см}^{-3}$ и $L=300$ млн. км ослабление пренебрежимо мало в диапазоне укв.

Межпланетная среда может вызвать замирания радиоволн [23]. Наблюдения за радиоизлучением Тельца [24, 25] показывают, что при распространении метровых радиоволн в окосолнечном пространстве поток энергии радиоволн нерегулярно изменяется. Эти нерегулярные относительно медленные изменения потока энергии радиоволн объясняются рефракционным изменением лучевой трубки, обусловленным движением крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации окосолнечного пространства. У дискретных источников радиоизлучения с малыми угловыми размерами наблюдаются регулярные быстрые замирания, связанные с движением мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации [10, 35].

На рис. 9.6 приведены результаты экспериментальных исследований влияния межпланетной среды на флуктуации потока энергии радиоволн частоты 178 Мгц по данным [26]. По горизонтальной

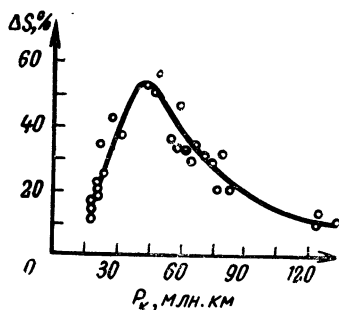


Рис. 9.6

оси на этом рисунке отложено прицельное расстояние в млн. км R_k , т. е. минимальное расстояние от Солнца до луча радиоволн, а по вертикали — флуктуации потока энергии радиоволн в процентах. Из рис. 9.6 следует, что если луч проходит через всю межпланетную среду и прицельное расстояние при этом равно 50 млн. км, то флуктуации потока энергии радиоволн достигают 50%. Далее, при уменьшении прицельного расстояния измеренные флуктуации потока энергии

уменьшаются, это связано с тем, что наблюдения производились при помощи интерферометра. Во время приема монохроматических радиоволн следует ожидать более глубоких флуктуаций потока энергии: при $R_k < 50$ млн. км они должны достигать в метровом диапазоне 100%. Средний период этих замираний — порядка секунды. Характерно, что у радиоисточников с большими угловыми размерами не наблюдается быстрых замираний, вызванных межпланетной средой. Замирания проявляются тогда, когда источ-

ник с белым спектром можно приближенно считать точечным. При приеме сигналов между планетных станций, являющихся точечными источниками монохроматических радиоволн, наблюдаются в метровом диапазоне большие замирания [19, 26]. Сильные замирания наблюдались также при радиолокации Венеры на частоте 38 Мгц [27].

9.3. Изменения частоты и спектра радиоволн

В космической радиосвязи радиоволны могут распространяться между областями пространства с отличающимися значениями гравитационного потенциала; при этом должно наблюдаться гравитационное смещение частоты [28]. Радиоволна с точки зрения квантовых представлений может характеризоваться массой кванта $m = \frac{h^*f}{c^2}$, где h^* — постоянная Планка. Потенциальная энергия кванта в точке, отстоящей на расстоянии R от центра планеты или Солнца, есть $W = \gamma \frac{mM}{R}$, здесь $\gamma = 6,66 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3, \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}$ — постоянная тяготения, M — масса планеты или Солнца. При распространении радиоволны из области, расположенной на расстоянии R_1 от планеты, в область, расположенную на расстоянии R_2 , энергия кванта изменяется на величину изменения потенциальной энергии, равную

$$\Delta W = \gamma mM \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (9.2)$$

Так как $\Delta W = h^* \Delta f$, то гравитационное изменение частоты определится выражением

$$\Delta f = \frac{\gamma M}{c^2} f \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (9.3)$$

Частота уменьшается, если радиоволны распространяются в область с меньшим гравитационным потенциалом. Если передатчик расположен на расстоянии 10 млн. км от центра Солнца, а приемник на Земле, то учитывая, что масса Солнца $M = 1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$, получим $\Delta f/f = 1,5 \cdot 10^{-8}$. Для частоты 1000 Мгц изменение в рассматриваемом случае составит 15 гц. При распространении радиоволны в область с большим гравитационным потенциалом частота увеличивается. При приеме на поверхности Земли радиоволн, излученных передатчиком, расположенным на расстоянии 100 тыс. км, величина $\frac{\Delta f}{f}$ будет равна $8,7 \cdot 10^{-10}$, что для частоты 1000 Мгц даст $\Delta f = 0,87 \text{ гц}$ (масса Земли $M = 5,98 \cdot 10^{27} \text{ г}$). Необходимо отметить, что если частота бортового передатчика задается с Земли по специальной линии радиосвязи, то гравитационное смещение частоты отсутствует. Оно также отсутствует при радиоло-

кации планет, так как гравитационные изменения частоты на прямом и обратном пути имеют разные знаки.

В межпланетную плазму с малой электронной концентрацией могут внедряться плазменные потоки, выброшенные Солнцем. Эти потоки могут иметь относительно большую электронную концентрацию. При прохождении облака плазмы через линию радиосвязи будет происходить изменение фазового пути радиоволн, а следовательно, появится дополнительное изменение частоты [30].

Как следует из главы 4, в рассматриваемом случае изменение частоты определяется выражением

$$\Delta f = \frac{40,4}{fc} \frac{d}{dt} \int_0^L \Delta N(l, t) dl; \quad (9.4)$$

здесь f — частота в $гц$, ΔN — электронная концентрация потока в $м^{-3}$. Для оценки изменения частоты, обусловленного влиянием потоков плазмы, рассмотрим две грубые модели. Пусть поток плазмы с постоянной электронной концентрацией надвигается со скоростью v вдоль лучевой линии. Из (9.4) для этого случая получим

$$\Delta f = 40,4 \frac{\Delta N v}{fc}. \quad (9.5)$$

Если поток плазмы с постоянной электронной концентрацией движется перпендикулярно трассе, то интегральная электронная концентрация остается постоянной и $\Delta f = 0$. Если же перпендикулярно трассе движется поток с градиентом электронной концентрации, то частота изменяется. Пусть поток имеет ширину q , электронную концентрацию в максимуме N_m , а градиент электронной концентрации N_m/d , где d — расстояние от границы потока до максимума электронной концентрации. В этом случае из (9.4) получим

$$\Delta f = 40,4 \frac{\Delta N_m V q}{fcd}. \quad (9.6)$$

Для оценки численных значений примем следующие гипотетические значения параметров потоков плазмы: $N_m = 10^8 м^{-3}$, $V = 2000 км/сек$, $f = 200 Мгц$. В первом случае из (9.5) получим $\Delta f = 0,13 гц$; во втором, если положить $q = 40$ млн. км, $d = 10$ млн. км, $\Delta f = 0,52 гц$. Принятые значения электронной концентрации и скорости потоков плазмы велики, поэтому соответствующие оценки для величины Δf следует считать максимально возможными. В [30] указывается на возможное влияние межпланетной среды на доплеровское изменение частоты.

При распространении радиоволн через околосолнечную и межпланетную плазму должно происходить незначительное изменение спектра сигнала, которое может быть обусловлено случайной фазовой модуляцией радиоволны, проходящей через движущуюся неоднородную среду [13].

Как было показано в главе 3, средний квадрат флуктуаций фаз определяется выражением

$$\langle \Delta\varphi^2 \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \langle \Delta n^2 \rangle k^2 b L, \quad (9.7)$$

где $\Delta n = 40,4 \frac{\Delta N}{f^2}$, L — длина трассы, b — масштаб неоднородностей. При выводе (9.7) предполагалось, что функция корреляции флуктуаций коэффициента преломления изотропна и описывается выражением вида $B(\rho) = \exp\left[-\left(\frac{\rho}{b}\right)^2\right]$. Если предположить также, что неоднородности «вморожены» и их движение обусловлено солнечным ветром, то временная корреляционная функция флуктуаций фаз есть

$$B_\varphi(\tau) = \exp\left[-\left(\frac{v\tau}{b}\right)^2\right]. \quad (9.8)$$

В (9.8) v — составляющая скорости солнечного ветра, перпендикулярная трассе. Среднеквадратичное значение флуктуаций фаз и ее временная корреляционная функция определяют энергетический спектр радиоволны $F(\omega - \omega_0)$, прошедшей через движущуюся неоднородную плазму [29]. Из (9.8) следует выражение для энергетического спектра флуктуаций фаз

$$G(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}b}{v} \exp\left[-\frac{\omega^2 b^2}{4v^2}\right]. \quad (9.9)$$

Заменим полученный спектр (9.9) равномерным спектром, эквивалентным данному по средней мощности, тогда эквивалентная полоса такого спектра есть $\Delta f_3 = \frac{v}{2\sqrt{\pi}b}$. Ширина энергетического спектра радиоволны, модулированной по случайному закону, согласно [29] равна

$$\Delta F = \sqrt{\frac{2\pi}{3} \langle \Delta\varphi^2 \rangle} \Delta f_3. \quad (9.10)$$

Выражение (9.10) справедливо при $\overline{\Delta\varphi^2} > 1$. Из (9.10) и (9.7) получим приближенное выражение для ширины спектра радиоволны, прошедшей через движущуюся неоднородную плазму:

$$\Delta F = 97,5 \frac{v}{c} \frac{\Delta N}{f} \sqrt{\frac{L}{b}}. \quad (9.11)$$

Здесь ΔN — флуктуации электронной концентрации в m^{-3} , f и ΔF — частота радиоволн и ширина спектра в $гц$. По данным [10, 35] межпланетная плазма имеет средний масштаб неоднородностей $b = 300$ км. Положив $\Delta N = 1$ $см^{-3}$, $v = 500$ км/сек для трассы длиной $L = 50$ млн. км и частоты 200 Мгц, получим $\Delta f = 0,5$ $гц$. Так как ширина спектра ΔF обратно пропорциональна частоте, то в дециметровом диапазоне она будет мала. При распространении радиоволн в околосолнечном пространстве флуктуации электронной концент-

рации могут иметь большие значения, что может приводить к существенному изменению спектра сигнала. Так, при $\Delta N=200 \text{ см}^{-3}$, $b=1000 \text{ км}$, $L=50 \text{ млн. км}$, $f=200 \text{ Мгц}$ и $v=200 \text{ км/сек}$ получим $\Delta f=16 \text{ гц}$. В этих условиях спектр дециметровых радиоволн также заметно изменится; так, при $f=1000 \text{ Мгц}$ $\Delta f=3 \text{ гц}$.

Еще неизвестны причины образования неоднородностей межпланетной среды. Длина свободного пробега электронов в межпланетной среде — порядка миллиона километров, поэтому неоднородности электронной концентрации с масштабами порядка 200 км не могут быть обусловлены турбулентными процессами. Существование таких неоднородностей может быть связано либо с влиянием магнитных полей, либо с коллективными колебаниями плазмы типа плазменных волн. Существенно, что при наличии в межпланетной среде плазменных волн спектр радиоволн должен претерпеть качественные изменения, при этом могут появиться боковые составляющие, отстоящие от основной частоты на величину порядка плазменной частоты.

Так как неоднородности межпланетной среды различны в различных областях межпланетного и околосолнечного пространства, то флуктуации фаз, амплитуд и изменение спектра радиоволны зависят от расположения трассы относительно Солнца [33, 36].

В случае, когда монохроматические волны принимаются узкополосным приемником с шириной полосы, меньшей размытия частоты ΔF , возможно уменьшение отклика узкополосного приемника, что может восприниматься как ослабление радиоволн. Это явление может объяснить кажущееся ослабление монохроматических радиоволн, представленное на рис. 9.5.

Литература к главе 9

1. Грингауз К. И. Околосолнечная и межпланетная плазма. Вестник АН, 1965, № 5, 60.
2. Neugebauer M., Snyder C. W., Mariner-2 observations of the solar wind. «Journal of Geophysical Research», 1966, v. 71, № 19, 4469.
3. Bonetti A., Bridge H. S., Lazarus A. I., Rossi B., Scherb F. Explorer-10 plasma measurements. «Journal of Geophysical Research», 1963, v. 68, № 13, 4017.
4. Bridge H. S., Egidi A., Lazarus A. I., Lyon E., Jacobson L. Preliminary results of plasma measurement on Imp.—A. «Space Res.», 1965, v. 5, № 5, 969.
5. Snyder C. W., Neugebauer M., Rao V. R., The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. «Journal of Geophysical Research», 1963, v. 68, № 11, 6361.
6. Паркер Е. Динамические процессы в межпланетной среде. Изд-во ИЛ, 1965.
7. Паркер Э. Солнечный ветер, УФН, 1964, вып. I, 169.
8. James I. C., Radar echo from the sun. «Trans. IEEE», Milit. Electr., 1964, v. 8, № 3—4, 210.
9. Бабий В. И., Виткевич В. В. Сверхкорона Солнца по наблюдениям 1959—1963. Астрономический журнал, 1965, т. 42, № 1, 107.
10. Cohen M. H., Gunderman E. I., Hardebeck H. E., Sharp L. E. Interplanetary scintillations. «Astroph. J.», 1967, v. 147, № 2, 449.

11. Кахилл Л., Магнитные поля в межпланетном пространстве. УФН, 1965, т. 87, № 3, 551.
12. Ness N. E., Simultaneous measurements of the interplanetary magnetic field. «Journal of Geophysical Research», 1964, v. 71, № 13, 3319.
13. Колосов М. А., Яковлев О. И., Ефимов А. И. О распространении радиоволн в межпланетном и околосолнечном пространстве, Космические исследования. Изд-во АН СССР, 1965, 227.
14. Erickson W. S., The wave scattering in the solar corona. «Astroph. J.», 1964, v. 139, № 4, 1291.
15. Slee O. B. The observations of the occultation of Crab Nebula. Observatory, 1956, v. 76, № 2, 228.
16. Basu S., Gastel I., Occultation of the Crab Nebula by the solar corona in June 1962. Nature, 1963, v. 197, № 4870, 885.
17. Рыжков Н. Ф., Парицкий Ю. Н. Наблюдения покрытия радиострелы Телец-А солнечной короной в 1962 году. Солнечные данные, 1963, № 7, 67.
18. Wyndham F. D., Clar K. B., Occultation of the Crab Nebula by the solar corona in June 1963. Nature, 1963, v. 200, № 4908, 766.
19. Колосов М. А., Яковлев О. И., Ефимов А. И. О распространении метровых радиоволн в межпланетном пространстве. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 10, 1735.
20. Hausen R. S., Stephenson R. G., Communications at megamill ranges. J. Brit. Instn radio engrs, 1961, v. 22, № 4, 329.
21. Котельников В. А. Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе в 1962 г., ДАН, 1963, т. 151, № 3, 531.
22. Гинзбург В. Л., Распространение радиоволн в плазме, АН СССР, 1960.
23. Гинзбург В. Л. О неионосферных колебаниях интенсивности радиоизлучения гуманоидов. ДАН, 1956, т. 109, № 1, 61.
24. Slee O. B., Observations of the solar corona out to 100 solar radi. Monthly Notes Roy. Astr. Soc., 1961, v. 123, № 3, 223.
25. Gorgolewski S., The role of radio astronomy in space research. «Space Res.», 1964, v. 4, № 6, 852.
26. Brennan D. G., Fluctuation phenomena in space propagation. Space communication, New-York, 1963, p. 64.
27. James J. C., Ingalls R. P., Rainville L. P., Radar echoes from Venus at 38 mc/S. «Astroph. J.», 1967, v. 72, № 8, 1047.
28. Гинзбург В. Л., Что подтверждают измерения гравитационного смещения частоты? УФН, 1963, т. 81, № 4, 739.
29. Левин Б. Р., Теоретические основы статистической радиотехники. Изд-во «Советское радио», 1966.
30. Haviland R. P. Doppler-shift effects in space propagation. «Proc. IRE», 1961, v. 49, № 11, 1694.
31. Priestner W., Roemer M., Smidt-Kaler T. Apparent relation between solar activity and radar distances of Venus Nature, 1962, v. 196, № 4853, 464.
32. Грингауз К. И. Исследования космического пространства. АН СССР, 1965, 334.
33. Яковлев О. И., Ефимов А. И. Флуктуационные характеристики и спектр радиоволн в межпланетной среде. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11, № 11, 2064.
34. Hewish A., Wyndham F. D., The solar corona in the interplanetary space. «Monthly Notes of the Royal Astronomical Society», 1963, v. 126, № 5, 467.
35. Антонова Т. Д., Виткевич В. В., Власов В. И. Наблюдения мерцания радиострелок на неоднородностях межпланетной плазмы. ДАН, 1966, т. 168, № 1, 55.
36. Ефимов А. И., Яковлев О. И. О флуктуациях монохроматических радиоволн в космическом пространстве. Труды Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Изд-во АН Туркменской ССР, Ашхабад, 1968.

**10.1. Результаты радиолокационных исследований
Венеры, Марса и Луны**

Радиолокационные исследования планет и Луны позволяют определить эффективный поперечник σ и индикатрису обратного рассеяния радиоволн. Эти величины непосредственно связаны с диэлектрической проницаемостью поверхностных пород ϵ и со средними наклонами неоднородностей поверхности планет Θ . Величины ϵ и Θ определяют рассеяние радиоволн поверхностями планет и Луны в различных ситуациях космической радиосвязи.

Эффективный поперечник обратного рассеяния радиоволн планеты как радиолокационной целью определяется соотношением

$$\sigma = g \eta^2 \pi a^2, \quad (10.1)$$

где η — коэффициент отражения Френеля по напряжению, a — радиус планеты, g — фактор, учитывающий шероховатость поверхности планеты. Фактор g близок к единице, при приближенных расчетах его можно не учитывать. Коэффициент отражения Френеля по напряжению в рассматриваемом случае определяется только диэлектрической проницаемостью

$$\eta = \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1}. \quad (10.2)$$

Выражения (10.1) и (10.2) приближенны. Однако если не интересоваться тонкими эффектами обратного рассеяния радиоволн, то можно пользоваться этими соотношениями. Определенная таким образом ϵ может несколько отличаться от истинной диэлектрической проницаемости поверхностных пород планет или Луны.

В [1] дан подробный обзор радиолокационных исследований Луны. На рис. 10.1, заимствованном из [1], приведены результаты измерения радиолокационного поперечного сечения Луны на различных частотах. По оси ординат отложено отношение локационного поперечного сечения σ к πa^2 , эта величина согласно (10.1) близка к коэффициенту отражения по мощности при нормальном

падении радиоволн. Увеличение коэффициента отражения радиоволн при увеличении длины волны, по-видимому, обусловлено тем, что декаметровые радиоволны проникают глубже там, где диэлектрическая проницаемость лунных пород выше из-за большей плотности. Из результатов радиолокационных исследований Луны следует, что в диапазоне $\lambda = 0,2 \div 2$ м эффективная диэлектрическая проницаемость поверхностных пород Луны равна $2,8 \div 3,0$.

Радиолокационные исследования Венеры осуществлены в широком диапазоне от $\lambda = 3,6$ см до $\lambda = 7,84$ м [2, 3, 4, 5, 6]. Интерпретация этих измерений сложна, так как атмосфера Венеры ослабляет радиоволны сантиметрового диапазона, а не измерения в метровом диапазоне некоторое влияние оказывает межпланетная среда. В связи с этим здесь будут кратко описаны результаты измерений в диапазоне от 23 до 70 см, которые свободны от влияния указанных мешающих факторов. Эффективное радиолокационное сечение Венеры, деленное на πa^2 , в указанном диапазоне равно $0,145 \pm 0,015$, что соответствует диэлектрической проницаемости $\epsilon = 4 \div 4,5$ [2, 3, 4, 5].

В дециметровом диапазоне радиоволн радиолокационное сечение Марса в среднем равно $0,09 \div 0,06$ [6, 7, 8]. По этим ограниченными данным средняя диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 3$, темные области Марса имеют $\epsilon = 4,3$, а для светлых характерно значение $\epsilon = 2 \div 2,3$.

Важной характеристикой поверхности планет с точки зрения отражения радиоволн является средний наклон неоднородностей Θ . Эта величина определяется анализом деформации радиолокационного импульса, рассеянного планетой. По этим данным определяется индикатриса обратного рассеяния радиоволн, которая описывает долю энергии, рассеянную шероховатой поверхностью в обратном направлении. Эта величина сильно зависит от длины волны и Θ . По данным радиолокации Луны $\Theta = 8 \div 15^\circ$. Локация Венеры показала, что поверхность Венеры более гладкая, для этой планеты $\Theta = 3 \div 4^\circ$. Для Марса величина Θ точно не известна.

Описанные результаты радиолокационных исследований позволяют просто получить коэффициенты отражения радиоволн при небольших высотах расположения передающей антенны над поверхностью планеты, т. е. когда высота источника много меньше радиуса планеты. В этом случае существенная для отражения область невелика, и в ее пределах можно не учитывать кривизну и шеро-

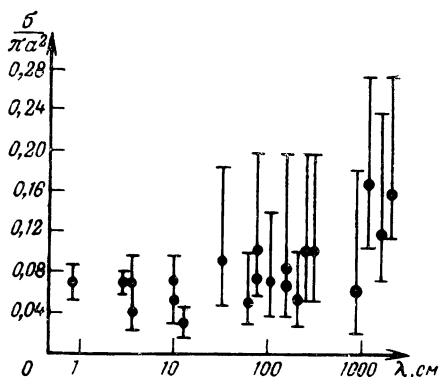


Рис. 10.1

ховатость поверхности планеты. По формулам Френеля [9] коэффициент отражения по напряжению выражается соотношениями:

$$\eta_{\Gamma} = \frac{\sin \Psi - \sqrt{\epsilon - \cos^2 \Psi}}{\sin \Psi + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \Psi}}, \quad (10.3)$$

$$\eta_{\text{в}} = \frac{\epsilon \sin \Psi - \sqrt{\epsilon - \cos^2 \Psi}}{\epsilon \sin \Psi + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \Psi}}, \quad (10.4)$$

где Ψ — угол скольжения радиоволн.

Выражение (10.3) соответствует случаю горизонтальной, а (10.4) — вертикальной поляризации радиоволн. При нормальном падении радиоволн $\Psi = 90^\circ$, при этом (10.3) и (10.4) переходят в формулы (10.2). На рис. 10.2 приведены приближенные значения коэффициентов отражения радиоволн по напряжению для Венеры, Марса и Луны при малых высотах.

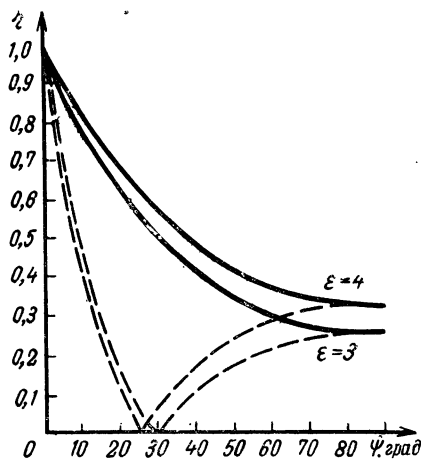


Рис. 10.2

Сплошная кривая соответствует горизонтальной, а пунктирная — вертикальной поляризациям радиоволн. Реальные значения коэффициентов отражения могут несколько отличаться от данных рис. 10.2, так как индивидуальные свойства отдельных участков поверхности планет и Луны могут отличаться от средних значений ϵ , принятых при построении графиков рис. 10.2. При построении рис. 10.2 принималось, что для Венеры $\epsilon = 4$, а для Марса и Луны $\epsilon = 3$.

10.2. Рассеяние радиоволн, излучаемых спутниками и межпланетными станциями

При движении межпланетной станции или спутника планеты или Луны на высотах, сравнимых с радиусом планеты, радиоволны рассеиваются большими участками поверхности; при этом существен учет ее кривизны и шероховатости [11]. На рис. 10.3 дана геометрия задачи о рассеянии радиоволн в рассматриваемом случае. Радиоволны, излучаемые источником в точке T , могут распространяться по двум путям: 1) соответствующему прямому лучу TE' и 2) соответствующему волнам, переизлученным некоторой областью поверхности планеты вблизи точки D . Положение этой точки соответствует условию зеркаль-

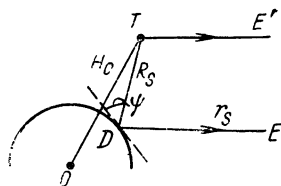


Рис. 10.3

ного отражения радиоволн. Волны, рассеянные поверхностью, могут попасть на Землю путями, близкими к линии DE .

При теоретическом анализе задачи важно найти отношение напряженностей полей соответствующих полной рассеянной энергии и прямому лучу TE' . Введем коэффициент рассеяния η_0 , характеризующий переизлучение радиоволн поверхностью планет или Луны при произвольных углах скольжения ψ и высоте космического объекта H_c :

$$\eta_0(\psi, H_c) = \frac{|E_s|}{|E_0|}, \quad (10.5)$$

где E_s — напряженность поля, соответствующая интегральной рассеянной мощности, E_0 — напряженность поля, которая наблюдалась бы на Земле, если реальную рассеивающую поверхность заменить бесконечной идеально проводящей плоскостью, касательной к этой поверхности в точке зеркального отражения радиоволн. Так как расстояние TD много меньше расстояния от источника до Земли, то величина E_0 , как это будет показано ниже, соответствует напряженности поля прямого луча. Для определения $\eta_0(\psi, H_c)$ воспользуемся результатами [10], где в приближении Кирхгофа рассматривалась задача о рассеянии электромагнитных волн шероховатой плоскостью, расположенной в зоне Фраунгофера. Результаты этой работы нельзя непосредственно применить к случаю рассеяния радиоволн поверхностью планеты или Луны, так как их поверхность сферическая и источник находится в зоне Френеля. Представим поверхность Луны или планеты в виде совокупности «плоских» шероховатых участков, касательных к средней поверхности. Линейные размеры участков малы по сравнению с расстояниями от площадки до источника R_s и до точки наблюдения r_s ; в то же время они велики по сравнению с размерами неровностей l и ξ_s (l — характерная длина неровностей поверхности, ξ_s — высота), которые, в свою очередь, удовлетворяют условию $l, \xi_s \gg \lambda$. В этом случае радиоволны, рассеянные «плоскими» шероховатыми участками поверхности с площадью ds (участки, в пределах которых не сказывается влияние кривизны поверхности Луны), приходят на Землю со случайными фазами. Следовательно, среднюю плотность потока энергии рассеянных радиоволн в месте приема можно найти, проинтегрировав потоки энергии радиоволн от всех площадок ds .

Предполагая, что высоты неровностей распределены по нормальному закону с гауссовой автокорреляционной функцией, согласно [10] запишем выражение для плотности потока энергии радиоволн, рассеянных площадкой ds :

$$dS = \frac{F}{64r_s^2 R_s^2 \theta^2} \exp \left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)}{4q_z^2 \theta^2} \right] ds. \quad (10.6)$$

Плотность потока энергии, переизлученная плоскостью, касательной к планете в точке D , равна

$$S_0 = \frac{1}{4\pi(R_s + r_s)^2}; \quad (10.7)$$

здесь r_s — расстояние от точки D до Земли,
 R_s — расстояние от площадки ds до спутника;
 $\bar{q} = \bar{\alpha} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\alpha}}$ — вектор рассеяния;
 $\bar{\alpha}$ — единичный вектор падающей на площадку ds волны;
 $\bar{\beta}$ — единичный вектор, направленный от площадки ds на Землю;
 q_x, q_y, q_z — проекции вектора рассеяния на оси x, y, z декартовой системы координат, связанной с площадкой ds . Средняя поверхность участка ds лежит в плоскости oxy , а ось oz перпендикулярна к средней поверхности.

Множитель F зависит от диэлектрической проницаемости пород планеты или Луны, поляризации падающей волны и в общем случае имеет вид

$$F = \frac{1}{q_z^2} \left\{ \frac{1 + \eta_2^2}{q_z [\bar{\alpha} \bar{q}]^2} ([\bar{\alpha} \bar{p}] [\bar{\alpha} \bar{q}] [\bar{q} [\bar{\alpha} \bar{q}]]) - \frac{1 + \eta_1^2}{q_z [\bar{\alpha} \bar{q}]^2} (\bar{p} [\bar{\alpha} \bar{q}]) [[\bar{q} [\bar{\alpha} \bar{q}]] \bar{\beta}] - \right. \\
\left. - \frac{1 - \eta_1^2}{q_z [\bar{\alpha} \bar{q}]^2} ([\bar{\alpha} \bar{p}] [\bar{q} [\bar{\alpha} \bar{q}]]) [\bar{\alpha} \bar{q}] + \frac{1 - \eta_2^2}{q_z [\bar{\alpha} \bar{q}]^2} (\bar{p} [\bar{q} [\bar{\alpha} \bar{q}]]) [[\bar{\alpha} \bar{q}] \bar{\beta}] - \right. \\
\left. - \frac{1 + \eta_2^2}{q_z} (\bar{p} \bar{q}) \bar{\beta} \right\}. \quad (10.8)$$

В выражении (10.8) \bar{p} — единичный вектор поляризации падающей волны, η_2^2 и η_1^2 — коэффициенты отражения Френеля по мощности для вертикальной и горизонтальной поляризаций.

Полная плотность потока рассеянной энергии определяется интегрированием (10.6) по поверхности, существенной для рассеяния радиоволны в направлении на Землю:

$$S = \frac{1}{64\pi\theta^2} \int \frac{F}{r_s^2 R_s^2} \exp \left[-\frac{q_x^2 + q_y^2}{4q_z^2 \theta^2} \right] ds. \quad (10.9)$$

Интегрирование в общем случае следует проводить по части поверхности Луны, которая одновременно видна со спутника и с Земли. Выражение (10.9) неточно при малых углах Ψ . Это обусловлено тем, что при Ψ , сравнимых со средними наклонами неровностей, важны затенения одних элементов поверхности другими. Кроме того, при малых углах скольжения Луна может отражать, как гладкая поверхность, поэтому основное допущение о случайности

фаз поля, переизлученного элементами ds , будет неточно, а следовательно, несправедливо и сложение мощностей.

В рассматриваемой задаче общие выражения (10.8) и (10.9) можно существенно упростить. Подынтегральное выражение ф-лы (10.9) содержит медленно меняющийся множитель $1/r_s^2 R_s^2$ и быстро изменяющуюся экспоненциальную функцию. В точке зеркального отражения D экспонента имеет максимальное значение, равное единице. При отклонении площадки ds от точки D экспонента быстро убывает. Поэтому медленно меняющийся множитель $1/r_s^2 R_s^2$ можно вынести за знак интеграла, взяв его в точке зеркального отражения:

$$S = \frac{1}{64\theta^2 r_s^2 R_s^2} \int F \exp \left[-\frac{q_x^2 + q_y^2}{4q_z^2 \theta^2} \right] ds. \quad (10.10)$$

При горизонтальной поляризации падающей волны можно еще более упростить выражение (10.10), взяв множитель F в точке зеркального отражения D и вынося его за знак интеграла:

$$S = \frac{F}{64\theta^2 r_s^2 R_s^2} \int \exp \left[-\frac{q_x^2 + q_y^2}{4q_z^2 \theta^2} \right] ds. \quad (10.11)$$

В этом случае множитель F совпадает с коэффициентом отражения Френеля по мощности η^2 . Расчеты по точной ф-ле (10.10) и по приближенной (10.11) отличаются не более чем на 10%.

При вертикальной поляризации падающей волны также можно пользоваться (10.11), за исключением области вблизи угла Брюстера, где необходимо вести расчет по более точной ф-ле (10.10).

Если реальную Луну или планету заменить бесконечной идеально проводящей плоскостью, касательной к поверхности в точке D , то согласно (10.7) поток энергии в месте приема будет равен S_0 . Для удобства предполагаем, что мощность источника равна единице. Воспользовавшись этим выражением в качестве нормирующего множителя, получим из (10.11) для квадрата коэффициента рассеяния соотношение

$$\gamma_0^2 = \frac{(R_s + r_s)^2 \Phi F_0}{4\pi R_s^2 r_s^2}; \quad (10.12)$$

здесь Φ — эффективная площадь рассеяния:

$$\Phi = \frac{1}{4\theta^2} \int \exp \left[-\frac{q_x^2 - q_y^2}{4q_z^2 \theta^2} \right] ds. \quad (10.13)$$

В большинстве случаев $r_s \gg R_s$, поэтому

$$\gamma_0^2 = \frac{F \Phi}{4\pi R_s^2}. \quad (10.14)$$

Формула (10.14) имеет простой смысл. Величина $1/4 \pi R_s^2$ характеризует убывание плотности потока энергии из-за сферической расходимости радиоволн. Множитель F в приближенной ф-ле (10.14) равен коэффициенту отражения Френеля по мощности. Величина Φ характеризует влияние неровностей поверхности; она зависит от Θ и угла скольжения Ψ , но не зависит от диэлектрической проницаемости ϵ .

Рассмотрим подробнее выражение (10.13). Введем систему координат $x'y'z'$ с началом в центре Луны или планеты, в отличие от системы координат, связанной с «элементарной» площадкой ds . Полярная ось oz' системы координат проходит через точку зеркального отражения D . Уравнение средней поверхности Луны в сферической системе координат можно записать в виде

$$\bar{r}_0(\chi, \varphi) = a (i \cos \chi \sin \varphi + \bar{j} \sin \chi \sin \varphi + k \cos \varphi), \quad (10.15)$$

где a — радиус планеты или Луны,

χ — азимутальный угол,

φ — полярный угол,

$\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$ — единичные векторы системы координат $x'y'z'$.

Положение космической станции и Земли в сферической системе координат можно определить из уравнений вида

$$\left. \begin{aligned} \sin(\Theta^* - 2\varphi_c) - \frac{a}{R_c} \sin(\Theta^* - \varphi_c) + \frac{a}{r} \sin \varphi_c &= 0 \\ \varphi_E &= \Theta^* - \varphi_c. \end{aligned} \right\}; \quad (10.16)$$

здесь φ_c — угол между осью oz' и направлением на космическую станцию;

φ_E — угол между осью oz' и направлением на Землю.

Предполагается, что спутник и Земля находятся в плоскости $z'oy'$, т. е. $\chi_c = -90^\circ$, $\chi_E = 90^\circ$. Тогда для проекции вектора рассеяния \bar{q} в системе координат, связанной с различными «элементарными» площадками ds , получаются следующие выражения:

$$q_x = \frac{\sin \chi \cos \varphi \sin \varphi_c + \sin \varphi \cos \varphi_c}{\sqrt{1 + \left(\frac{a}{R_c}\right)^2 + 2\left(\frac{a}{R_c}\right)(\sin \chi \sin \varphi \sin \varphi_c - \cos \varphi \cos \varphi_c)}} + \sin \varphi \cos \varphi_E - \sin \chi \cos \varphi \sin \varphi_E,$$

$$q_y = \frac{\cos \chi \sin \varphi \sin \varphi_c}{\sqrt{1 + \left(\frac{a}{R_c}\right)^2 + 2\left(\frac{a}{R_c}\right)(\sin \chi \sin \varphi \sin \varphi_c - \cos \varphi \cos \varphi_c)}} - \cos \chi \sin \varphi \sin \varphi_E,$$

$$q_z = \frac{\frac{a}{R_c} + \sin \chi \sin \varphi \sin \varphi_c - \cos \varphi \cos \varphi_c}{\sqrt{1 + \left(\frac{a}{R_c}\right)^2 + 2\left(\frac{a}{R_c}\right)(\sin \chi \sin \varphi \sin \varphi_c - \cos \varphi \cos \varphi_c)} - \sin \chi \sin \varphi \sin \varphi_E - \cos \varphi \cos \varphi_E + \frac{a}{r_E}}. \quad (10.17)$$

Выражения (10.13) и (10.17) позволяют определить поверхность Φ при помощи вычислительной машины. Далее можно вычислить коэффициент рассеяния по ф-ле (10.14). В частном случае локации планеты с Земли нетрудно показать, что из (10.13) и (10.17) следует $\Phi = \pi a^2$ и $\sigma = \eta^2 \pi a^2$. Этот вывод получается, если учесть, что в рассматриваемом частном случае $q_x \approx -2\varphi$, $q_y = 0$, а $q_z = -2$. В общем случае не удается получить аналитическое выражение для $\Phi(\Psi, R_s, \Theta)$. На рис. 10.4 дана зависимость $\Phi/\pi a^2$ для Луны; при расчете полагалось, что средний наклон неоднородностей поверхности $\Theta = 12^\circ$. На этом рисунке кривые 1 и 2 относятся соответственно к высотам источника над поверхностью Луны, равным 200, 400 км. Из

графиков видно, что увеличение высоты полета космического объекта приводит к росту Φ , что объясняется увеличением площади поверхности Луны, видимой одновременно со спутника и с Земли. Уменьшение угла скольжения от 90° сначала приводит к увеличению эффективной площади рассеяния, что связано с ростом числа участков отдельных шероховатостей, повернутых под таким углом, что правильное отражение от этого участка обеспечивает приход рассеянной волны в точку наблюдения. При определенном значении угла скольжения, зависящем от высоты полета, величина Φ достигает максимума, а затем начинает быстро убывать с уменьшением угла скольжения.

Убывание Φ при уменьшении Ψ связано с уменьшением числа участков неровностей, дающих зеркальный отблеск, из-за уменьшения площади поверхности Луны, видимой одновременно со спутника и с Земли.

На рис. 10.5 приведены результаты расчета коэффициента рассеяния радиоволн Луной при горизонтальной поляризации радиоволн; графики 1 и 2 даны соответственно для 200 и 800 км. Из рис. 10.5 видно, что увеличение расстояния от спутника до поверхности Луны приводит к уменьшению величины η_0 . Это объясняется убыванием плотности падающего потока энергии из-за сферической расходимости радиоволн.

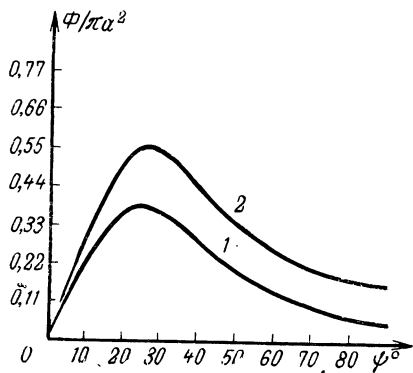


Рис. 10.4

В диапазоне $30^\circ < \Psi < 90^\circ$ при уменьшении угла скольжения коэффициент рассеяния растет и при определенном значении Ψ достигает максимума. Величина η_0 растет из-за увеличения эффективной площади рассеяния и коэффициента отражения Френеля при уменьшении угла скольжения; одновременно увеличивается расстояние R_s , что замедляет (из-за сферической расходимости радиоволн) рост коэффициента рассеяния. Положение максимума коэффициента рассеяния и его величина при заданной высоте полета спутника определяются средним наклоном неровностей поверхности. Дальнейшее уменьшение угла скольжения приводит к убыванию η_0 из-за уменьшения эффективной площади рассеяния. При $\Psi < 10^\circ$ заметную роль играют затенения одних элементов поверхности другими; этот эффект в расчетах не учитывался. При уменьшении Ψ величина η_0 быстро убывает, стремясь к нулю при $\Psi \rightarrow 0$.

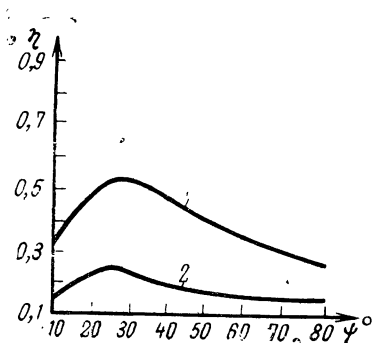


Рис. 10.5

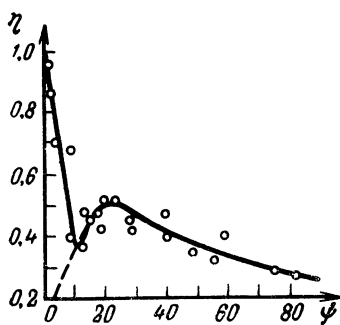


Рис. 10.6

Рассеяние радиоволн Луной при произвольных углах скольжения исследовалось при помощи спутника «Луна-11» и «Луна-12» [11, 12]. На рис. 10.6 приведена зависимость $\eta(\Psi)$ по данным этих работ. При уменьшении угла скольжения от 90° до 25° коэффициент рассеяния растет от 0,28 до 0,5. При дальнейшем уменьшении Ψ коэффициент рассеяния убывает и при $\Psi = 10^\circ$ он равен 0,38. При $\Psi < 10^\circ$ одновременно наблюдаются слабые рассеянные сигналы (пунктир) и большие уровни, соответствующие отражениям от относительно гладких участков лунной поверхности. При $\Psi > 10^\circ$ экспериментальные данные хорошо соответствуют теории. При $\Psi < 10^\circ$ наблюдающиеся слабые рассеянные поля также удовлетворительно описываются изложенной выше теорией. Нерегулярно наблюдающиеся большие уровни не описываются изложенной схемой расчета, по-видимому, они обусловлены зеркальным отражением радиоволн от относительно ровных участков поверхности.

При движении космического объекта вблизи линии геометрической тени, когда $\Psi < 1^\circ$, на Земле наблюдается сложное из-

менение напряженности поля, обусловленное дифракцией радиоволн. В наиболее чистом виде это явление проявляется на Луне, так как она практически лишена атмосферы. На рис. 10.7 приведена картина дифракционного изменения напряженности поля метровых радиоволн, излучаемых спутником «Луна-10». По вертикали отложены значения напряженности поля, по горизонтали — время. Момент затмения спутника Луной отмечен стрелкой, он соответствует напряженности поля $E = E_0/2$. Картина дифракции радиоволн на Луне несколько отличается от теоретической кривой дифракции на гладком шаре, что обусловлено влиянием неровностей поверхности Луны [13].

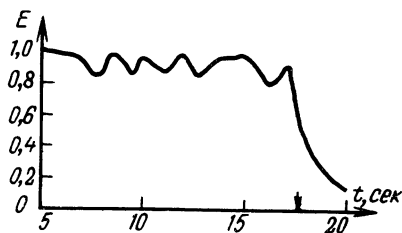


Рис. 10.7

Литература к главе 10

1. Evans I. V., Radar studies of the moon radio sciens, 1965, v. 69-D, № 12, 1637.
2. Evans I. V., Brockelman R. A., Radio echo observations of Venus and Mercury at 23 cm. wavelength, «Astron. J.», 1965, v. 70, № 2, 486.
3. Котельников В. А. Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе. ДАН, 1963, т. 151, № 4, 811.
4. Pettengill G. H., Dyce R. B., Campbell D. B., Radar measurments at 70 cm, Venus and Mercury. «Astron. J.», 1967. v. 72, № 2, 330.
5. Evans I. V., Ingalls R. R., Rainville L. P., Silva R. R., Radar observations of Venus at 3,8 cm wavelength. «Astron. J.», 1966, v. 71, № 9, 902.
6. Dyce R. B., Recent Arecibo observations of Mars and Jupiter, Radio sciens, 1965, v. 69, № 12, 1628.
7. Котельников В. А. Радиолокация планет. «Вестник АН», 1964, т. 151, № 2, 39.
8. Goldstein R. M., Gillmore W. F., Radar observation of Mars, Radio sciens, 1963, v. 141, № 3586, 1171.
9. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Изд-во АН СССР, 1961.
10. Семенов Б. И. Рассеяние электромагнитных волн ограниченным участком неровной поверхности. «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 11, 1952.
11. Яковлев О. И., Ефимов А. И. Исследование отражений метровых радиоволн поверхностью Луны. ДАН, 1967, т. 174, № 3, 583.
12. Яковлев О. И., Ефимов А. И., Матюгов С. С. О рассеянии метровых радиоволн поверхностью Луны. Космические исследования, 1968, т. 6, № 3, 431.
13. Андрианов В. А., Арманд Н. А., Яковлев О. И. О дифракции радиоволн на Луне. Труды 8-й Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Изд-во АН Туркменской ССР, Ашхабад, 1968.

11.1. Краткие сведения об атмосферах Венеры и Марса

Атмосфера Марса исследовалась спектроскопическими методами. Наиболее заметной деталью спектров атмосферы являются полосы поглощения CO_2 , по-видимому, этот газ является основным в ней. Давление на поверхности Марса по спектроскопическим данным заключено в пределах $P_0 = 10 \div 30$ мбар. Исследования атмосферы Марса при помощи космической станции «Маринер-4», осуществленные методом радиопросвечивания, дали значения $P_0 = 5 \div 9$ мбар. Наиболее вероятное значение давления — 10 мбар, оно соответствует крайним результатам двух независимых методов. Давление убывает с высотой по экспоненциальному закону $P = P_0 \exp(-\beta_t h)$, где $\beta_t \approx 0,1 \text{ км}^{-1}$. На высоте в 30 км давление — около 0,6 мбар, поэтому при $h > 30$ км тропосфера Марса мало влияет на распространение укв. Температура атмосферы у поверхности — около 250°K , она убывает с высотой; при $h = 30 \text{ км}$ $T = 150^\circ\text{K}$. Данные о температуре ориентировочны, так как температура различна на дневной и ночной стороне планеты.

С помощью космической станции «Маринер-4» была обнаружена ионосфера Марса на дневной стороне: максимальная электронная концентрация ионосферы $N_m = 9 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, максимум электронной концентрации на высоте 120 км. На ночной стороне ионосфера не обнаружена; по-видимому, ее электронная концентрация — порядка 10^3 см^{-3} . Наиболее подробное описание сведений об атмосфере Марса в [1].

Атмосфера Венеры была впервые надежно исследована межпланетной станцией «Венера-4». Спускаемый аппарат этой станции передал на Землю результаты прямых измерений давления, температуры и газового состава [2]. У поверхности Венеры зарегистрировано давление $P_0 = 20 \text{ атм}$ и температура $T_0 = 544^\circ\text{K}$. Температура убывает на 10° при увеличении высоты на 1 км. Давление убывает с высотой по закону, близкому к экспоненциальному. Станция «Венера-4» произвела анализ газового состава атмосферы: в атмосфере Венеры около 90% углекислого газа, меньше 7% азота, около 1% кислорода. Содержание воды оценено в $0,1 \div 0,7\%$. Межпланетная станция «Венера-4» спускалась на

ночную сторону планеты, при этом не было зарегистрировано ионосферы, электронная концентрация на ночной стороне Венеры, по видимому, меньше 10^3 см^{-3} . На дневной стороне следует ожидать большую электронную концентрацию в ионосфере и большую температуру тропосферы. По радиоастрономическим данным на дневной стороне температура — около 600°K .

Для анализа распространения уков в атмосферах Венеры и Марса необходимо знать распределение коэффициента преломления с высотой. Так как в атмосферах этих планет мало содержание паров воды, то их влияние можно не учитывать. При этом коэффициент преломления зависит только от давления, температуры и состава газа. Если принять, что концентрация CO_2 в атмосферах этих планет 90% или более, то приведенный коэффициент преломления определится соотношением

$$N^* = 0,14 \frac{P}{T} . \quad (11.1)$$

Здесь P — давление в атмосферах, T — температура в градусах Кельвина. Из (11.1) следует, что на поверхности Венеры $N_0^* \approx 14000$, а на поверхности Марса $N_0^* \approx 8$. Напомним, что для тропосферы Земли в среднем $N_0^* = 310$. Высотный профиль приведенного коэффициента преломления Венеры и Марса хорошо аппроксимируется экспонентой

$$N^*(h) = N_0^* e^{-\beta_t h} . \quad (11.2)$$

Для Венеры и Марса $\beta_t \approx 0,1 \text{ км}^{-1}$. Формула (11.2) при указанных значениях N_0^* и β_t является приближенной.

Атмосфера Венеры сильно турбулентна до высот порядка 30 км, флуктуации приведенного коэффициента преломления составляют по оценкам [3] около 10 N единиц.

11.2. О распространении уков в атмосфере Марса

Из-за большой разреженности атмосфера Марса мало влияет на распространение радиоволн. Когда межпланетная станция проходит вблизи планеты и просвечивает атмосферу Марса, наблюдается слабое влияние атмосферы на характеристики радиоволн. Оно не влияет на радиосвязь со станцией, но несет ценную информацию об атмосфере планеты. Таким способом исследовалась атмосфера Марса при помощи межпланетной станции «Маринер-4» [4]. При расположении источника радиоволн на поверхности Марса атмосфера не должна заметно влиять на распространение радиоволн. В связи с этим рассмотрим случай пролета межпланетной станции с заходом за видимый диск планеты.

Из-за рефракции радиоволн линия радиотени искривлена, так что «радиозаход» осуществляется позже, чем пересечение космическим объектом истинной линии тени. На рис. 11.1 приведена схема захода источника за диск планеты, пунктирная прямая AT' соответствует заходу за планету при отсутствии атмосферы. Прямая

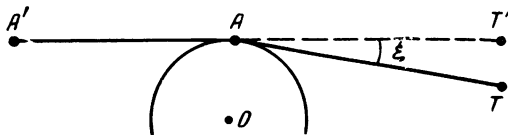


Рис. 11.1

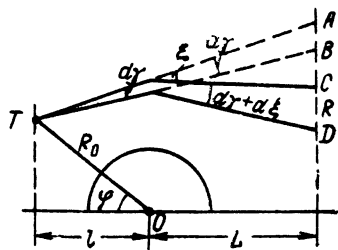


Рис. 11.2

AT соответствует рефрагированному лучу, касательному к поверхности планеты — она указывает границу радиотени. Угол рефракции ξ вычисляется по ф-ле (2.12), в которой следует положить $H_c = \infty$, так как источник находится за пределами тропосферы. Кроме того, интеграл рефракции, выражаемый (2.12), необходимо удвоить, потому что касательный луч $A'T$ дважды проходит атмосферу. Атмосфера Марса сильно разрежена, следовательно, $\alpha\beta_t N_0^* \ll 1$. При выполнении этого неравенства из (2.12) с учетом сделанных замечаний и (11.2) следует, что

$$\xi = N_0^* \sqrt{2\pi\beta_t a} 10^{-6}. \quad (11.3)$$

Подставив указанные в параграфе 11.1 значения N_0^* , β_t и учтя, что $a = 3400$ км, получим $\xi = 1,3$ мин.

При прохождении радиоволн через атмосферу Марса наблюдается рефракционное ослабление радиоволн вблизи границы радиотени AT . Рефракционное ослабление радиоволн обусловлено расхождением лучевой трубки из-за различия рефракции радиоволн на разных высотах в тропосфере. На рис. 11.2 дана схема рефракции радиоволн в тропосфере планеты. Источник радиоволн на этой схеме расположен в точке T , а приемник на Земле — в точке R . Угол рефракции радиоволн увеличивается при уменьшении прицельного расстояния C^1). В связи с этим пучок лучей с раствором $d\gamma$ будет дополнительно расходить после прохождения радиоволн через тропосферу планеты. Потоки энергии радиоволн для нереллагирированного и рефрагирированного пучка лучей обратно пропорциональны соответствующим отрезкам AB и CD . Под рефракционным ослаблением радиоволн X будем понимать от-

¹⁾ C равно минимальному расстоянию от центра планеты до луча без учета рефракции.

ношение потока энергии радиоволн, ослабленного из-за расхождения лучевой трубки, к потоку энергии при отсутствии атмосферы планеты; следовательно, $X = \frac{AB}{CD}$. Учитывая малость углов, из геометрии рис. 11.2 получим

$$X = \frac{1}{\frac{L}{L+l} \left(1 + \frac{d\xi}{d\gamma}\right)}. \quad (11.4)$$

Преобразуем (11.4), введя вместо $\frac{d\xi}{d\gamma}$ производную угла рефракции по прицельному расстоянию $\frac{d\xi}{dC}$. Так как

$$C = R \sin \xi \cos \varphi + R \cos \xi \sin \varphi,$$

то

$$C = l\gamma + a \left(1 + \frac{\gamma^2}{2}\right);$$

следовательно

$$X = \frac{1}{\frac{L}{L+l} \left[1 - \frac{d\xi}{dC} (l - a\xi)\right]}. \quad (11.5)$$

Учитывая, что $\frac{a\xi}{l} \ll 1$ и $L \gg l$, получим

$$X = \frac{1}{1 - l \frac{d\xi}{dC}}. \quad (11.6)$$

Для определения величины $\frac{d\xi}{dC}$ воспользуемся выражением (11.3).

Так как приведенный коэффициент преломления на высоте точки поворота луча ($R_0 - a$) есть

$$N^* = N_0^* e^{-\beta_l(R_0 - a)},$$

то угол рефракции в рассматриваемой задаче выразится следующим образом:

$$\xi = \sqrt{2\pi R_0 \beta_l} N_0^* 10^{-6} e^{-\beta_l(R_0 - a)}, \quad (11.7)$$

где N_0^* — приведенный коэффициент преломления радиоволн на поверхности планеты, R_0 — расстояние от точки поворота луча до центра планеты.

Уравнение луча в сферически слоистой среде (см. главу 2) позволяет связать прицельное расстояние и величину R_0 :

$$\left[1 + N_0^* 10^{-6} e^{-\beta_l(R_0 - a)}\right] R_0 = C. \quad (11.8)$$

Учитывая, что $\frac{d\xi}{dC} = \frac{d\xi}{dR_0} \frac{dR_0}{dC}$, из (11.6), (11.7) и (11.8) получим

$$X = \frac{1}{1 - l \left(\frac{1}{2R_0} - \beta_l \right) \left[\frac{\sqrt{2\pi\beta_l R_0} N_0^* 10^{-6} e^{-\beta_l (R_0 - a)}}{1 + N_0^* 10^{-6} (1 - \beta_l R_0) e^{-\beta_l (R_0 - a)}} \right]}. \quad (11.9)$$

Так как $\beta_l \gg \frac{1}{2R_0}$ и $l \ll L$, то из (11.9) получим простую формулу для рефракционного ослабления плотности потока энергии радиоволн:

$$X = \frac{1}{1 + \beta_l l \sqrt{2\pi\beta_l R_0} N_0^* 10^{-6} e^{-\beta_l (R_0 - a)}}. \quad (11.10)$$

Для касательного луча $R_0 = a$ (a — радиус планеты), рефракционное ослабление при этом максимально и равно

$$X = \frac{1}{1 + \beta_l l \sqrt{2\pi\beta_l a} N_0^* 10^{-6}}. \quad (11.11)$$

Если межпланетная станция заходит за диск Марса на расстоянии $AT = l = 40000$ км, то рефракционное ослабление $X = 0,4$. При расстоянии $l < a$ рефракционное ослабление очень мало.

Атмосфера Марса влияет на доплеровскую частоту, потому что фаза принимаемой приемником на Земле волны зависит от свойств атмосферы планеты.

Изменение фазы обусловлено изменением скорости распространения радиоволн и удлинением фазового пути из-за искривления луча в атмосфере планеты. Фаза волны, принимаемой приемником на Земле, есть

$$\varphi = \frac{2\pi f}{c} \int n dl; \quad (11.12)$$

интегрирование здесь ведется вдоль траектории луча. Если исключить влияние атмосферы планеты, то фаза волны будет равна $\varphi_0 = 2\pi f L/c$, где L — расстояние от передатчика, расположенного в точке T , до приемника, расположенного на Земле (рис. 11.3). Наличие атмосферы приводит к появлению разности фаз $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$. Так как доплеровское изменение частоты определяется соотношением $\Delta f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Delta\varphi}{dt}$, то из (11.12) получим

$$\Delta f = \frac{f}{c} \frac{d}{dt} \left\{ L - \int_{-T}^{\infty} dl + 10^{-6} \int_{-T}^{\infty} N^*(h) dl \right\}. \quad (11.13)$$

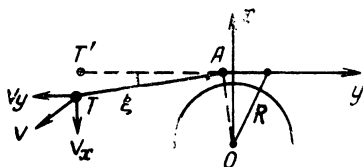


Рис. 11.3

Разложим вектор скорости V на две составляющие V_x и V_y (рис. 11.3) и учтем, что $\frac{d}{dt} = V_x \frac{d}{dx}$. Допплеровская частота, обусловленная составляющей V_y , не зависит от параметров атмосферы планеты $\Delta f_y = \frac{f}{c} V_y$. Составляющая скорости V_x связана с доплеровской частотой Δf , зависящей от атмосферы планеты:

$$\Delta f = \frac{f}{c} V_x \frac{d}{dt} \left\{ L - \int_{-T}^{\infty} dl + 10^{-6} \int_{-T}^{\infty} N^*(h) dl \right\}. \quad (11.14)$$

Величина $L - \int_{-T}^{\infty} dl = \Delta L$ учитывает удлинение луча из-за искривления радиоволн, она определяется углом рефракции ξ . Учитывая малость угла рефракции, из треугольника TAT' получим $\Delta L = x\xi^2/2$. Следовательно,

$$\Delta f = \Delta f_1 + \Delta f_2 = f \frac{V_x}{c} l \xi \frac{d\xi}{dx} + 10^{-6} f \frac{V_x}{c} \frac{d}{dx} \int_{-T}^{\infty} N^*(h) dl, \quad (11.15)$$

где $l = TA$. Выражение для доплеровского изменения частоты, обусловленного влиянием атмосферы планеты, распалось на две составляющие. Величина Δf_1 учитывает искривление лучей в атмосфере, она зависит от расстояния $l = AT$. Составляющая Δf_2 учитывает изменение фазовой скорости радиоволны в атмосфере планеты. Общее выражение (11.15) справедливо при учете влияния тропосферы и ионосферы.

Рассмотрим отдельно влияние тропосферы и ионосферы на доплеровскую частоту. Если источником радиоволн является спутник планеты, то величина Δf_1 невелика и основное значение имеет составляющая Δf_2 . В случае тропосферы из (11.15) и (11.2) имеем

$$\Delta f_2 = \frac{fV_x}{c} N_0^* \cdot 10^{-6} \frac{d}{dx} \int_{-T}^{\infty} e^{-\beta_t h} dx. \quad (11.16)$$

Так как h — высота элемента луча над поверхностью планеты, то

$$\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 = (1 + h_0)^2 + \left(\frac{x}{a}\right)^2; \quad (11.17)$$

здесь $h_0 = V_x t$ — наименьшая высота луча над поверхностью планеты. В области, где существенно влияние тропосферы, $h \ll a$, поэтому $h = h_0 + \frac{x^2}{2a}$. Учитывая это соотношение, из (11.16) получим

$$\Delta f_2 = N_0^* \cdot 10^{-6} f \frac{V_x}{c} \sqrt{2\pi a \beta_t} e^{-\beta_t h}. \quad (11.18)$$

Выражение (11.18) дает зависимость доплеровского изменения частоты от параметров тропосферы и скорости движения спутника

планеты. При больших l (случай пролета межпланетной станции вблизи планеты), помимо составляющей Δf_2 , будет существенна компонента Δf_1 . Величина Δf_1 определяется первой частью ф-лы (11.15). Учитывая, что $\frac{d\xi}{dx} \approx -\beta_t \xi e^{-\beta_t h}$ получим

$$\Delta f_1 = -f \frac{V_x}{c} \beta_t l [N_0^* e^{-\beta_t h} \sqrt{2\pi\beta_t a \cdot 10^{-6}}]^2. \quad (11.19)$$

Выражения (11.18) и (11.19) позволяют определить влияние атмосферы на доплеровскую частоту.

При анализе доплеровского изменения частоты, обусловленного влиянием ионосферы, можно также пользоваться выражением (11.15), заменив в нем $N^* \cdot 10^{-6}$ на $40,4 N/f^2$. Рассмотрим случай спутника планеты. В этом случае величина l в (11.15) невелика и доплеровское изменение частоты обусловлено членом Δf_2 :

$$\Delta f_i = 80,8 \frac{V_x}{fc} \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} N(h) dl, \quad (11.20)$$

где N — электронная концентрация в m^{-3} , f — частота в $гц$. Вводя в рассмотрение функцию вида $A = \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} \frac{N(h)}{N_m} dl$, из (11.20) получим

$$\Delta f_i = \frac{80,8 N_m V_x A(h_0)}{fc}; \quad (11.21)$$

здесь N_m — электронная концентрация в главном максимуме ионосферы, h_0 — наименьшая высота луча над поверхностью планеты.

Из выражения (11.21) следует, что доплеровское изменение частоты, обусловленное влиянием ионосферы планеты, обратно пропорционально частоте и прямо пропорционально электронной концентрации в главном максимуме ионосферы.

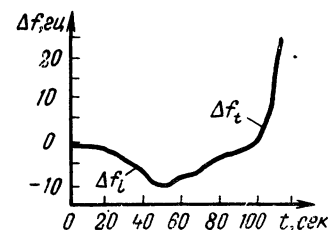


Рис. 11.4

На рис. 11.4 приведены результаты измерения доплеровской частоты, обусловленной влиянием атмосферы Марса [4]; по вертикали отложено доплеровское изменение частоты, обусловленное влиянием атмосферы Марса. Из рис. 11.4 следует, что при движении станции «Маринер-4», излучавшей радиоволны частоты 2300 $Mгц$, наблюдалось доплеровское изменение частоты Δf_i , обусловленное влиянием ионосферы; величина Δf_i в максимуме достигала 12 $гц$. Влияние тропосферы привело к большему изменению частоты, $\Delta f_i \approx 20$ $гц$. Изме-

рения величин Δf_i и Δf_t позволили определить давление на поверхности Марса.

В [5, 6] проведен теоретический анализ возможностей исследования атмосфер планет двухчастотным методом.

11.3. О распространении уков в атмосфере Венеры

При расположении космического аппарата на поверхности Венеры или при его движении по траектории с затенением аппарата планетой радиоволны распространяются через плотную атмосферу Венеры. Космическая станция «Венера-4» посылала радиоволны, находясь в атмосфере планеты, при этом было отмечено влияние плотной атмосферы Венеры на распространение радиоволн [3]. При движении космической станции «Маринер-5» на расстоянии 4000 км от Венеры с заходом станции за видимый диск планеты наблюдалось также сильное влияние плотной атмосферы Венеры на радиосвязь.

Проанализируем рефракционные эффекты и ослабление радиоволн при расположении космической станции на поверхности Венеры. Из-за большой плотности атмосферы рефракционные эффекты выражены сильно. При углах места, меньших некоторого критического угла Ω_K , происходит захватывание радиоволн атмосферой планеты. Это обусловлено тем, что радиус кривизны луча R^* становится таким, что луч, вышедший под углом места $\Omega < \Omega_K$, вновь возвращается на поверхность планеты. Радиус кривизны луча в атмосфере Венеры по (2.33) и (11.2) определяется соотношением вида

$$R^* = \frac{1 + N_0^* e^{-\beta_t h} \cdot 10^{-6}}{N_0^* \beta_t \cdot 10^{-6} e^{-\beta_t h} \sin \gamma}; \quad (11.22)$$

здесь γ — угол между нормалью к поверхности планеты и лучевой линией. Для луча, вышедшего под критическим углом Ω_K , в точке поворота луча $R^* = a + h_K$ и $\gamma = 90^\circ$, поэтому из (11.22) получаем уравнение для определения высоты луча h_K

$$(a + h_K) N_0^* \beta_t e^{-\beta_t h_K} \cdot 10^{-6} = 1 + N_0^* e^{-\beta_t h_K} \cdot 10^{-6}. \quad (11.23)$$

Из (11.23) следует приближенное соотношение

$$h_K = \frac{\ln [a \beta_t N_0^* \cdot 10^{-6}]}{\beta_t}. \quad (11.24)$$

Из закона преломления радиоволн в сферически слоистой среде (2.3) получим выражение для критического угла Ω_K

$$\cos \Omega_K = \frac{(1 + N_0^* e^{-\beta_t h} \cdot 10^{-6}) \left(1 + \frac{h_K}{a}\right)}{1 + N_0^* \cdot 10^{-6}}. \quad (11.25)$$

Пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$\Omega_K = \sqrt{2 \left[N_0^* (1 - e^{-\beta_t h_K}) 10^{-6} + \frac{h_K}{a} \right]}. \quad (11.26)$$

Из (11.24) и (11.26) следует, что критический угол места луча $\Omega_K = 3,3^\circ$, а высота критического луча в точке поворота $h_K = 12$ км.

При $\Omega > \Omega_K$ лучевые линии сильно искривлены, они выходят за пределы атмосферы планеты, отклонившись от первоначального направления на угол рефракции ξ . Угол рефракции может быть вычислен по ф-ле (2.12), положив в ней $H_c = \infty$ и учтя (11.2). Результаты вычисления угла рефракции при помощи вычислительной машины приведены на рис. 11.5. Из этого рисунка следует, что при $\Omega = 15^\circ$ угол рефракции $\xi = 1,15^\circ$, при $\Omega = 5^\circ$, $\xi = 4,1^\circ$.

Сильное искривление лучей приводит к заметному рефракционному ослаблению. Для определения рефракционного ослабле-

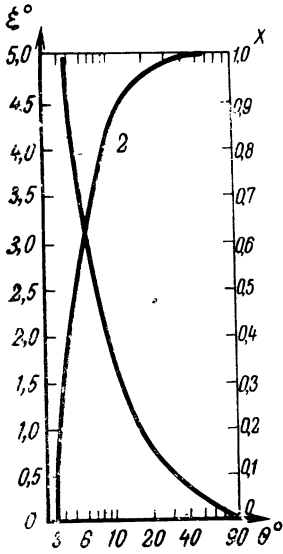


Рис. 11.5

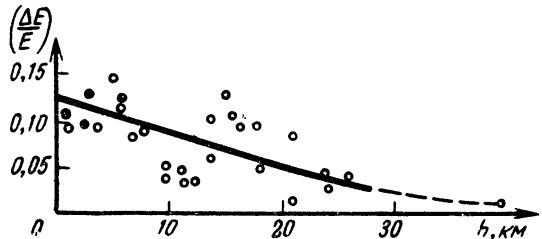


Рис. 11.6

ния радиоволн рассмотрим два луча с близкими углами места Ω и $\Omega + d\Omega$. За пределами атмосферы угол между этими лучами будет больше на величину $d\xi$ и равен $d\Omega + d\xi$. Рефракционное ослабление потока энергии радиоволн равно отношению углов $d\Omega$ и $d\Omega + d\xi$:

$$X = \frac{1}{1 + \left| \frac{d\xi}{d\Omega} \right|}. \quad (11.27)$$

Производная $d\xi/d\Omega$ легко определяется по найденным значениям угла рефракции для разных углов места (рис. 11.5). На рис. 11.5 (кривая 2) дана зависимость рефракционного ослабления от угла места луча. При $\Omega > 20^\circ$ рефракционное ослабление несущественно, при $\Omega = 5^\circ$ поток энергии радиоволн из-за рефракционного ослабления уменьшится в два раза.

Неоднородности коэффициента преломления атмосферы Венеры приводят к флуктуациям напряженности поля радиоволн, принимаемых на Земле. На рис. 11.6 приведена зависимость глубины

быстрых мерцаний напряженности поля радиоволн от высоты станции «Венера-4» над поверхностью Венеры. По вертикали на этом рисунке отложена величина $\frac{\Delta E_{cp}}{E_{cp}}$, характеризующая глубину быстрых замираний радиоволн диапазона $\lambda=0,3$ м. По данным [3] глубина быстрых мерцаний на поверхности Венеры $\frac{\Delta E_{cp}}{E_{cp}} \simeq 0,1$. Согласно [14] глубина мерцаний выражается приближенным соотношением

$$\left\langle \left(\ln \frac{|E_{cp} - E_{il}|}{E_{cp}} \right)^2 \right\rangle = \frac{35 \langle \Delta n^2 \rangle b L_0}{\lambda^2}. \quad (11.28)$$

В (11.28) величина $\left\langle \left(\ln \frac{|E_{cp} - E_{il}|}{E_{cp}} \right)^2 \right\rangle$, характеризующая глубину быстрых замираний при малых замираниях, равна $\left(\frac{\Delta E_{cp}}{E_{cp}} \right)^2$, $\langle \Delta n^2 \rangle$ характеризует средний квадрат флуктуаций коэффициента преломления атмосферы Венеры. Величина L_0 здесь — эффективная толщина неоднородной части атмосферы Венеры, b — масштаб неоднородностей. Для простоты принято, что $D > 1$. Так как для $\lambda=0,3$ м $\left(\frac{\Delta E_{cp}}{E_{cp}} \right)^2 = 10^{-2}$, то величина $[\langle \Delta n^2 \rangle b L_0] \simeq 2,0 \cdot 10^{-5}$ м². Определение таким образом величины $[\langle \Delta n^2 \rangle b L_0]$ предполагает, что мы не учитываем закона распределения флуктуаций $\langle \Delta n^2 \rangle$ с высотой, а считаем их равномерными в пределах эффективной толщины L_0 . Связь эффективной длины L_0 с углом места Ω при этом выражается соотношением

$$L = \frac{L_0}{\sin \Omega} \left(1 - \frac{L_0}{2a \sin^2 \theta} \right). \quad (11.29)$$

Выражения (11.28) и (11.29) позволяют определить глубину мерцаний для разных длин волн и углов места, они справедливы при $\Omega > \Omega_k$. Из (11.28) и (11.29) следует, что в атмосфере Венеры должны наблюдаться сильные быстрые замирания сантиметровых и дециметровых волн при малых углах места. Кроме быстрых замираний, в атмосфере Венеры наблюдаются медленные вариации напряженности поля [3].

Радиоволны могут ослабляться в атмосфере Венеры из-за молекулярного поглощения и рассеяния радиоволн на статистических неоднородностях коэффициента преломления. В [7] показано, что ослабление потока энергии радиоволн из-за молекулярного поглощения хорошо описывается выражением

$$S = S_0 e^{-\frac{\Delta_1}{\lambda^2}}. \quad (11.30)$$

Величина Δ_1 зависит от газового состава атмосферы. Ослабление из-за рассеяния выражается аналогичным соотношением: Общее ослабление потока энергии радиоволн поэтому описывается формулой

$$S = S_0 e^{-\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{\lambda^2}}. \quad (11.31)$$

Величина Δ_2 связана с параметром $\overline{\Delta n^2} bL$ простым соотношением [14]

$$\Delta_2 = 70 \overline{\Delta n^2} bL.$$

Параметр Δ_2 — порядка 10^{-3} м^2 , его точное значение определить затруднительно, а параметр Δ_1 — порядка $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$; его значение зависит от содержания паров воды [8]. Для приближенных оценок ослабления радиоволн при угле места $\Omega = 90^\circ$ можно принять, что $\Delta_1 + \Delta_2 \simeq 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$.

Сопоставим расчеты ослабления по ф-ле (11.31) с экспериментальными данными. Из (11.31) следует, что для $\lambda > 0,4 \text{ м}$ ослаблением в атмосфере Венеры можно пренебречь. В связи с этим можно оценить ослабление радиоволн по локационным измерениям эффективного сечения σ на разных длинах волн. Величина $\sigma_0/\pi a^2$ для $\lambda = 0,4 \div 0,7 \text{ м}$ может быть принята за нормирующий множитель, ее среднее значение равно $0,155 \pm 0,07$. По данным [9, 10] для $\lambda = 3,7 \text{ см}$ имеем $\sigma_1/\pi a^2 = 0,011$, а для $\lambda = 12,5 \text{ см}$ по [11, 12, 13] — $\sigma_2/\pi a^2 = 0,107$. Если не учитывать возможную частотную зависимость коэффициента отражения поверхностных пород Венеры, то приведенные данные позволяют оценить максимально возможное

ослабление потока энергии радиоволн, так как $S/S_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{1,2}}{\sigma_0}}$. Из сказанного следует, что для $\lambda = 3,7 \text{ см}$ $S/S_0 = 0,27$, а для $\lambda = 12,5 \text{ см}$ $S/S_0 = 0,84$. По данным наблюдения сигналов станции «Венера-4» [3] в диапазоне $\lambda = 0,3 \text{ м}$ ослабление радиоволн $S/S_0 = 0,85 \pm 0,1$. Указанные значения S/S_0 следует рассматривать как максимальные. На рис. 11.7 приведены результаты расчета ослабления радиоволн по ф-ле (11.31) и описанные экспериментальные данные; график этого рисунка дает максимально возможное ослабление радиоволн для вертикального луча.

Атмосфера Венеры была исследована методом радиопросвечивания при помощи объекта «Маринер-5».

19 октября 1967 года «Маринер-5» пролетел около Венеры на расстоянии 10 151 км от центра массы планеты [15, 16].

Во время вхождения радиолуча в атмосферу Венеры, а также при его выходе на частоте $f = 2297 \text{ Мгц}$ измерялись изменения доплеровской частоты, связанные с влиянием атмосферы планеты, и интенсивность сигнала, меняющегося из-за рефракционных эффектов в атмосфере Венеры. Сведения о результатах этих измерений приведены в [15, 16].

Вследствие большой рефракции в атмосфере Венеры измерения могли быть проведены только до высот около 6090 км над центром массы планеты (радиус планеты принят равным 6056 км).

Основные сведения об атмосфере Венеры были получены из измерений эффекта Доплера. По этим данным на ночной стороне планеты определены значения коэффициента преломления N^* , давления P и температуры T , представленные в табл. 11.1.

ТАБЛИЦА 11.1

Строение атмосферы Венеры по данным «Маринер-5»

Расстояние от центра планеты, R км	Приведенный коэффициент преломления N^*	Давление P м. бар	Температура T , °К
6140	0,6	0,8	241
6123	15	20	241
6101	470	1240	334
6088	1460	5100	445
6085	1900*	7170*	477*

* Экстраполированные величины.

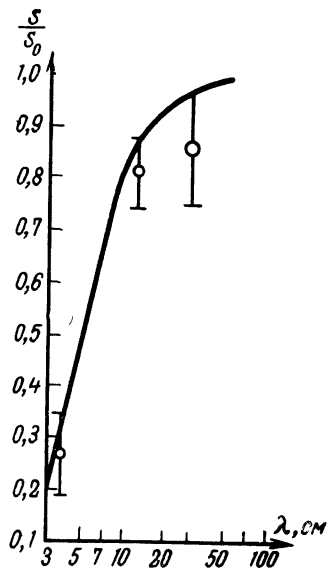


Рис. 11.7

Учитывая совокупность имеющихся данных (измерения «Маринера-5», «Венеры-4», наземных спектроскопических и радиоастрономических наблюдений), в [16] даются следующие данные о составе атмосферы Венеры, давлении и температуре на ее поверхности: CO_2 —75÷95%; N_2 <7%; H_2O —0,4÷0,8%; $P=60$ атм; $T=670^\circ\text{K}$.

Метод просвечивания атмосфер планет в своей последующей интерпретации результатов измерений предполагает достаточно плавные изменения параметров атмосферы. При сильной турбулентности и слоистости атмосферы интерпретация результатов измерений затруднена.

Литература к главе 11

1. Мороз В. И. Физика планет. Изд-во «Наука», 1967.
2. Авдудевский В. С. и др. Температура, давление и плотность атмосферы Венеры по данным измерений АМС «Венера-4». ДАН, 1968, т. 179, № 2, 310.
3. Колосов М. А., Яковлев О. И., Ефимов А. И. Исследование распространения дециметровых радиоволн в атмосфере Венеры с помощью АМС «Венера-4». ДАН, 1968, т. 182, № 1, 93.
4. Kliore A. I., Gain D. L., Levy G. S., Eshleman R., The «Mariner 4» occultation experiment, Astronaut and aeronaut, № T-7, 1965.

5. Fjeldbo G., Eshleman V. R., The two-frequency bistatic radar-occultation method. «Journal of Geophysical Research», 1965, v. 70, № 13, 3217.
6. Fjeldbo G., Eshleman V. R., Garriot O. K., Smith F. L. The two-frequency bistatic radar-occultation method for the study of planetary ionospheres. «Journal of Geophysical Research». 1965, v. 70, № 15, 3701.
7. Kaufman I. A., Thaddeus P., Laboratory measurement of microwave absorption in models of the atmosphere of Venus. «Journal of Geophysical Research», 1966, v. 71, № 21, 5091.
8. Стрелков Г. М. Излучение и отражательная способность Венеры на сантиметровых и дециметровых волнах. «Астрономический вестник», 1968, т. 2, № 1, 30.
9. Evans I. V., Ingalls R. P., Rainville L. P., Silva R. R., Radar observations of Venus at 3,8 cm wavelength. «Astron. J.», 1966, v. 71, № 9, 902.
10. Karp D., Worrow W. E., Smith W. B. Radar observations of Venus at 3,6 centimeters. «Icarus», 1964, v. 3, № 5, 473.
11. Victor W. K., Sevens R., The 1961, Venus radar experiment. «Trans. IRE», 1962, v. SET-8, № 2, 84.
12. Coldstein R. M., Preliminary Venus radar results. «Radio Science, 1965, v. 69-D, № 12, 1623.
13. Carpenter R. L., Study of Venus by C. W.—radar—1964 results. «Astron. J.», 1966, v. 71, № 2, 142.
14. Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. Изд-во АН СССР, 1958.
15. A Kliore, G. S. Levy, D. L. Cain, G. Fjeldbo, S. Y. Rasool, Science, 1967, 158, Dec. 29.
16. A Kliore, Cain D. L., G. S. Levy. «Structure of the atmosphere of Venus derived from Mariner-V S-band measurements». 11-th Cospas Meeting, Tokyo, May 9—21, 1968.

12.1. Общие соотношения

Плотность потока энергии радиоволн в месте приема определяется выражением

$$S = \frac{PK\gamma}{4\pi L^2}; \quad (12.1)$$

здесь P — мощность передатчика, K — коэффициент усиления передающей антенны, L — расстояние от приемной антенны до космической станции, γ — характеристика влияния поглощения и замираний на поток энергии радиоволн. Мощность полезного сигнала на входе приемника пропорциональна потоку энергии радиоволн и эффективной площади приемной антенны $W_c = SA$. Помимо полезного сигнала, на входе приемника имеется шум антенны мощностью $W_{ш} = kT\Delta f$, где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ вт/град. гц, T — шумовая температура, Δf — полоса частот. Для радиосвязи важно обеспечить заданное отношение энергии полезного сигнала и шума:

$$\gamma = \frac{PKA\gamma}{4\pi L^2 kT \Delta f}. \quad (12.2)$$

Следовательно, минимальная мощность, достаточная для радиосвязи, определяется выражением

$$P = \frac{4\pi L^2 \gamma kT \Delta f}{KA\gamma}. \quad (12.3)$$

Выражение (12.3) позволяет не только найти численные значения мощности P , но и определить оптимальный диапазон частот для космической радиосвязи [1—4]. Для этого необходимо проанализировать частотные зависимости величин T , KA , γ .

12.2. Влияние антенн на радиосвязь

Как следует из (12.3), влияние антенн на условия радиосвязи описывается фактором KA . Усиление передающей антенны, расположенной на борту космического объекта, определяется размером

антенны. Коэффициент усиления передающей антенны определяется приближенным соотношением

$$K = \alpha \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2. \quad (12.4)$$

Величина D в (12.4) характеризует размер антенны: он может быть, в зависимости от конструкции антенны, диаметром параболоида, длиной стороны квадратной решетки вибраторов или длиной линейной антенны. Величина α слабо зависит от конструкции антенны и имеет значения $\alpha = 4 \div 5$. При уменьшении длины волны диаграмма направленности антенны суживается. Ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности может быть оценена по формуле $\Delta\varphi = \frac{\lambda}{D}$. Поэтому при уменьшении длины волны при фиксированном размере антенны D возрастают требования к точности ориентации бортовой антенны.

Эффективная площадь приемной антенны A определяется ее площадью раскрыва. Чаще всего в качестве приемной антенны для дальней космической радиосвязи используют параболические антенны, эффективная площадь которых порядка половины площади раскрыва и, в принципе, не зависит от длины волны. Однако неточности изготовления параболоида приводят к тому, что эффективная площадь антенны уменьшается при уменьшении длины волны по закону

$$A = \frac{\pi R^2}{2} e^{-\left(\frac{4\pi \Delta l}{\lambda} \right)^2}, \quad (12.5)$$

где R — радиус антенны, Δl — среднеквадратичное отклонение профиля антенны от параболоида [5, 6].

Из (12.4) и (12.5) следует, что антенный фактор следующим образом зависит от длины волны:

$$KA = \frac{\pi \alpha R^2 D^2}{2\lambda^2} e^{-\left(\frac{4\pi \Delta l}{\lambda} \right)^2}. \quad (12.6)$$

12.3. Шумы и влияние атмосферы Земли

При дальней космической радиосвязи существенно влияние шумов; общие шумы можно разделить на шумы антенны и шумы приемника. Мощность шумов в этом случае определяется соотношением

$$W_{\text{ш}} = k(T + T_r) \Delta f; \quad (12.7)$$

здесь $k = 1,37 \cdot 10^{-23}$ вт · град⁻¹ · гц⁻¹, T и T_r — соответственно шумовая температура антенны и приемника, Δf — полоса частот приемника.

Шумовая температура приемника зависит от конструкции его входных ступеней усиления (табл. 12.1).

ТАБЛИЦА 12.1

Эффективная шумовая температура приемников

Температура приемника $T_r, ^\circ K$	Тип приемника	Диапазон частот, Мгц
3000 ÷ 1000	Супергетеродин с кристаллическим смесителем	200 ÷ 8000
2000 ÷ 500	Ламповые триоды	1000 ÷ 100
500 ÷ 200	Параметрический усилитель и ЛБВ	200 ÷ 2000
150 ÷ 50	Охлаждаемый параметрический усилитель	200 ÷ 2000
40 ÷ 10	Мазеры	Сантиметровый диапазон

Из табл. 12.1 следует, что лучшие типы приемников имеют следующие ориентировочные значения шумовой температуры: в сантиметровом диапазоне 10 ÷ 50°, а в метровом диапазоне порядка 500°. Указанные значения температуры шумов приемников не являются предельными.

Шумовая температура антенны определяется радиоизлучением среды, окружающей антенну [7]. В общем случае ее можно найти из соотношения

$$T = \frac{\int \int T(\theta, \varphi) J(\theta, \varphi) d\theta d\varphi}{\int \int J(\theta, \varphi) d\theta d\varphi}; \quad (12.8)$$

здесь $T(\theta, \varphi)$ — шумовая температура окружающей среды как функция угловых координат θ, φ ; $J(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности антенны. Интегрирование в 12.8 должно производиться по сфере с центром в месте расположения антенны.

Температура антенны в общем случае определяется суммарным радиоизлучением атмосферы, поверхности Земли и космическим радиоизлучением [8—12]. Космическое радиоизлучение сильно зависит от частоты и ориентации антенны. На рис. 12.1 график 1 дает максимальные значения антенной температуры, обусловленной космическим радиоизлучением; график 3 относится

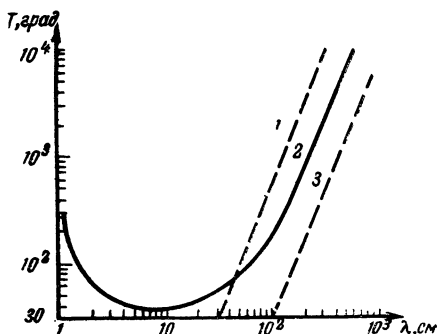


Рис. 12.1

к минимальным значениям величины T ; кривая 2 — средняя антенная температура. На частотах выше 1000 Мгц антенная температура, обусловленная космическим радиоизлучением, становится меньше 50°К, при этом важный вклад в антенную температуру дает тепловое радиоизлучение тропосферы и поверхности Земли [13—14].

Тепловое радиоизлучение тропосферы и поверхности Земли зависит от угла места антенны и ее диаграммы направленности. На рис. 12.2 приведены результаты экспериментальных исследований зависимости антенной температуры от угла места для различных параболических антенн [13]. В табл. 12.2 показано, к какому типу антенны относятся графики рис. 12.2.

ТАБЛИЦА 12.2 $T, \text{град}$

Параметры антенн, для которых получены графики рис. 12.2.

Номер графика	Диаметр параболоида, м	Длина волны, см	Ширина диаграммы по уровню половинной мощности, град.
1	1,3	3	1,5
2	26	10	0,3
3	26	75	1,9
4	0,5	3,2	5
5	26	75	1,9
6	20	13	0,5

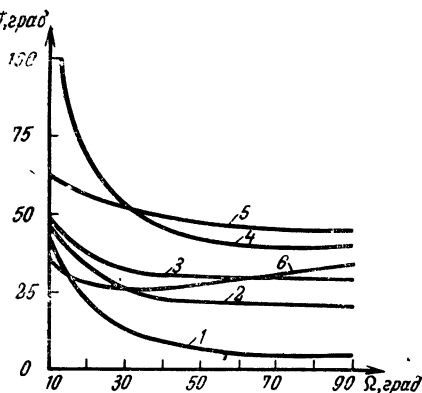


Рис. 12.2

Из рис. 12.2 следует, что антенная температура при угле места 10° для антенн с шириной диаграммы меньше 5° составляет 60÷30°К. При увеличении угла места антенная температура медленно убывает и в зените составляет 40÷20°. Из сравнения данных о шумах антенн, представленных на рис. 12.1 и 12.2 и значений шумовой температуры приемников, приведенных в табл. 12.1, следует, что шумы антенн равны или несколько больше шумов лучших типов приемников. Таким образом, минимально достижимые шумы определяются шумами антенны. На рис. 12.1 график 2 показывает зависимость средней антенной температуры от длины волны для угла места, больше 20°. График построен с учетом теплового излучения тропосферы, поверхности Земли и космического радиоизлучения. Эту зависимость мы применим при дальнейшем анализе условий космической радиосвязи. График 2 рис. 12.1 не учитывает зависимости от угла места величины T ; такое приближение можно сделать, так как эта зависимость слаба при углах места, больших 20°.

Влияние атмосферы Земли на поток энергии радиоволн было проанализировано в главе 7. В сантиметровом диапазоне это влия-

ние сводится к поглощению радиоволн кислородом и парами воды, а также к их ослаблению гидрометеорами. В дециметровом диапазоне влиянием атмосферы Земли на поток энергии радиоволн можно пренебречь. Метровые радиоволны испытывают влияние ионосферы. Для радиоволн короче 10 м можно пренебречь поглощением в ионосфере, поток энергии радиоволн при этом испытывает флуктуации, обусловленные движением неоднородностей электронной концентрации в ионосфере. На рис. 12.3 приведены усредненные данные о влиянии атмосферы Земли на поток энергии радиоволн. Величина γ на этом рисунке вычислена для угла места 20° при плохих условиях распространения радиоволн. Мы предполагали, что в слое тропосферы высотой в 1 км идет дождь с интенсивностью 4 мм/ч и имеется сильный туман (видимость 30 м).

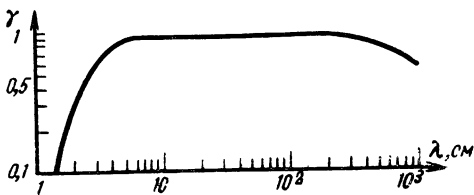


Рис. 12.3

Расчеты γ проведены для случая сильно возмущенной ионосферы. Принято, что флуктуации потока энергии радиоволн в три раза превышают их средние значения. В противоположном случае — отсутствие дождя и тумана, минимальные ионосферные флуктуации радиоволн — значения γ изменились бы заметным образом лишь в диапазонах $1 \div 5$ см и $5 \div 10$ м. Указанные значения длин волн дают условную границу, внутри которой радиоволны испытывают минимальное влияние атмосферы Земли. При анализе минимальной мощности, необходимой для космической радиосвязи, будем пользоваться приближенной зависимостью $\gamma(\lambda)$, представленной на рис. 12.3.

12.4. Минимальная необходимая мощность передатчиков для космической радиосвязи

При анализе зависимости $P(\lambda)$ необходимо различать случаи ориентированных на Землю и неориентированных бортовых антенн.

Пусть приемная антенна на Земле имеет эффективную поверхность, не зависящую от длины волны, а передающая бортовая антенна точно ориентирована на Землю. Например, если наземная параболическая антенна выполнена с высокой степенью точности, так что даже для длины волны 3 см несущественно влияние неточности Δl выполнения профиля параболоида; это имеет место, если Δl меньше ± 1 мм. Кроме того, ширина диаграммы направленности передающей бортовой антенны на этой длине волны больше, чем неточность ориентации космического объекта.

На рис. 12.4 график 1 дает зависимость $P(\lambda)$ для этого случая. Численные значения мощности найдены для приемной параболи-

ческой антенны диаметром 20 м; передающая параболическая антенна имеет диаметр 1 м и полосу частот $\Delta f = 100$ гц. В рассматриваемом случае оптимальный диапазон волн заключен в узких пределах $3 \div 7$ см; он определяется только зависимостью антенного фактора, шумовой температуры и условий распространения радиоволн от длины волны. Поэтому кривая 1 рис. 12.4 иллюстрирует предельно достижимые условия дальней космической радиосвязи. Для их реализации необходим приемник с шумовой температурой, существенно меньшей шумов антенны ($T_r \ll 30^\circ$). В оптимальном

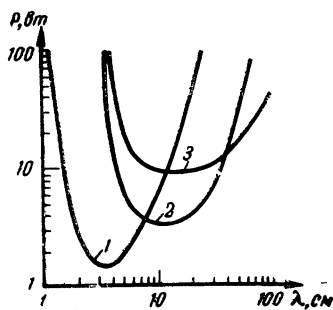


Рис. 12.4

диапазоне ширина диаграммы передающей антенны становится малой, что налагает жесткие условия на ориентацию бортовой антенны.

Практически при анализе зависимости $P(\lambda)$ нельзя не учитывать влияния неточностей выполнения профиля параболического зеркала. Кроме того, необходимо учитывать требования к ширине диаграммы направленности передающей антенны, следующие из допустимой точности ориентации этой антенны. График 2 на рис. 12.4 иллюстрирует изменение оптимального диапазона волн в зависимости от указанных факторов.

При расчете $P(\lambda)$ в этом случае мы принимали, что приемная параболическая антенна диаметром 20 м имеет неточность изготовления зеркала $\Delta l = \pm 5$ мм, а полоса $\Delta f = 6$ гц. Кроме того, принималось, что ширина диаграммы передающей антенны не может быть меньше 12° , а диаметр передающей параболической антенны не больше одного метра. В этом случае оптимальный диапазон сдвинут в сторону больших длин волн: он равен $6 \div 20$ см. В рассматриваемом случае точность ориентации передающей антенны на Землю должна быть не хуже чем $\pm 6^\circ$.

Интересно проанализировать величину $P(\lambda)$ в случае, когда передающая антенна должна быть всенаправленной. Кривая 3 на рис. 12.4 дает зависимость $P(\lambda)$ для этого случая при $\Delta f = 1$ гц. При расчетах графика 3 принималось, что приемная параболическая антенна диаметром 40 м выполнена с точностью $\Delta l = \pm 5$ мм. Из графика следует, что оптимальный диапазон длин волн заключен в этом случае в пределах $7 \div 60$ см. Но создать передающую антенну, приближающуюся по своим характеристикам к всенаправленной, легче на более длинных волнах. Поэтому практически оптимальный диапазон волн в рассматриваемом случае исключает сантиметровые волны.

Значения мощности P на рис. 12.4 найдены для дальности радиосвязи 300 млн. км при $\eta = 10$.

Рассмотрим случай связи между неориентированными спутниками Земли. В этом случае антенный фактор определяется простым

соотношением $KA = \frac{\lambda^2}{4\pi}$. Шумовая температура приемной антенны определяется радиоизлучением поверхности Земли $T_1 = \frac{T_0}{2}$ (где $T_0 = 300^\circ\text{K}$) и космическим радиоизлучением T_2 . Космическое радиоизлучение может быть аппроксимировано степенной зависимостью вида $T_2 = \frac{\beta}{2} \lambda^n$, где n — изменяется от 2,3 в диапазоне $5 \div 20$ см, до 2,7 в диапазоне $0,3 \div 3$ м. Положим $n = 2,5$. Следовательно, антенная температура в рассматриваемом случае имеет следующую приближенную зависимость от длины волны:

$$T = \frac{1}{2} \left(T_0 + \beta \lambda^{\frac{5}{2}} \right), \quad (12.9)$$

где β — порядка 10^5 , если λ выражено в м. Минимально необходимая мощность в рассматриваемом случае определяется выражением

$$P = 8\pi^2 L^2 k \Delta f \gamma \frac{T_0 + \beta \lambda^{\frac{5}{2}}}{\lambda^2}. \quad (12.10)$$

Из (12.10) следует, что в дециметровом диапазоне при увеличении длины волны необходимая мощность быстро уменьшается. В диапазоне $2 \div 8$ м она остается постоянной и при дальнейшем увеличении длины волны увеличивается по закону $P \sim \sqrt{\lambda}$.

Так как в длинноволновой части метрового диапазона ионосфера может приводить к сильным замираниям, то оптимальный диапазон в рассматриваемом случае оказывается ограниченным длинами волн $2 \div 6$ м.

Условия космической радиосвязи с учетом аппаратурных факторов рассмотрены в [15, 16, 17].

Литература к главе 12

1. Prelman S., Kelly L., Stuart W., Concerning optimum frequencies for space vehicle. «Trans. IRE», 1959, v. CS-7, № 3, 167.
2. Prelman S., Russell W. I., Dickson F. H., Concerning optimum frequencies for space vehicle communication. «Trans. IRE, Milit Electron», 1960, v. 4, № 2—3, 184.
3. Pratt H. I., Propagation, noise, and general systems consideration in earth-space communications. «Trans. IRE», 1960, v. CS-8, № 4, 214.
4. Mueller G. E., Apragmatic approach to space communication. «Proc. IRE», 1960, v. 48, № 1, 557.
5. Наземные антенны для космической связи. «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 12, 22.
6. Landesman S. Progres des antennes radar, L'Onde électr., 1965, v. 45. № 458, 568.
7. Шкловский И. С. Радиоастрономия. Изд-во «Наука», 1960.

8. Grimm H., Fundamental limitations of experimental noise. «Trans. IRE», 1959, v. instrum. 1—8, № 3, 97.
9. Евдокимов М. А. Космические радиопомехи. «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 7, 23.
10. Smith A. G., Noise as factor in space communications. «Proc. IRE», 1960, v. 48, № 4, 593.
11. Троицкий В. С., Цейтлин Н. М. Метод измерения рассеяния и фоновых шумов антенн. «Радиофизика», 1961, т. 3, № 4, 667.
12. Forward R. L. Effects of external noise on radar performance. «Microwave J.», 1960, v. 3, № 12, 73.
13. Giddis A. R., External noise influence on the antenna system structure. «Trans. IEEE», 1963, v. AS-1, № 2, 887.
14. Houssin I. P., Les sources de bruit dans les recepteurs de telecommunications par satellites, L'Onde élect., 1965, v. 45, № 454, 15.
15. Петрович И. Т., Камнев Е. Ф. Вопросы космической радиосвязи. Изд-во «Советское радио», 1964.
16. Картер Л. Системы связи с использованием искусственных спутников Земли. Изд-во «Советское радио», 1964.
17. Домбровский И. А. Радиосистемы связи с искусственными спутниками Земли. Изд-во «Наука», 1964.

Приложение 1

Интеграл

$$I = n_0 a \int_0^{\vartheta} \chi(\mu) \cos \mu d\mu$$

с помощью (6.7) представляются в виде суммы

$$I = I_1 + I_2 + I_3,$$

где

$$I_1 = n_0 a \int_0^{\vartheta} \mu \cos \mu d\mu,$$

$$I_2 = -n_0^2 a^2 \int_0^{\vartheta} \sin \mu \cos \mu d\mu \int_0^{H_c} \frac{\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} dh}{\sqrt{n^2 (a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \mu}}.$$

$$I_3 = -n_0 a \int_0^{\vartheta} \cos \mu \arcsin \left[\frac{n_0 a \sin \mu}{n(H_c)(a+H_c)} \right] d\mu.$$

Интеграл I_1 вычисляется интегрированием по частям:

$$I_1 = n_0 a [\vartheta \sin \vartheta + \cos \vartheta - 1]. \quad (\text{П.1.1})$$

Интеграл I_2 вычисляется заменой порядка интегрирования:

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} dh \left[\int_0^{\vartheta} \frac{d(-n_0^2 a^2 \sin^2 \mu)}{2n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \mu} \right] = \\ &= \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} dh - \int_0^{H_c} (a+h) \frac{dn}{dh} dh. \end{aligned}$$

Второй интеграл интегрированием по частям приводится к сумме

$$n_0 a - n(H_c)(a+H_c) + \int_0^{H_c} n(h) dh. \quad \text{Поэтому в итоге}$$

$$I_2 = n_0 a - n(H_c)(a+H_c) + \int_0^{H_c} n(h) dh + \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} dh.$$

(П.1.2)

Для вычисления I_3 удобно сделать подстановку

$$t = \frac{n_0 a \sin \mu}{n(H_c)(a + H_c)}.$$

При $\mu = \vartheta$ имеем $t = \sin \vartheta_c$. Тогда

$$\begin{aligned} I_3 &= -n(H_c)(a + H_c) \int_0^{\sin \vartheta} \arcsin t dt = \\ &= -n(H_c)(a + H_c) [\vartheta_c \sin \vartheta_c + \cos \vartheta_c - 1]. \end{aligned} \quad (\text{П.1.3})$$

Суммирование (П.1.1), (П.1.2) и (П.1.3) дает

$$\begin{aligned} I &= n_0 a [\vartheta \sin \vartheta + \cos \vartheta] - n(H_c)(a + H_c) [\vartheta_c \sin \vartheta_c + \cos \vartheta_c] + \\ &+ \int_0^{H_c} n(h) dh + \int_0^{H_c} \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \sqrt{n^2(a+h)^2 - n_0^2 a^2 \sin^2 \vartheta} dh. \end{aligned} \quad (\text{П.1.4})$$

Если это выражение подставить в (6.6), то получим (6.8).

Приложение 2

Воспользуемся ф-лой (6.4), где следует положить $n_0 = 1$:

$$L_\Phi = \int_0^{H_c} \frac{n^2(h)(a+h) dh}{\sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \vartheta}}. \quad (\text{П.2.1})$$

Если α — истинный зенитный угол (см. рис. 6.1), то $\vartheta = \alpha - \delta$. Так как $\delta \ll 1$,

$$\sin^2 \vartheta \approx \sin^2 \alpha - 2 \delta \sin \alpha \cos \alpha,$$

Полагая $n = 1 + \Delta n$ и $|\Delta n| \approx \frac{e^2 N}{2 \pi m f^2} \ll 1$, произведем разложение

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{n^2(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \vartheta}} &\approx \frac{1}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}} - \\ &- \frac{\Delta n (a+h)^2 + \delta a^2 \sin \alpha \cos \alpha}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}. \end{aligned} \quad (\text{П.2.2})$$

Тогда разложение интеграла (П.2.1) по степеням Δn и δ дает

$$\begin{aligned} L_\Phi &= \int_0^{H_c} \frac{(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}} + \int_0^{H_c} \frac{\Delta n (h)(a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}} - \\ &- a^2 \sin^2 \alpha \int_0^{H_c} \frac{\Delta n (h)(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}} - \\ &- \delta a^2 \sin \alpha \cos \alpha \int_0^{H_c} \frac{(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}. \end{aligned}$$

Из очевидного равенства [см. (6.5), где χ не должна зависеть от бида функции $n(h)$]

$$\begin{aligned} \chi &= a \sin \vartheta \int_0^{Hc} \frac{dh}{(a+h) \sqrt{n^2(h) (a+h)^2 - a^2 \sin^2 \vartheta}} = \\ &= a \sin \alpha \int_0^{Hc} \frac{dh}{(a+h) \sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}. \end{aligned} \quad (\text{П.2.3})$$

Разложением по δ и Δn [аналогично (П.2.2)] можно получить равенство

$$\delta \cos \alpha \int_0^{Hc} \frac{(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}} = - \sin \alpha \int_0^{Hc} \frac{\Delta n(h) (a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}. \quad (\text{П.2.4})$$

из которого следует, что два последних члена в (П.2.3) взаимно уничтожаются. С другой стороны, так как первый член в (П.2.3) равен геометрическому пути, то

$$\Delta L_{\Phi} = \int_0^H \frac{\Delta n(h) (a+h) dh}{\sqrt{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (\text{П.2.5})$$

Формула (П.2.5) означает, что интегрирование производится по прямолинейному пути от передатчика к приемнику. Она справедлива, если второй член в (П.2.2) мал по сравнению с первым. Если из (П.2.4) выразить δ и поставить в (П.2.2), то соответствующая оценка будет иметь вид

$$\mu < \frac{e^2}{2 \pi m f^2} \frac{\int_0^{Hc} \frac{N(h) (a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}}{\int_0^{Hc} \frac{(a+h) dh}{[(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha]^{3/2}}},$$

где через μ обозначен модуль отношения второго члена в (П.2.2) по отношению к первому. Если вместо $N(h)$ подставить $N_{\text{макс}}$, то неравенство усилится, т. е.

$$\mu < \frac{e^2 N_{\text{макс}}}{2 \pi m^2 f} \frac{(a+h)^2 + a^2 \sin^2 \alpha}{(a+h)^2 - a^2 \sin^2 \alpha}.$$

Функция справа достигает максимального значения при $h=0$. В итоге

$$\mu < \frac{e^2 N_{\text{макс}}}{2 \pi f^2 m \cos^2 \alpha} (1 + \sin^2 \alpha) < \frac{e^2 N_{\text{макс}}}{\pi m f^2 \cos^2 \alpha}. \quad (\text{П.2.6})$$

Если

$$\frac{e^2 N_{\text{макс}}}{\pi f^3 m \cos^2 \alpha} \ll 1, \quad (\text{П.2.7})$$

то разложение (П.2.2) справедливо.

Оглавление

	Стр.
Предисловие	3
Основные обозначения	4
Введение	6
<i>Глава 1. Коэффициент преломления радиоволн в атмосфере Земли</i>	
1.1. Коэффициент преломления радиоволн в тропосфере и стратосфере	10
1.2. Коэффициент преломления радиоволн в ионосфере	13
Литература	16
<i>Глава 2. Рефракция радиоволн</i>	
2.1. Траектория луча в сферической слоистой атмосфере	17
2.2. Интеграл рефракции	18
2.3. Тропосферная рефракция радиоволн	20
2.4. Ионосферная рефракция радиоволн	24
2.5. Горизонтальная рефракция радиоволн	27
Литература	28
<i>Глава 3. Флуктуации фазы и вариации углов прихода радиоволн</i>	
3.1. Флуктуации фазы при распространении радиоволн в статистически неоднородной среде	30
3.2. Вариации углов прихода радиоволн	32
3.3. Влияние неоднородностей атмосферы на работу антенных систем	34
3.4. Экспериментальные данные о вариациях углов прихода радиоволн	36
Литература	38
<i>Глава 4. Влияние атмосферы Земли на доплеровское изменение частоты</i>	
4.1. Общие соотношения	39
4.2. Влияние тропосферы на доплеровское изменение частоты искусственных спутников Земли	41
4.3. Влияние ионосферы на доплеровское изменение частоты искусственных спутников Земли	43
Литература	47
<i>Глава 5. Дисперсионные искажения сигналов</i>	
5.1. Распространение плоской волны в однородной диспергирующей среде. Среда как четырехполюсник	48
5.2. Искажение импульсных сигналов	51
5.3. Гармоническая огибающая. Полоса передачи и нелинейные искажения	54
5.4. Дисперсионные искажения сигналов с ограниченным спектром	58
5.5. Случай слоисто-неоднородных сред	62
5.6. Дисперсионные искажения в ионосфере Земли	64
5.7. Пределы применимости полученных формул	66
Литература	67
<i>Глава 6. Влияние атмосферы Земли на фазовое и групповое запаздывание и определение дальности до космического объекта</i>	
6.1. Фазовый путь	68

6.2. Тропосферная фазовая и групповая поправки	71
6.3. Ионосферная фазовая и групповая поправки	75
Литература	78
<i>Глава 7. Поглощение и рассеяние радиоволн в атмосфере Земли</i>	
7.1. Молекулярное поглощение радиоволн	79
7.2. Поглощение и рассеяние радиоволн гидрометеорами	83
7.3. Поглощение радиоволн ионосферой	89
7.4. Флуктуации амплитуды радиоволн при распространении в турбулентной атмосфере	92
Литература	95
<i>Глава 8. Влияние магнитного поля Земли на распространение радиоволн</i>	
8.1. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы в магнитном поле	98
8.2. Распространение волн в магнитоактивной плазме	99
8.3. Эффект Фарадея	103
Литература	109
<i>Глава 9. Распространение радиоволн в межпланетном пространстве</i>	
9.1. Характеристики межпланетной среды	110
9.2. Поток энергии радиоволн в межпланетной среде	111
9.3. Изменения частоты и спектра радиоволн	115
Литература	118
<i>Глава 10. Рассеяние радиоволн поверхностями Луны и планет</i>	
10.1. Результаты радиолокационных исследований Венеры, Марса и Луны	120
10.2. Рассеяние радиоволн, излучаемых спутниками и межпланетными станциями	122
Литература	129
<i>Глава 11. Влияние атмосферы Венеры и Марса на распространение радиоволн</i>	
11.1. Краткие сведения об атмосферах Венеры и Марса	130
11.2. О распространении укв в атмосфере Марса	131
11.3. О распространении укв в атмосфере Венеры	137
Литература	141
<i>Глава 12. Условия космической радиосвязи</i>	
12.1. Общие соотношения	143
12.2. Влияние антенн на радиосвязь	143
12.3. Шумы и влияние атмосферы Земли	144
12.4. Минимальная необходимая мощность передатчиков для космической радиосвязи	147
Литература	149
Приложение 1	151
Приложение 2	152

**Михаил Александрович
Колосов,**
**Неон Александрович
Арманд,**
**Олег Изосимович
Яковлев**

РАСПРОСТРАНЕНИЕ
РАДИОВОЛН
ПРИ КОСМИЧЕСКОЙ
СВЯЗИ

Редактор *Г. И. Вейцман*
Художник *А. М. Поташев*
Техн. редактор *К. Г. Маркоч*
Корректор *В. Н. Булыгина*

Сдано в набор 27/IX 1968 г. Подписано в
печ. 7/II 1969 г. Форм. бум. 60×90/16 9,75 печ. л.
9,75 усл. п. л. 9,17 уч.-изд. л. Т-03130
Тираж 5000 экз. Цена 76 коп. Зак изд. 12330
Издательство «Связь», Москва-центр,
Чистопрудный бульвар, 2

Типография издательства «Связь» Комитета
по печати при Совете Министров СССР.
Москва-центр, ул. Кирова, 40. Зак. тип. 455