

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ИОНОСФЕРЫ

I. ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ И РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН

Я. Л. Альперт

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Введение	423
§ 2. Эффективное сечение рассеяния ионосферы	428
§ 3. Рассеяние при вертикальном зондировании ионосферы; определение $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$	434
§ 4. Дальнее распространение ультракоротких волн; значения $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ и размеры неоднородностей	438
§ 5. Дальнее распространение коротких волн, обусловленное рассеянием	444
§ 6. Некоторые итоги анализа экспериментальных данных	445
§ 7. Турбулентность ионосферы	447
Цитированная литература	450

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Даже беглое, но внимательное знакомство с известными данными показывает, что по существу наши знания о физической природе ионосферы весьма ограничены и буквально в каждом опыте мы сталкиваемся с явлениями, которые мы не умеем достаточно глубоко объяснить. Часто это обусловлено принципиальными трудностями, которые характерны для ряда задач, возникающих при изучении ионосферы и в некоторых смежных областях физики. До настоящего времени, как известно, нет, например, сколько-нибудь законченных теорий турбулентности, плазменных или магнитогидродинамических волн, теории неупругих соударений в плазме и т. п., столь же необходимых для развития космической электродинамики и изучения плазм другого типа, с которыми сталкивается современная физика, сколько и для понимания наблюдаемых в ионосфере явлений.

Наряду с этим, поскольку объект исследований представляет собой сильно разреженную, удаленную от нас плазму, к тому же подверженную влиянию множества мало изученных сил, имеются и специфические трудности, возникающие, в частности, при развитии экспериментальных исследований ионосферы, требующих постановки новых опытов.

Однако в некоторых случаях, особенно при решении ряда практических вопросов и анализе различных экспериментальных результатов, мы сталкиваемся с тем, что множество из необходимых данных, уже давно вполне доступных измерению как методически, так и с технической стороны, до сих

пор, к сожалению, отсутствуют просто из-за того, что соответствующие измерения не ставились; наряду с этим наблюдается много работ, повторяющих предшествовавшие исследования и лишь «детализирующих» хорошо известные факты.

В настоящей статье по ходу изложения будут подчеркнуты некоторые из пробелов в изучении ионосферы и возникающие при этом задачи, будут приведены новые результаты и показано, что в ряде случаев удастся ближе разобраться в наблюдаемых явлениях, чем это можно заключить по литературным данным.

Среди проблем, изучение которых представляет интерес для понимания физической природы ионосферы, большую роль играет вопрос о статистической природе¹ ионосферы, связанный с исследованием макроструктуры, или, иначе говоря, макрофизики ионосферы. Некоторым сторонам этого вопроса посвящается настоящая статья.

В последнее время, в связи с новыми экспериментальными результатами, стало возможным подойти к этой проблеме с несколько иной стороны, именно энергетически. Одним из наиболее интересных и важных экспериментальных результатов последних лет, имеющих непосредственное отношение к этой проблеме, являются результаты исследования распространения ультракоротких волн на дальние расстояния, обусловленного рассеянием радиоволн в ионосфере. При более внимательном рассмотрении известных из литературы данных удастся, как нам кажется, не только их объяснить, но получить из их анализа ранее неизвестные данные о макроструктуре нижней части основания ионосферы.

Наряду с этим энергетический подход к результатам соответствующих исследований, относящихся к более высоким областям ионосферы, позволяет показать, что ранее известные экспериментальные данные, полученные при отражении радиоволн на частотах, меньших критической частоты, нуждаются в новом истолковании и что вопрос о размерах неоднородностей в этих областях ионосферы следует рассматривать в несколько ином, чем это делалось ранее, свете. В итоге, по-видимому, удастся получить представление о том, как изменяются флуктуации электронной плотности с высотой, каковы ожидаемые спектры размеров неоднородностей и, возможно, ближе подойти к постановке задачи об изучении механизмов, обуславливающих неоднородность и нестационарность структуры ионосферы.

Коротко остановимся на исходных данных.

Прежде всего следует подчеркнуть, что круг рассматриваемых здесь явлений анализируется главным образом применительно к условиям, когда ионосферу следует считать, как это принято говорить, «спокойной» или слабо возмущенной. Трудно очертить точно границы между понятиями спокойной и возмущенной ионосферы; при изучении различных физических величин или даже при изменении методики опытов эти границы могут сильно изменяться, тем более, что характерной особенностью интересующих нас здесь свойств ионосферы является именно «неспокойное» — изменчивое ее состояние, являющееся ее природной особенностью. Ранее¹ в качестве критерия спокойного состояния ионосферы, применительно к рассматриваемым здесь вопросам, принималось, что это соответствует условиям, когда при вертикальном зондировании единичные сигналы отражаются от нее как единичные, не дробящиеся сигналы (рис. 1, а) и когда, как говорят, не наблюдается диффузных отражений (рис. 1, б). В свете излагаемых ниже данных можно говорить о более физическом критерии, а именно принимать, что спокойное состояние ионосферы соответствует случаю, когда угловой спектр отраженных вертикально сигналов узкий, что часто означает изотропную неоднородность среды.

В указанных условиях было показано, что область, формирующая отраженный сигнал, линейные размеры которой порядка зоны Френеля, неоднородна,

причем масштаб неоднородности достаточно мал, так что можно говорить о множестве содержащихся в ней рассеивающих центров. Основной экспериментальный факт, приведший к этим заключениям, состоит во временной и пространственной изменчивости амплитуды и фазы единичного магнито-рассепленного сигнала, отраженного от ионосферы. При этом оказалось, что поле в точке приема описывается в виде

$$E = a_0 \cos(\omega_0 t - \varphi_0) + \sum_{(s)} a_s \cos[(\omega_0 + \Omega_s)t - \varphi_s], \quad (1)$$

т. е. формируется зеркально-отраженной волной и спектром волн со случайными амплитудами a_s и фазами $(\Omega_s t - \varphi_s)$.

Эти результаты неизбежно привели и к другому важному заключению, а именно, что неоднородности, рассматриваемые, скажем, как изолированные образования — облака, хаотично двигаются, что приводит к доплерову смещению частоты

$$\Omega_s = 2\pi \frac{2v_s}{\lambda},$$

где v_s — нерегулярная составляющая скорости; наряду с этим наблюдаются также горизонтальные дрейфы, вызванные ветрами в ионосфере. Указанные свойства отраженных радиоволн показали, что ионосферу следует рассматривать как среду, в которой происходит образование, исчезновение и вновь образование мелкомасштабных неоднородностей, находящихся в состоянии непрерывного движения. Эту среду можно охарактеризовать как мутную, со степенью мутности

$$\beta^2 = \frac{a_0^2}{\sum a_s^2}, \quad (2)$$

являющейся отношением энергии зеркально-отраженной волны к энергии принимаемых в точке наблюдения рассеянных волн. В теории колебаний величину β^2 часто называют «отношением сигнала к шуму».

Импульсные исследования ионосферы и статистический их анализ (см. 1, 2, 3, 4) позволили получить представление о значениях указанных величин главным образом в F области ионосферы ($z \sim 250-400$ км); при этом полученные результаты в известном смысле являются лишь средними для области F в целом, так как до сих пор нет еще достаточного количества данных, которое позволило бы выяснить, изменяются ли эти величины в пределах этой области с высотой. Вместе с тем получение высотной зависимости очень важно, в частности, для теоретического изучения механизмов этих явлений. Меньшее число результатов (за исключением значения скорости и горизонтальных дрейфов) имеется для области E ($z \sim 100-120$ км) и лишь в одной из последних работ⁵ получены некоторые данные для нижней части ионосферы — области D ($z \sim 70-90$ км).

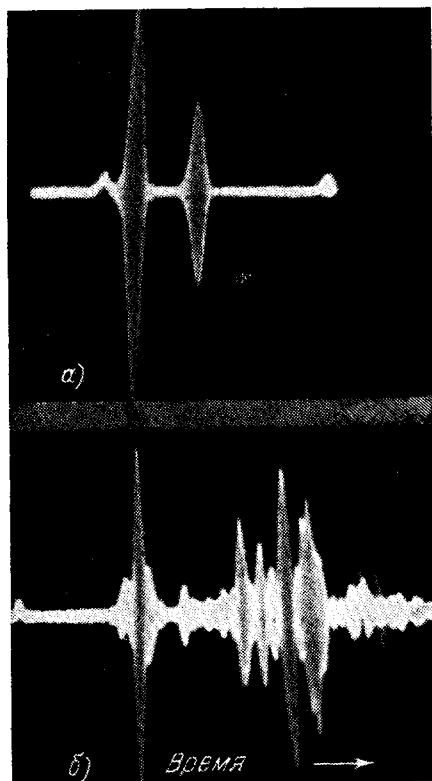


Рис. 1. Дублеты магниторасщепленных сигналов: а) в случае спокойной ионосферы, б) в случае диффузных отражений.

Полученные результаты состоят в следующем.

Из опытов по вертикальному зондированию ионосферы определены линейные размеры ξ мелкомасштабных неоднородностей. Они изменяются в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен метров. Наиболее часто встречаются значения.

$$\xi_0 \sim 200-300 \text{ м}, \quad (3)$$

причем имеются неуверенные указания на то, что нижнее из указанных значений ξ_0 соответствует области E , а верхнее — области F .

Следует также указать, что из анализа мерцания интенсивности радиополучений Галактики и радиоизлучения Солнца на сверхвысоких частотах получают значения $\xi_0 \sim 3-5 \text{ км}$. Однако из этих данных нельзя точно установить, на какой высоте наблюдаются эти неоднородности и не соответствуют ли они так называемому спорадическому слою F , т. е. условиям уже возмущенной ионосферы; поэтому затруднительно еще делать какие-либо заключения из этих результатов. Далее, недавние опыты в диапазоне длинных радиоволн⁵ (до частот в 16 кгц) показывают, что при $z \sim 100 \text{ км}$ наблюдаются, в общем, значения $\xi \sim 300-500 \text{ м}$. Наряду с этим для $z \sim 90 \text{ км}$ (на частоте 71 кгц) в этой же работе приводятся размеры неоднородностей в 5-6 км. Последний результат, вероятно, связан с чувствительностью методики опытов и его вряд ли следует расценивать как признак того, что на меньших высотах ионосферы значения ξ растут.

Данные о хаотичных скоростях также не позволяют проверить, отличаются ли они в различных слоях. Среднеквадратичные значения v_s в общем изменяются в пределах от нескольких десятых до десяти-пятнадцати метров в секунду. Имеются указания, что наиболее часто встречаются значения

$$v_0 \sim (2-5) \text{ м/сек}. \quad (4)$$

Аналогичным образом обстоит дело с величиной β^2 , характеризующей степень мутности ионосферы. Значения β^2 изменяются в различных условиях в пределах от нуля до тридцати-сорока и более; по-видимому, наиболее вероятное значение

$$\beta_0 \sim 2 \div 4, \quad (5)$$

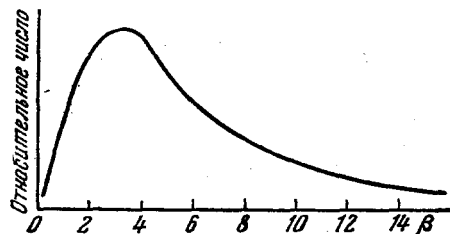


Рис. 2. Схематическая кривая распределения β .

при этом установлено, что значения $\beta > \beta_0$ встречаются более часто. Кривая распределения по β имеет примерно вид, изображенный на рис. 2.

Наряду с указанными величинами из экспериментальных данных определялся угловой спектр θ_0 пучка волн при вертикальном отражении, характеризваемый среднеквадратичным значением полуширины пучка волн. Для обеих областей ионосферы получаются значения θ_0 , достигающие десяти и более градусов при измерениях на высоких частотах (отражающихся от слоев E и F); наиболее вероятные значения

$$\theta_0 \sim (2 \div 5)^\circ, \quad (6)$$

причем θ_0 прямо пропорционально длине волны; для выявления же зависимости θ_0 от высоты еще мало данных.

Больше всего имеется результатов измерений скоростей и горизонтальных дрейфов, особенно в нижней части ионосферы⁴, где измерения проводились различными методами (по отражению радиоволн в ионосфере, по метеорным следам, по светящимся облакам и т. п.).

Результаты этих измерений показывают, что, начиная с высоты примерно в 80 км и в области E наиболее часто встречающиеся значения скорости и градиента скорости по высоте порядка

$$u_0 \sim 70 \text{ м/сек}, \quad \frac{du_0}{dz} \sim 3,6 \text{ м/сек} \cdot \text{км}. \quad (7)$$

Имеются основания заключить, что в области F скорости несколько больше, а градиенты меньше:

$$u_0 \sim 100 \text{ м/сек}, \quad \frac{du_0}{dz} \sim 1 \text{ м/сек} \cdot \text{км} \quad (8)$$

и что в верхушке области F ($z \sim 450-550$ км) (по наблюдениям в основном радиоастрономическим) наиболее вероятны значения $u \sim 200-300$ м/сек. Правда, последний результат, как и ранее приведенные данные о масштабах неоднородностей, получаемые из радиоастрономических наблюдений, возможно, соответствуют лишь возмущенному состоянию ионосферы, сопровождаемому повышенной активностью земного магнитного поля.

Рассмотренные выше параметры ионосферы не содержат, как это бросается в глаза, одной из основных физических характеристик ее неоднородности, а именно величины флуктуаций диэлектрической проницаемости, характеризуемых относительным значением среднеквадратичного отклонения электронной концентрации N , а именно: величиной $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$. Это объясняется тем, что до настоящего времени соответствующие результаты в литературе не приводились. Ниже показано, как можно определять из данных различных опытов $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$, и приводятся полученные значения. При этом, в частности, использованы данные по дальнему распространению ультракоротких и коротких волн в случае, когда это происходит за счет рассеяния в ионосфере. Соответствующий анализ, естественно, требует по возможности аккуратной оценки рассеиваемой неоднородностями энергии, принимаемой в точке наблюдения, для чего со своей стороны необходимо знание величины σ — эффективного сечения рассеяния ионосферы. Использование, как это часто делается для расчета рассеяния ультракоротких волн в ионосфере (по аналогии с расчетами в акустике⁷), так называемой формулы Букера — Гордона⁶ для σ , по-видимому, является результатом некоторого недоразумения по той причине, что при ее выводе пространственный коэффициент корреляции аппроксимируется выражением $e^{-\frac{r}{\xi_0}}$, не согласующимся с результатами исследований ионосферы, из которых следует, что аппроксимация ближе к $e^{-\left(\frac{r}{\xi_0}\right)^2}$ (§ 2). Поэтому формула Букера — Гордона приводит в некоторых случаях не только к количественным, но и принципиальным противоречиям (см. §§ 2, 3). Аналогично при анализе экспериментальных данных неправильно используются и другие величины, характеризующие ионосферу^{8,9}, что также приводит к кажущимся трудностям.

Другое принципиальное соображение, которое до сих пор также не учитывалось, при анализе экспериментальных данных в случае, когда волны отражаются от ионосферы (частоты ниже критических или максимально применимых при наклонном распространении), состоит в следующем. Обычно предполагается, что рассеянные волны, возвращенные ионосферой (второй член в формуле (1)), являются результатом обратного рассеяния на неоднородностях. Вместе с тем, такое представление противоречит физической картине по следующим причинам. Если бы принимались только волны;

рассеянные обратно, то угловой спектр этих волн был бы широким, так как их амплитуды изменяются примерно как $\frac{1}{R}$ (где R — расстояние от точки наблюдения до рассеивающего центра), т. е. достаточно медленно. Поэтому отраженный сигнал при достаточно малых значениях β_0^2 , наблюдаемых часто на опыте, уширялся бы во времени, а угловой их спектр был бы широким; вместе с тем, это не соответствует результатам опытов при спокойной или слабозмущенной ионосфере. Если исходить из этого представления, то попытка количественного определения $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ (см. § 3) приводила бы к неразумным значениям или к тому, что β_0^2 должно преимущественно иметь очень большие значения ($\beta_0 \rightarrow \infty$), а не значения (5). Вместе с тем, даже без специальных расчетов легко понять, что в случае, когда $\xi_0/\lambda \gg 1$, рассеяние происходит главным образом вперед. Соответствующие расчеты с различными формулами для σ показывают, что отношение энергии $P_r(0)$ волн, рассеянных вперед к энергии $P_r(\pi)$, обратно рассеянных волн, т. е. величина $\frac{P_r(0)}{P_r(\pi)}$ должна достичь в обычных условиях опыта порядка 10^3 — 10^6 и более. Это указывает на то, что пучок рассеянных волн достигает точки наблюдения следующим путем; рассеиваясь вперед, волны отражаются от верхней части ионосферы, не пропускающей их, т. е. в той же области, где отражается зеркально-отраженная волна и затем возвращаются в точку наблюдения. Если исходить из этой картины, то расчеты сразу же дают узкий угловой спектр (6), не противоречивые значения $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ и снимают ряд других трудностей.

Из сказанного выше видно, что для последовательного анализа рассматриваемых здесь вопросов прежде всего необходимо рассчитать и проанализировать эффективное сечение рассеяния ионосферы.

§ 2. ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Если в поле электромагнитной волны поместить изолированное тело, электрические свойства которого характеризуются известной пространственной функцией ϵ комплексной диэлектрической постоянной, то в общем случае для расчета структуры поля, изменяющегося под влиянием этого тела, необходимо решать соответствующую дифракционную задачу. Обычно решение подобных задач даже для тел простейшей формы сопряжено с большими вычислительными трудностями. Однако в ряде случаев удается, пользуясь различными соображениями, часто геометрическими, вычислить приближенно вторичное поле (поле рассеяния), возбужденное этим телом, или получить полуэмпирические формулы, характеризующие свойства этого поля.

Поле рассеяния удобно характеризовать эффективным поперечником рассеяния

$$\sigma(\theta) = \frac{P_r}{P_0}, \quad (9)$$

равным отношению энергии P_r , рассеиваемой данным телом в направлении, составляющем угол θ с направлением падающей на тело волны к энергии $P_0 = \frac{c}{4\pi} [\text{ЕН}]$ последней. Как видно из (9), эффективное сечение, по определению, зависит от электрических и геометрических свойств тела, от угла θ и имеет размерность площади.

В случае же, когда волны рассеиваются не изолированными частицами, а их совокупностью, т. е. всей средой в целом, электрические свойства кото-

рой, в частности, могут изменяться от точки к точке, необходим другой подход к понятию эффективного сечения. Строгий расчет поля волны в такой среде часто приводит к еще более сложным задачам, так как возникают дополнительно принципиальные трудности, обусловленные сложностью физических процессов, происходящих в таких средах. Физика процессов, обуславливающих рассеяние, включается в понятие эффективного сечения, которое уже, однако, определяется как величина, характеризующая отношение энергии, рассеиваемой единицей объема в единице телесного угла, к ρ_0 . Таким образом, σ имеет в данном случае размерность $\frac{1}{\text{см} \cdot \text{стерадиан}}$ и

$$\frac{P_r}{\rho_0} = \sigma(\theta) \cdot dV \cdot d\Omega, \quad (10)$$

где $d\Omega$ и dV соответственно элементы телесного угла и объема, причем предполагается, что dV имеет линейные размеры, малые по сравнению с масштабом изменения электрических свойств среды — масштабом неоднородности ξ и длиной волны. Само собой разумеется, что весь объем V , в котором рассматривается рассеяние, предполагается большим по сравнению с ξ^3 .

Если неоднородность среды описывается, как в ионосфере, нерегулярной функцией, то при расчете эффективного сечения используются статистические характеристики среды — пространственный коэффициент корреляции флуктуаций электрических параметров неоднородностей, т. е. отклонений $\Delta\epsilon$ от среднего значения диэлектрической постоянной и до тех пор, пока не представляется возможным подойти к соответствующему расчету с физической стороны, т. е. на основе анализа механизмов, обуславливающих рассматриваемые явления, результаты подобного расчета являются достаточно общими и адекватными изучаемым явлениям. При этом, правда, важно достаточно хорошо знать из каких-либо данных (главным образом, из результатов измерений) функцию корреляции, равную

$$\overline{(\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^*}_r = \int_V (\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^* dV, \quad (11)$$

где $\Delta\epsilon$ и $\Delta\epsilon'$ соответственно отклонения ϵ от ее среднего значения $\bar{\epsilon}$ в двух соседних точках, взаимно удаленных на расстояние r . Обычно в подобных расчетах используется коэффициент корреляции, определяемый формулой (если $\overline{\Delta\epsilon} = 0$)

$$\rho(r) = \frac{\int_V (\Delta\epsilon)(\Delta\epsilon')^* dv}{V \cdot \overline{\Delta\epsilon^2}}, \quad (12)$$

где

$$V \cdot \overline{\Delta\epsilon^2} = \int_V \Delta\epsilon^2 dv. \quad (13)$$

В формулах (11) и (12) знак «*» означает комплексную сопряженность. Так как для наших целей достаточно учитывать лишь действительную часть коэффициента преломления, то этот знак будет опущен в конечных формулах.

Пусть теперь в какой-либо точке P объема V (рис. 3) поле падающей электромагнитной волны равно

$$E_0 e^{i(\omega t - kR_0)}, \quad (14)$$

где R_0 — расстояние от точки P до источника излучения, ω — угловая частота

волны, а $k = k_0 \sqrt{\bar{\epsilon}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\bar{\epsilon}} = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число. Записанное в таком виде выражение для поля не является достаточно общим. Действительно, в зависимости от того, является ли волна монохроматической или квазимонохроматической группой волн — импульсом, необходимо, с учетом зависимости среднего значения $\bar{\epsilon}$ от координаты точки P , записать вместо kR_0 фазовый или групповой путь волны в виде

$$\frac{\omega}{c} \int_0^{R_0} \sqrt{\bar{\epsilon}} dR \quad \text{или} \quad \frac{\omega}{c} \int_0^{R_0} \frac{d(V_{\bar{\epsilon} \cdot \omega})}{d\omega} dR, \quad (15)$$

где $\frac{c}{d(V_{\bar{\epsilon} \cdot \omega})} = \frac{d\omega}{dk}$ — групповая скорость. Так как, однако, здесь исполь-

зуется выражение $kR_0 = \frac{2\pi R_0}{\lambda}$, то тем самым допускается, что вместо (15) можно пользоваться некоторым образом введенной эффективной длиной волны, которая с учетом распространения волны на всем пути от точки излучения до точки наблюдения в среднем близка к значению λ при $\bar{\epsilon} = 1$. Такое допущение, само собой разумеется, вполне законное при расчетах в ионосфере, когда частоты ω далеки от значений критических частот ω_c , может привести, однако, к расхождению в результатах расчета, если $\omega \sim \omega_c$. В некоторых случаях эффективная длина волны может отличаться от $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$ в несколько раз. Мы не рассматриваем здесь, к каким следствиям это приводит в различных конкретных случаях.

Таким образом, если поле падающей волны равно (14), то дипольный момент, вызванный полем в точке P , есть

$$\Delta p = \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E_0 e^{i(\omega t - kR_0)} dV, \quad (16)$$

Рис. 3. К выводу формулы эффективного сечения рассеяния.

соответственно, вектора поля, возбуждаемые в точке наблюдения от каждого объемного элементарного диполя, равны

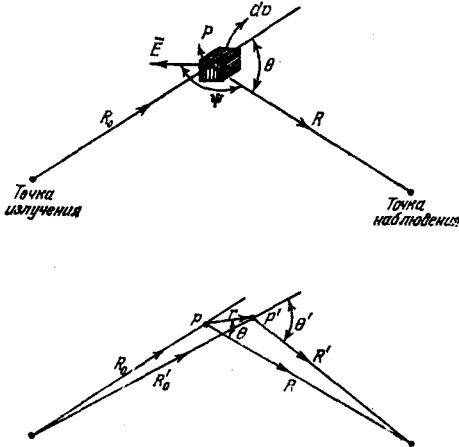
$$\left. \begin{aligned} \Delta E &= -k_0^2 \Delta p \frac{e^{-ikR}}{R} \sin \psi, \\ \Delta H &= \sqrt{\bar{\epsilon}} \Delta E, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

полное поле

$$E = \frac{k_0^2}{4\pi} \int_V \frac{E_0 \Delta \epsilon}{R} \cdot \sin \psi e^{i[\omega t - k(R_0 + R)]} dV \quad (18)$$

и комплексная плотность энергии в точке наблюдения равна

$$\frac{c}{4\pi} EH^* = \frac{c \sqrt{\bar{\epsilon}}}{4\pi} \frac{k_0^4}{(4\pi)^2} \iint (\Delta \epsilon) (\Delta \epsilon')^* \frac{EE_0' \sin \psi \sin \psi'}{RR'} \times \\ \times e^{-ik[(R - R') + (R_0 - R_0')]} dV dV', \quad (19)$$



где индекс (') указывает, что значения соответствующих величин берутся в точке P' , удаленной от точки P на расстояние r . В выражении (19) можно переписать интеграл в виде

$$I = \int_{(V)} \int_{(V')} (\Delta\varepsilon) (\Delta\varepsilon')^* \frac{E_0 E_0'}{RR'} \sin \psi \sin \psi' e^{-ik[(R-R') + (R_0 + R')]} dV dV' = \\ = \int_{(V)} \frac{E_0 E_0'}{RR'} \sin \psi \sin \psi' e^{-ik[(R-R') + (R_0 - R_0')]} dV \int (\Delta\varepsilon) (\Delta\varepsilon')^* dV \quad (20)$$

или, воспользовавшись (12), получаем:

$$I = V \overline{\Delta\varepsilon^2} \int \rho(r) \frac{E_0 E_0'}{RR'} \sin \psi \sin \psi' e^{-ik[(R_0 - R_0') + (R - R')]} dV', \quad (21)$$

где $\rho(r)$ — коэффициент корреляции величины $\Delta\varepsilon$ предполагается зависящим только от координаты r , отсчитываемой относительно какой-либо точки, произвольно выбранной в объеме V ; тем самым допускается изотропная нерегулярность среды.

Для того чтобы вычислить интеграл (21), необходимо, прежде всего, установить вид функции $\rho(r)$.

Естественно, что до тех пор, пока отсутствует теория механизмов явлений, вызывающих флуктуации, выбор соответствующей функции можно делать главным образом на основании экспериментальных данных. Результаты же исследований ионосферы показали, во всяком случае в интересующем нас в настоящей статье диапазоне коротких и ультракоротких волн, что частотный и угловой спектры рассеянных волн узкие (см. (4), (1a) и (6)) и в силу случайности этих величин спектры также симметричны. А это означает, что энергетические спектры принимаемых колебаний (1) описываются гауссовой функцией, а именно:

$$\left. \begin{aligned} W(\omega_0 + \Omega) &= \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_\Omega} e^{-\frac{\Omega^2}{2\sigma_\Omega^2}}, \\ W(\theta) &= \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где ω_0 несущая — центральная частота спектра и

$$\left. \begin{aligned} W_0 &= \sum a_s^2, \quad \bar{\theta}^2 = \theta_0^2, \\ \sigma_\Omega^2 &= \overline{(\omega_s - \omega_0)^2} = \overline{\Omega^2} = \Omega_0^2 = 4\pi^2 \frac{4v_0^2}{\lambda^2}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Если воспользоваться указанными свойствами энергетических спектров и известной теоремой, выражающей коэффициент корреляции случайных колебаний через их энергетические спектры (см. ¹⁰), то непосредственно получается, что временной и пространственный коэффициенты корреляции колебаний $\Sigma a_s \cos[(\omega_0 + \Omega_s)t - \varphi_s]$ (см. (1)) имеют вид

$$\rho(\tau) \sim e^{-\frac{\tau^2}{\tau_0^2}}, \quad \rho(r) \sim e^{-\frac{r^2}{\xi_0^2}}, \quad (24)$$

где τ_0 и ξ_0 соответствуют среднеквадратичным значениям «периодов» частотного спектра ($\tau_0 \sim \frac{2\pi}{\Omega_0}$) и размеров неоднородностей ($\xi_0^2 = \bar{\xi}^2$)

(см., например, ¹). Известные в литературе экспериментальные данные, основанные на анализе главным образом амплитуды поля в одной точке, показывают, что формула (24) для $\rho(r)$ подтверждается довольно хорошо в широких пределах. Данных же проверки $\rho(r)$ меньше, так как это связано с необходимостью более сложных одновременных наблюдений во многих точках. Однако из имеющихся экспериментальных результатов, а также из подобия вывода $\rho(r)$ и $\rho(\xi)$, основанного на узости и симметричности энергетического спектра, можно с большим основанием заключить, что формула (24) довольно хорошо аппроксимирует ход пространственного коэффициента корреляции в ионосфере, если исходить из того (см. ¹⁰), что диффракционная картина у земной поверхности подобна диффракционной картине около шероховатого «экрана» (ионосферы). Подставим теперь в интеграл (21) формулу (24) для $\rho(r)$. При этом заметим, что, так как $\rho(r)$ — быстро убывающая функция r , то интеграл можно распространить на бесконечность и, кроме того, вынести из-под него множитель

$$\frac{E_0 E'_0 \sin \psi \sin \psi'}{RR'} \cong \frac{E_0^2 \sin^2 \psi}{R^2}, \quad (25)$$

который мало изменяется на расстояниях, на которых значение $e^{-\frac{r^2}{\xi_0^2}}$ практически отличается от нуля, так как в реальных условиях $\xi_0 \ll R$. В итоге получаем вместо (19), что комплексная плотность энергии в точке наблюдения равна

$$\frac{c}{4\pi} EH^* = \frac{c \sqrt{\epsilon} E_0^2}{4\pi R^2} \cdot \left(\frac{k_0^4 \sin^2 \psi}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{\Delta \epsilon^2} \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{\xi_0^2}} \cdot e^{-ik[(R_0 - R'_0) + (R - R')]} dV. \quad (26)$$

Учитывая, далее, что $P_r = R^2 \frac{c}{4\pi} \text{Re}(EH^*)$ и $p_0 = \frac{c \sqrt{\epsilon}}{4\pi} E_0^2$, получаем после некоторых преобразований действительной части (26), используя (10),

$$\sigma = \left(\frac{k_0^2 \sin \psi}{4\pi} \right)^2 \frac{4\pi \Delta \epsilon^2}{2k_0 \sin \frac{\theta}{2}} \int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{\xi_0}\right)^2} \cdot r \sin \left(2k \sin \frac{\theta}{2} r \right) dr \quad (27)$$

или, принимая для ионосферы $\epsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2} = 1 - \frac{\omega_N^2}{\omega^2}$,

$$\sigma = \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \left(\frac{\omega_N}{\omega} \right)^4 \frac{\sqrt{\pi}}{8\lambda} \left(\frac{2\pi \xi_0}{\lambda} \right)^3 \sin^2 \psi e^{-\left(\frac{2\pi \xi_0}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2}. \quad (28)$$

При выводе (28) не учитывалось влияние магнитного поля Земли и число соударений в выражении для ϵ . Следует также отметить, что в формуле (28) казалось бы искусственно написано, что $\sigma \sim \omega_N^4 \sim N^2$, так как можно было бы сократить N^2 со знаменателем члена $\frac{\Delta N^2}{N^2}$. Однако физически правильное именно такое написание; так как ΔN должно быть пропорциональным N , то целесообразнее введение относительного его значения.

Из формулы (28) для σ непосредственно видно, что наиболее существенным ее множителем является экспоненциальный член, который показывает,

что преобладающая часть энергии рассеивается в угловом створе

$$\sin \frac{\theta}{2} \sim \frac{\lambda}{2\pi z_0}. \quad (29)$$

С увеличением ξ_0/λ значение σ очень быстро убывает и характеристика рассеяния приобретает чрезвычайно острую направленность вперед (при $\theta \sim 0$) уже при $\xi_0 \sim \lambda$. В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены две диаграммы направленности для различных значений ξ_0/λ .

При заданных значениях угла θ (что определяется положением точки

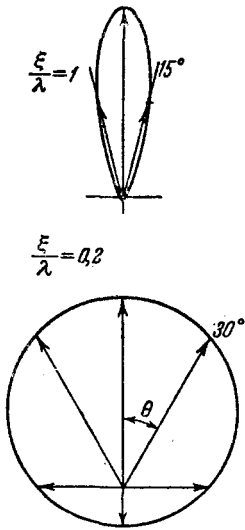


Рис. 4. Угловые характеристики эффективного сечения рассеяния ионосферы при двух различных значениях ξ_0/λ .

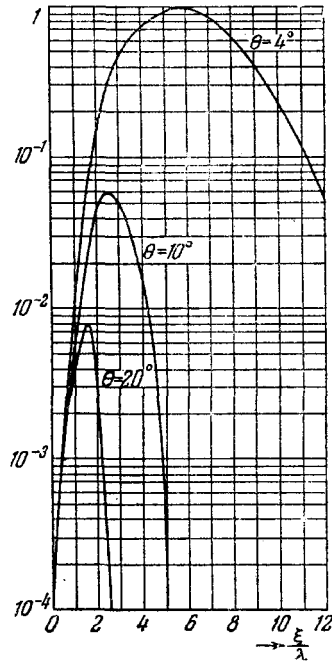


Рис. 5. Зависимость эффективного сечения рассеяния от ξ_0/λ для различных значений θ .

наблюдения) и длины волны λ оптимальные значения размеров неоднородностей ξ_0 , обуславливающие максимальное рассеяние, определяются из соотношения $\frac{d\sigma}{d\xi_0} = 0$, откуда получается

$$(\xi_0)_M = \frac{\sqrt{3} \cdot \lambda}{2\pi \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2}}. \quad (30)$$

Из рис. 5, на котором изображены для нескольких значений θ кривые зависимости σ от $\frac{\xi_0}{\lambda}$, видно, что при $\xi \geq (\xi_0)_M$ σ быстро убывает, особенно с ростом θ .

Указанные свойства σ приводят к следующей физической картине рассеяния. Если среда состоит из неоднородностей различного размера, то наибольшая часть энергии, приходящей в точку наблюдения, составляющей угол θ с направлением падающей волны, обусловлена неоднородностями, размеры которых лежат в окрестности $(\xi_0)_M$, если при этом волны, рассеиваемые вперед ($\theta \sim 0$), не могут найти себе других путей прихода в точку приема. Если

же прием в точке наблюдения не ограничен значением угла θ , как, например, в случае вертикального зондирования ионосферы на частотах ниже критических частот, когда волны, рассеиваемые вперед ($\theta \sim 0$), могут отражаться от верхних областей ионосферы, основную роль играют уже неоднородности наибольшего размера. При этом створ угла рассеянных волн (их угловой спектр), определяемых соотношением (30), принимает наименьшее из возможных значений. Таким образом, в этом случае прием рассеянных волн обусловлен не рассеянием в обратном направлении в точку наблюдения (при $\theta \sim \pi$), как это принято обычно считать, а рассеянием вперед (при $\theta \sim 0$).

Далее, из формулы (28) видно, что при прочих равных условиях энергии рассеяния пропорциональна $\left(\frac{\omega N}{\omega}\right)^4$, т. е. быстро возрастает с увеличением электронной концентрации N . Поэтому при облучении рассеивающей среды, в которой спектр размеров неоднородностей примерно одинаков во всех точках, но изменяется N , наибольшая часть рассеянной энергии должна соответствовать областям с максимальными значениями N . Это обстоятельство следует иметь в виду при анализе некоторых результатов измерений рассеяния радиоволн от ионосферы (см. § 4), в которой, начиная от области D ($z \sim 80$ км) до максимума области F ($z \sim 400$ км) значение N изменяется примерно в 10^3 раз, так что σ должно изменяться в 10^6 раз.

Из сказанного видно, что детальный анализ экспериментальных данных по рассеянию радиоволн в ионосфере, на основе полученного выше выражения для σ и вытекающей из его рассмотрения физической картины происходящих при этом явлений, может позволить получить данные о размерах неоднородностей ξ_0 , флуктуациях электронной плотности $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ и т. п. При этом, однако, требуется аккуратное обращение с различными ионосферными данными*).

В следующих параграфах приводятся результаты соответствующего анализа различных экспериментальных данных.

§ 3. РАССЕЯНИЕ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ИОНОСФЕРЫ;

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$

Результаты предыдущего параграфа показывают, что при вертикальном зондировании ионосферы, вплоть до частот $\omega \leq \omega_c$, где ω_c — критическая частота соответствующей области ионосферы, поле в точке наблюдения см. (1)) формируется следующим образом. Так как обычно $\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \gg 1$ (см. (3)), то рассеяние происходит главным образом вперед — в направлении падения волны; рассеянные волны отражаются далее в области, где коэффициент преломления равен нулю ($1 = \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2}$), и приходят затем в точку приема.

*) Отметим здесь, что авторы работ ⁸ и ¹¹ при оценке энергии, рассеиваемой ионосферой на ультракоротких волнах, в ряде случаев недостаточно аккуратно и последовательно используют ионосферные данные. При этом в ⁸ так же, как и в ⁹, принимается выражение для σ , полученное в ⁶ в предположении, что $\rho \sim e^{-r/\xi}$. Такая аппроксимация ρ не соответствует экспериментальным данным по ионосфере, не говоря уже о том, что она принципиально непригодна (см., например, ¹²), так как производная $d\rho/d\xi$ отлична от нуля при $\rho = 0$, а это приводит к разрыву показателя преломления в этой точке. Применение этой формулы и другие непоследовательности в указанных работах приводят к расхождению с опытом в 1000 и более раз (см. ^{8, 11}); (см. примечание на стр. 442).

Рассчитаем, используя формулу (28) для σ , отношение энергии Σa_s^2 рассеянных всей толщей ионосферы волн, приходящих в точку наблюдения, к энергии a_0^2 зеркально отраженной волны, т. е. значение β^{-2} (см. (2)). Для этого примем, что электронная концентрация соответствующей области ионосферы изменяется с высотой z по параболическому закону (что, как известно, довольно хорошо аппроксимирует зависимость $N(z)$), т. е. что

$$N(z) \sim \frac{\omega_N^2}{\omega^2} = \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \left[1 - \left(\frac{z_m + z_0 - z}{z_m} \right)^2 \right], \quad (31)$$

где z_0 — высота основания параболического слоя, а z_m ее полутолщина. При такой зависимости $N(z)$ высота z_s отражения волны частоты $\omega \leq \omega_c$ равна (при $\varepsilon = 0$)

$$z_s = z_0 + z_m(1 - m), \quad m = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2}. \quad (32)$$

Если пренебречь затуханием волны в слое, т. е. принять, как и в предыдущем параграфе, что число соударений равно нулю, что в рассматриваемой задаче не приводит к значительным изменениям результатов расчетов, и в силу узости углового спектра θ рассеянных волн (см. (6)) пренебречь также кривизной Земли и ионосферы, то можно написать, что

$$d \left(\sum a_s^2 \right) = \frac{P_{\text{и}}}{(4\pi z^2)^2} \sigma dV, \quad (33)$$

где $P_{\text{и}}$ — энергия, излучаемая антенной (принимается, что приемная и передающая антенны одинаковые и ненаправленные),

$$\left. \begin{aligned} dV &\cong \pi \left(\frac{z\theta_0}{2} \right)^2 dz, \\ a_0^2 &\cong \frac{P_{\text{и}}}{16\pi z_s^2}. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

В итоге получается, используя (28),

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta_0^2} &= \frac{\Sigma a_s^2}{a_0^2} = \\ &= \frac{\pi \sqrt{\pi}}{4e} \frac{\lambda^2 \xi_0}{\lambda_c^4} (\alpha + 1 - m)^2 \int_{z_0}^{z_0 + z_m(1-m)} \frac{\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{z_m + z_0 - z}{z_m} \right)^2 \right]^2 dz}{z^2}, \end{aligned} \quad (35)$$

где

$$\alpha = \frac{z_0}{z_m}, \quad \lambda_c = \frac{c}{\frac{\omega_c}{2\pi}}, \quad m = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^2} \quad (36)$$

и в выводах принято, что $\theta_0 = \frac{\lambda}{2\pi \xi_0}$.

Вынося за пределы интеграла (35) величину $\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2$ и тем самым предполагая, что в результате расчетов будет получено некоторым образом осредненное ее значение в области высот, где существенно значение

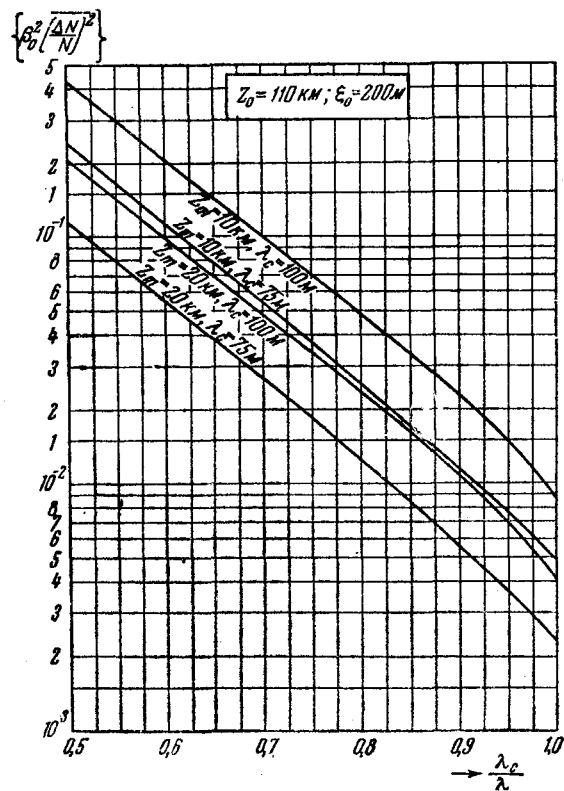


Рис. 6. Зависимость $\left\{ \beta^2 \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\}$ от $\frac{\lambda_c}{\lambda}$ для области E ионосферы.

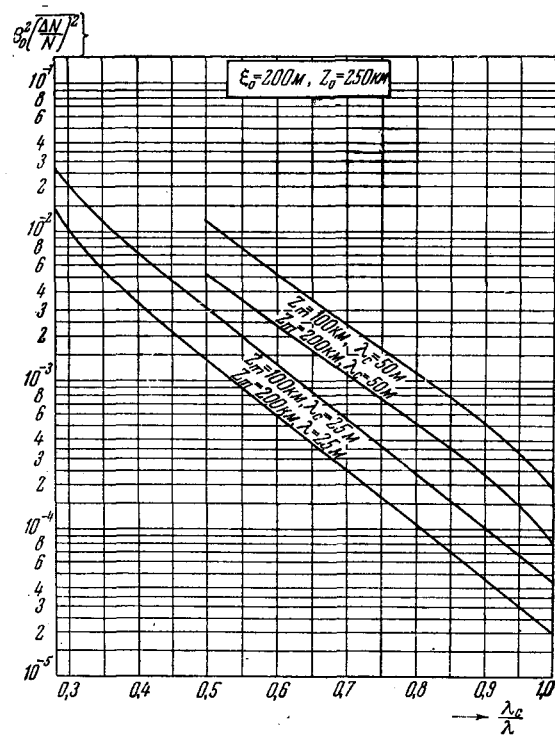


Рис. 7. Зависимость $\left\{ \beta^2 \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\}$ от $\frac{\lambda_c}{\lambda}$ для области F ионосферы.

интеграла (35), получаем в итоге формулу, определяющую $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ в зависимости от длины волны, величины β_0 и других параметров ионосферы:

$$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 = \frac{4e}{\pi \sqrt{\pi}} \frac{\lambda_c^4}{\xi_0 z_m \lambda^2 (\alpha + 1 - m)^2 \beta_0^2 M}, \quad (37)$$

где (принимая $\xi = \frac{z}{z_m}$)*)

$$M = \int_{\alpha}^{\alpha+1-m} \frac{d\xi}{\xi^2} [1 - (1 - \alpha - \xi)^2]^2 = \frac{1-m}{\alpha+1-m} \left\{ 4\alpha(\alpha+1)(\alpha+2) + \right. \\ \left. + 2(1-m)(\alpha+1)(\alpha+2) - \frac{2}{3}(1-m)^2(\alpha+3) + \frac{(1-m)^3}{3} \right\} - \\ - 4\alpha(\alpha+1)(\alpha+2) \ln \left(1 + \frac{1-m}{\alpha} \right). \quad (38)$$

На рис. 6 и 7 приведены для нескольких типичных для областей E и F значений параметров ионосферы кривые, характеризующие зависимость $\left\{ \beta_0^2 \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \right\}$ от отношения $\frac{\omega}{\omega_c} = \frac{\lambda_c}{\lambda}$, рассчитанные по формулам (37) и (38). Если воспользоваться этими кривыми и принять значение $\beta_0^2 \sim 10$ (см. (5)), учитывая при этом, что результаты известных¹ измерений β_0 преимущественно относятся к случаю $\omega \sim (0,8 - 0,9)\omega_c$, когда обычно наблюдается дублет магниторасщепленных сигналов и обеспечивается необходимая чистота опытов, то получается, что в области E ($z \sim 100 - 130$ км)

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2} \sim (1 \div 4) \cdot 10^{-2} \quad (39)$$

а в области F ($z \sim 250 - 400$ км)

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2} \sim (0,3 \div 1) \cdot 10^{-2}. \quad (40)$$

Сделанные оценки показывают, что относительные значения флуктуации электронной концентрации, по-видимому, не изменяются сильно, хотя и наблюдается тенденция их уменьшения, при переходе от одной области ионосферы в другую.

Естественно, что эти данные носят предварительный характер. Однако видно, что детальное использование описанного здесь метода позволяет определять не только величину $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$, но также исследовать ее зависимость от высоты и от различных условий опыта. При этом, так как множитель $[1 - (1 - \alpha - \xi)^2]^2$ в интеграле (38) всегда меньше единицы и стремится быстро к единице с приближением к верхнему пределу интеграла, соответствующему высоте отражения z_g волны (см. (30)), где $\varepsilon = 0$, то значение

*) Отметим здесь, что для данных ионосферы, наблюдаемых на опыте, формула (38) обычно является разностью двух больших примерно равных величин, поэтому требуется аккуратное с ней обращение при численных расчетах. Следует также иметь в виду, что формула (37) непригодна когда $\beta_0 = 0$ т. е. когда отсутствует зеркально отраженная волна и нельзя уже говорить просто о флуктуациях электронной плотности.

интеграла зависит главным образом от верхнего его предела. Это физически объясняется тем, что $\sigma \sim \omega_N^4 \sim N^2$, и эффективно участвует в рассеянии лишь небольшая область Δz слоя в окрестности $z = z_v$, где ω_N^4 достигает максимального значения. Оценки показывают, что на некоторых частотах Δz составляет лишь малую долю полутолщины слоя z_m и тем самым значение $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$, определяемые с помощью формул (37) и (38), являются средними значениями малой области высот z . Это показывает, что при соответствующей постановке опытов можно будет достаточно детально изучать высотную зависимость $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ в пределах одного слоя.

§ 4. ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН; ЗНАЧЕНИЯ $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ И РАЗМЕРЫ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

В последние пять-шесть лет привлекло к себе большое внимание открытие нового достаточно устойчивого вида радиопередачи ультракоротких радиоволн в диапазоне от 2—3 до 10—12 м за пределы видимого горизонта на расстояния, достигающие полутора — двух тысяч и более километров. Уже много лет назад было установлено, что в ряде случаев волны длиной в 7—10 м, значительно более короткие, чем минимально применимые длины волн, при которых ионосфера становится прозрачной, перекрывают очень большие расстояния; так, например, были известны случаи, когда телевизионные передачи в Англии и Германии принимались в Америке и Африке и т. п. Однако должное внимание привлекли к себе эти явления лишь в последнее время⁸, после чего началось систематическое их не только исследование, но и использование для практических целей⁹.

Стало ясным, что основным механизмом, обуславливающим перенос ошутимой энергии ультракоротких радиоволн на большие расстояния, является рассеяние на неоднородностях ионосферы⁸, метеорных следах¹³, а на ряде трасс — на ионизованных образованиях полярных сияний¹⁴. Участие метеорной ионизации наряду с ионосферой в дальнейшем распространении ультракоротких волн (у. к. в.) проявляется в двух основных его особенностях.

Во-первых, в суточном ходе интенсивности наблюдаются полуденный максимум, соответствующий максимальной ионизации ионосферы, и утренний максимум, совпадающий со временем максимальной активности метеоров (рис. 8).

Во-вторых, амплитуда принимаемых волн, представляя собой всегда нерегулярно изменяющуюся во времени функцию (сумма случайных колебаний — см. (1)), имеет более гладкий вид в полуденное время (рис. 9, а), когда поле обусловлено главным образом ионосферой, и становится более нерегулярной с более мелкими периодами, когда «метеорная компонента» поля соизмерима и в отдельные моменты преобладает над «ионосферной» компонентой поля (рис. 9, б) и наблюдаются выбросы — всплески интенсивности поля.

До настоящего времени отсутствуют данные, которые позволили бы оценить отношение интенсивностей обеих компонент в различное время суток. Имеется, однако, достаточно оснований для заключения, что в по-

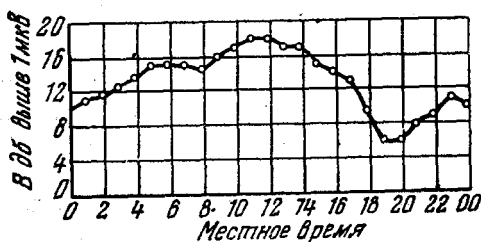


Рис. 8. Суточный ход интенсивности ультракоротких волн на частоте 49,8 Мгц и расстоянии 1243 км (апрель 1951 г. ⁸).

луденные часы ионосферная компонента поля значительно превышает метеорную. Поэтому, анализируя роль ионосферы в распространении у. к. в., следует прежде всего рассматривать результаты измерений в это время суток.

В свете интересующих нас здесь вопросов, если воспользоваться результатами анализа временного хода амплитуд ионосферной компоненты, приводимыми в различных работах (см., например,¹⁵) и показывающими, что вариации частотного спектра принимаемых колебаний изменяются в пределах от десятых долей до нескольких герц, то с помощью (1а), получаются, скорости хаотических движений

$$\left. \begin{aligned} v_s &\sim 0,2 \div 1,2 \text{ м/сек}, \\ v_0 &\sim 2 \text{ м/сек}, \end{aligned} \right\} (41)$$

т. е. близкие к приведенным выше значениям (см. (4)).

Далее, из описанной в литературе серии опытов следует, что высота z рассеяния у. к. в. в дневное время преимущественно равна 75 — 80 км, а ночью 85 — 90 км¹⁶.

И, наконец, для дальнейшего анализа важны результаты измерений энергии P_n принимаемых волн на различных частотах и различных расстояниях от излучателя в полуденные часы. Полученные данные, заимствованные автором из соответствующих графиков работы⁹, сведены в таблицы I, II и III.

Для анализа экспериментальных данных необходимо рассчитать энергию P_n , принимаемую в точке наблюдения. Так как соответствующие измерения проводятся обычно с направленными (так называемыми ромбическими) антеннами, то будем исходить из того, что приемная и передающая антенны одинакового типа, так что область ионосферы, освещаемая их диаграммами направленности, симметрично расположена относительно точек наблюдения и излучения (рис. 10, а). Коэффициент усиления антенн как известно, равен

$$g(\alpha, \gamma) = g_0 |f(\alpha, \gamma)|^2, \quad g_0 = \frac{4\pi A_0}{\lambda^2}, \quad (42)$$

где $g_0 = 4\pi : \left\{ \int_{4\pi} |f(\alpha, \gamma)|^2 d\Omega \right\}$ — максимальное усиление и $f(\alpha, \gamma)$ — комплекс-

ная характеристика направленности антенны, α и γ — углы, отсчитываемые от горизонта в вертикальной и горизонтальной плоскостях, $d\Omega$ — элемент телесного угла, а A_0 — апертура или, иначе говоря, эффективное сечение антенны. По определению g_0 видно, что $\frac{\lambda^2}{A_0}$ равно Ω_0 — эффективному телесному углу излучения антенны.

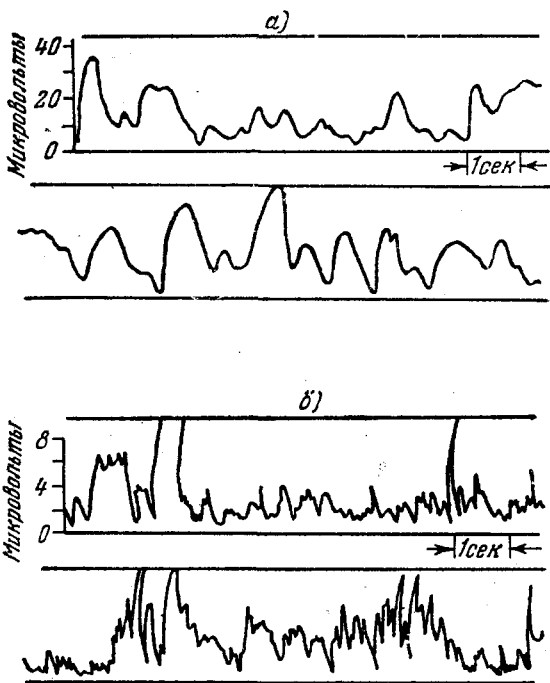


Рис. 9. Кривые записи амплитуды поля у. к. в.¹⁵: а) в местный полдень; б) в утренние часы.

Таблица I

Результаты измерений на частоте $f = 49,8$ МГц и различных расстояниях d
(рис. 16 работы⁹)

$d_1 = 491$ км	$\theta_1/2 = 19^\circ$	$(P_n)_3:(P_n)_1 = 4,8$ и $7,6$
$d_2 = 592$ км	$\theta_2/2 = 16,4^\circ$	$(P_n)_3:(P_n)_2 = 5,3$
$d_3 = 811$ км	$\theta_3/3 = 13^\circ$	—

Таблица II

Результаты измерений на расстоянии $d = 1243$ км ($\theta/2 = 11,8^\circ$) и различных частотах (рис. 19 работы⁹)

$f_1 = 27,775$ МГц	$\lambda_1 = 10,8$ м	$(P_n)_1:(P_n)_3 = 69$ (50)
$f_2 = 49,8$ МГц	$\lambda_2 = 6$ м	$(P_n)_2:(P_n)_3 = 1580$ (2240)
$f_3 = 107,8$ МГц	$\lambda_3 = 2,78$ м	—

Таблица III

Усредненные результаты измерений на расстоянии $d = 1243$ км ($\theta/2 = 11,8^\circ$) и различных частотах (рис. 19 и рис. 8 работы⁹)

$f_1 = 27,775$ МГц	$E = 28$ дБ (34,5 дБ)	$(P_n)_1 = 2,7 \cdot 10^{-13}$ вт
$f_2 = 49,8$ МГц	$E = 17$ дБ (16 дБ)	$(P_n)_2 = 2,1 \cdot 10^{-14}$ вт
$f_3 = 107,8$ МГц	$E = -7$ дБ (-12,15 дБ)	$(P_n)_3 = 2,1 \cdot 10^{-16}$ вт
(В дБ свыше 1 мкв; 1 мкв соответствует $4,2 \cdot 10^{-16}$ вт или -154 дБ)		

Используя (10), можно теперь написать, что принимаемая энергия, рассеиваемая элементарным объемом, равна

$$\Delta P_n = \sigma p_0 \Delta \Omega' dV = \sigma \left\{ \frac{P_n g_0 |f(\alpha, \gamma)|^2}{4\pi R_0^2} \right\} \left\{ \frac{A_0'}{R^2} \right\} dV, \quad (43)$$

где P_n — мощность излучения и $\frac{A_0'}{R^2} = \Delta \Omega'$ — телесный угол приема антенны. Воспользовавшись выражением (42), получаем, что

$$\frac{P_n}{P_n} = \frac{g_0^2 \lambda^2}{(4\pi)^2} \iiint_R \frac{\sigma |f(\alpha, \gamma)|^2 |f(\alpha', \gamma')|^2}{R_0^2 R^2} dV, \quad (44)$$

где α' и γ' — значения углов, отсчитываемые в точке приема.

Выражение (44), как легко заметить, представляет собой обобщенную радиолокационную формулу.

В общем виде вычисление интеграла, входящего в (44), представляет собой весьма нелегкую задачу. Однако в различных частных случаях можно его существенно упростить.

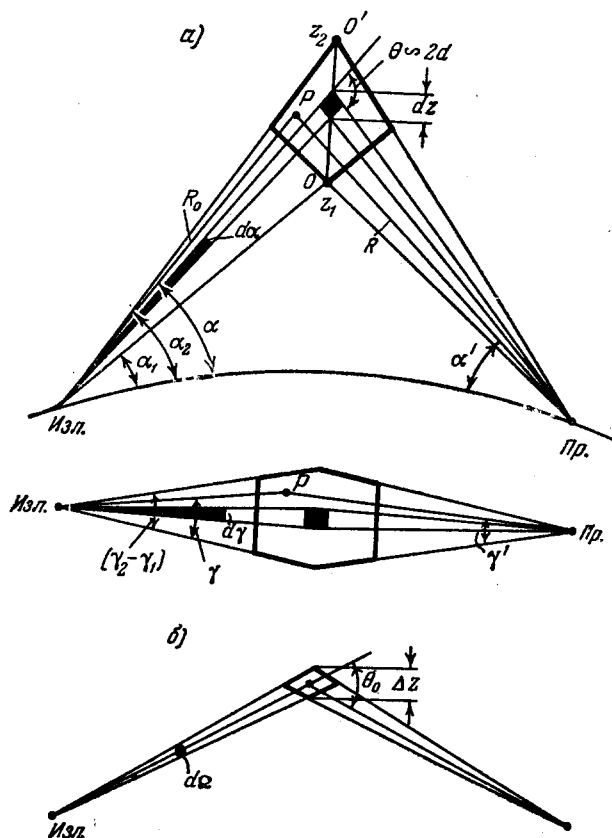


Рис. 10. К выводу формулы энергии P_{Π} .

В случае приема у. к. в., когда эффективный телесный угол излучения антенны мал и линейные размеры V (рис. 10, б) малы по сравнению с расстояниями R_0 и R , можно принять, что в пределах объема V значения $\sigma \sim \text{const}$ и $R_0 \sim R$, вынести за пределы интеграла $\{|f(\alpha, \gamma)|^2\}_{\text{cp}}$, $\{|f(\alpha', \gamma')|^2\}_{\text{cp}}$ и написать

$$V = \frac{R_0^2 \Omega_0}{\sin \frac{\theta_0}{2}} \Delta z = \frac{R_0^2 \lambda^2 \Delta z}{A_0 \{f(\alpha, \gamma)^2\}_{\text{cp}} \sin \frac{\theta_0}{2}} \quad (45)$$

(см. рис. 10, а). В итоге получаем, используя (42),

$$\frac{P_{\Pi}}{P_{\text{и}}} = \sigma \frac{A_0 \Delta z}{R_0^2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \{|f(\alpha, \gamma)|^2\}_{\text{cp}}. \quad (45')$$

Если обе антенны работают в направлении их главных максимумов, то в формуле (45') опускается множитель $\{|f(\alpha, \gamma)|^2\}$. Таким образом, в окончательном

виде, используя (28) и полагая, что падающие волны горизонтально поляризованы ($\psi = \frac{\pi}{2}$), а так же имея в виду, что значение сечения антенны A_0 рассчитывается с учетом ее направленности относительно рассеивающей области, получаем:

$$\frac{P_{\Pi}}{P_{\Pi}} = \frac{\sqrt{\pi}}{8\lambda} \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \left(\frac{\omega N}{\omega} \right)^4 \left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \right)^3 \frac{A\Delta z}{R_0^2 \sin \frac{\theta_0}{2}} e^{-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \frac{\theta_0}{2}}. \quad (46)$$

Основываясь на изложенных выше (§ 2) соображениях, прежде всего определим из экспериментальных данных с помощью формулы (46) размеры неоднородностей ξ .

Если воспользоваться приводимыми в таблице I результатами измерений на одной частоте и различных расстояниях и полагать, что в условиях опытов $\left\{ \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \left(\frac{\omega N}{\omega} \right)^4 \right\}$ и ξ оставались неизменными, то можно определить значение ξ из соотношения

$$\frac{(P_{\Pi})_3}{(P_{\Pi})_1} = \frac{R_1^2 \sin \frac{\theta_1}{2}}{R_3^2 \sin \frac{\theta_3}{2}} e^{-k^2 \xi \left(\sin^2 \frac{\theta_3}{2} - \sin^2 \frac{\theta_1}{2} \right)} \quad (47)$$

и аналогичного соотношения для $(P_{\Pi})_3 : (P_{\Pi})_2$. Подставляя соответствующие числа из таблицы I, получаем:

$$\xi = 6,2 \text{ м}; \quad 6,9 \text{ м}; \quad 8,0 \text{ м}.$$

Аналогичным образом из данных измерений на одном расстоянии и различных частотах (табл. II) следует, что

$$\xi \sim 4,8 \text{ м и } 5,6 \text{ м}.$$

Оптимальные значения ξ , оцениваемые теоретически с помощью формулы (30), получаются примерно такого же порядка. В итоге можно принять, что в указанных опытах ультракороткие волны рассеивались на неоднородностях, линейные размеры которых *)

$$\xi_0 \sim 6 \text{ м}. \quad (48)$$

Выбирая для дальнейшего $\xi_0 = 6 \text{ м}$, рассчитаем по данным таблицы III с помощью формулы (46) величину $\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2$. Для этого необходимо выбрать значения N и Δz на высоте, где происходит рассеяние. К сожалению, до настоящего времени не имеется сколько-нибудь точных результатов измерений для $z \sim 80 \text{ км}$. Можно полагать по различным данным, что в этой области высот $N \sim 2 \cdot 10^2 \div 10^3$ **. Выбирая $N \sim 5 \cdot 10^2$ и $\Delta z = 10 \text{ км}$ получаем по данным таблицы III:

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2} \cong (0,1 \div 1,3) \cdot 10^{-2}. \quad (49)$$

Сравнивая (49) с (39) и (40), рассчитанными для более высоких областей ионосферы, мы видим, что в пределах точности сделанных оценок, значения флуктуации электронной плотности, мало отличаются друг от друга по

*) В цитированной выше работе⁸ без дальнейшего анализа используются значения $\xi_0 = 200 \text{ м}$ (см. (3)). Попытка автора настоящей статьи определить описанным здесь способом, по данным табл. I и II значение ξ с помощью формулы Букера — Гордона^{6,8} для σ , привела к мнимым значениям ξ .

**) Вызывает удивление, что в работах⁸ и¹¹ берутся значения $N \sim (2 \div 5) \cdot 10^4$, соответствующие электронной концентрации E или $E_{\text{спор}}$, хотя из данных этой же серии опытов следует, что высоты рассеяния существенно меньше высот E и $E_{\text{спор}}$.

порядку величины. Естественно, что эти оценки, как и расчеты ξ_0 , имеют предварительный характер. Видно, однако, что описанным методом возможно более детальное и полное исследование этих величин.

В заключение этого параграфа целесообразно обратить внимание еще на одно обстоятельство. Из приведенных выше результатов измерений видно, что дальнейшее распространение у. к. в. происходит за счет рассеяния в нижней части ионосферы. Этот факт не вызывает удивления, если основываться на точке зрения (§ 2), что главным фактором, определяющим их рассеяние, являются размеры неоднородностей — волна «выбирает» ту область среды, в которой содержатся неоднородности оптимальных размеров. Однако, если отойти от этой точки зрения и предполагать, как, скажем, сделано в работе ⁸, что рассеяние у. к. в. обуславливают неоднородности размером ~ 200 м, то несомненно разобьются в том, почему волны не рассеивались в описанных опытах ^{8,9} преимущественно на высотах в 100—110 км, куда были направлены максимумы главных лепестков антенны, или же в области F . В этих областях, как известно $\xi_0 \sim 200$ м (см. (3)) и наряду с этим электронная концентрация возрастает, соответственно, в 10^2 и в 10^3 раз, так что и энергия рассеянных волн должна была бы возрасти примерно в 10^4 и в 10^6 раз. Ответом на вопрос, почему не происходило рассеяние в области F , в известной мере может служить то обстоятельство, что главные максимумы

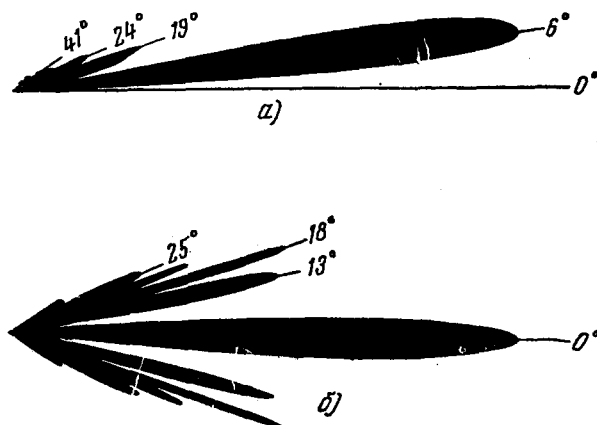


Рис. 11. Диаграмма направленности антенны, использованной в опытах на ультракоротких волнах: а) проекция $|f(\alpha, \gamma)|$ на вертикальную плоскость; б) проекция $|f(\alpha, \gamma)|$ на горизонтальную плоскость.

использованных в опытах антенн ^{8,9} были направлены на меньшие высоты. Действительно, если рассчитать диаграммы направленности этих антенн по данным, проводимым в цитированных работах (рис. 11), то получается, что энергия, излучаемая антенной в направлении слоя F_2 , уменьшается примерно в 400—500 раз, так что принимаемая энергия должна уменьшиться в $2 \cdot 10^5$ раз, в то время как фактор ионизации дает увеличение того же порядка. Однако тот факт, что рассеяние происходило на высоте в 80 км дает некоторые основания предполагать, что наиболее благоприятные условия для рассеяния у. к. в. имели место в этой части ионосферы, из-за того, что здесь содержится достаточное число неоднородностей малого размера. Для проверки этого важного вывода необходима постановка опытов с антеннами, диаграммы направленности которых изменяются по высоте и, в частности, опыты на волнах большей длины, скажем на коротких волнах. Соответствующие опыты позволили бы также исследовать спектр размеров неоднородностей в зависимости от высоты.

§ 5. ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКИХ ВОЛН, ОБУСЛОВЛЕННОЕ РАССЕЯНИЕМ

К сожалению, несмотря на многолетние исследования коротких волн не имеется данных, которые позволили бы их проанализировать аналогично тому, как это сделано в предыдущем параграфе; можно найти лишь указание на факты дальнего распространения коротких волн в случае, когда ионосфера становилась для них прозрачной. Вместе с тем, трудно переоценить важность подобных исследований. При правильной и достаточно полной постановке соответствующих опытов их результаты смогут быть очень плодотворными для изучения структуры ионосферы. В этой связи остановимся на этом вопросе и в качестве примера, проанализируем, результаты одного опыта.

Прежде всего полнее рассчитаем отношение $\frac{P_{\Pi}}{P_{\text{и}}}$ принимаемой и излученной энергий. Из-за уменьшения направленности антенн с увеличением длины волны область V , освещаемая ими, увеличивается. Поэтому, не зная эффективных размеров V , нельзя, а priori, не учитывать в расчетах зависимости σ , θ , R_0 и R от координат точки. Естественно, что наиболее существенно учесть при этом зависимость этих величин от высоты z . Так как полный расчет оказывается достаточно громоздким и сложным, приходится пойти на некоторые его упрощения, сохраняющие, однако, зависимость от z , играющую здесь основную роль.

Как и ранее, за пределы интеграла (44) выносятся член $\{[f(\alpha, \gamma)]^2\} \times \{[f(\alpha', \gamma')]^2\}$ и тем самым имеется в виду, что соответственно будут рассчитаны значения усиления и эффективной площади антенн. Далее принимаем, что σ , θ , R_0 и R зависят лишь от z , т. е. записываются под интегралом их значения вдоль линии OO' (см. рис. 10, а) — оси симметрии рассеивающего объема; при этом допускается, что значения этих величин мало изменяются на поверхности $z = \cos t$. В результате можно написать, принимая $\theta_0/2 \sim \alpha$, что

$$\left. \begin{aligned} dV &= \left\{ \frac{R_0 d\alpha}{\sin \frac{\theta_0}{2}} \right\} (R \cos \alpha d\gamma) \frac{dz}{2}, \\ R_0 &= R = \frac{z}{\sin \frac{\theta}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Поэтому (44) принимает вид

$$\frac{P_{\Pi}}{P_{\text{и}}} = \frac{g_0^2 \lambda^2}{(4\pi)^2} \iiint_{\alpha_1 \gamma_1 z_1}^{\alpha_2 \gamma_2 z_2} \frac{\sigma(z, \theta_0)}{z^2} \sin \frac{\theta_0}{2} \cos \frac{\theta_0}{2} d\alpha_1 d\gamma dz \quad (51)$$

или

$$\frac{P_{\Pi}}{P_{\text{и}}} = \frac{g_0^2 \lambda^2}{2(4\pi)^2} (\gamma_2 - \gamma_1) \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} e^{-\left(\frac{2\pi\xi_0}{\lambda}\right)^2 \sin^2 \alpha} d(\sin^2 \alpha) \int_{z_1}^{z_2} \frac{\sigma(z)}{z^2} dz, \quad (52)$$

где γ_1 , γ_2 , α_1 и α_2 характеризуют угловой створ лепестков антенн, облучающих область рассеяния, и

$$\sigma(z) = \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \left(\frac{\omega_N}{\omega}\right)^4 \frac{\sqrt{\pi}}{8\lambda} \left(\frac{2\pi\xi}{\lambda}\right)^3.$$

Интеграл по z в выражении (52), как легко заметить, выражается через

интеграл M (см. (38)). В итоге находим:

$$\frac{P_{\pi}}{P_{\text{и}}} = \frac{g_0^2}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^4 \frac{\xi_0 (\gamma_2 - \gamma_1)}{z_m} \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 M \left\{ e^{-\left(\frac{2\pi z}{\lambda} \sin \alpha_1 \right)^2} - e^{-\left(\frac{2\pi z}{\lambda} \sin \alpha_2 \right)^2} \right\}. \quad (53)$$

Нетрудно показать, что формула (53), как и формула (46), полученная для у. к. в., дает для $\xi_0 \sim 200-300$ м и значений других параметров, встречаемых в опытах на коротких волнах, ничтожно малые значения рассеиваемой энергии ($\sim 10^{-30} \div 10^{-40}$ вт и менее). Вместе с тем, например, на трассе протяженностью $d \sim 2800$ км, с антеннами известного типа, при $\lambda \sim 20$ м в условиях, когда она превышала $\lambda_{\text{мпч}}$ в 2—2,5 раза, принимаемая энергия достигала $10^{-15} - 10^{-13}$ вт. При этом высоты z_1 и z_2 области, облучаемой главными лепестками антенн, были порядка $300 \div 500$ км. Если оценить $\frac{P_{\pi}}{P_{\text{и}}}$ в предположении, что ξ имело оптимальное значение (см. (30)), т. е. было $\sim 20 - 30$ м, то формулы (53) или (46) дают по порядку величины близкие к опыту значения энергии. Однако допущение, что на высотах в $300-500$ км имеются в достаточном количестве неоднородности соответствующих размеров, требует тщательной проверки. (Действительно, длины свободного пробега достигают здесь многих сотен метров, так что на первый взгляд минимальные размеры неоднородностей могут быть по крайней мере такого же порядка.) Поэтому следует иметь в виду и другую возможность распространения коротких волн, а именно за счет рассеяния на меньших высотах. В указанном, например, опыте при учете сферичности Земли легко найти, что минимальные высоты, которые еще освещались антеннами, были порядка $170-180$ км и возможно, что рассеяние происходило в этой области. Однако не исключены и другие пути распространения волны за счет рассеяния на еще более низких высотах. Из этого анализа становится ясным, что соответствующие опыты на коротких волнах на различных расстояниях от излучателя, достигающие максимально возможных расстояний распространения в случае одного скачка, а также различных частотах (при $\omega > \omega_{\text{мпч}}$) могут дать весьма ценные данные, необходимые для изучения структуры ионосферы. Естественно, что такие опыты важно сопровождать измерениями высот рассеяния (см. ¹⁶) и высотным зондированием ионосферы в диапазоне, охватывающем низкие частоты, с тем, чтобы обеспечивалось получение более детальных сведений о высотной зависимости $N(z)$. Последние измерения также важно поставить в опытах с ультракороткими волнами, чего до сих пор еще не делалось.

§ 6. НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Коротко остановимся на некоторых заключениях, вытекающих из приведенных выше данных.

Несмотря на то, что все рассмотренные параметры, характеризующие неоднородность структуры и движения в ионосфере, еще мало изучены и требуется дальнейшее всестороннее их исследование, все же представляется возможным отметить ряд уже надежно выявившихся особенностей в их поведении, имеющих, по-видимому, существенное значение для изучения механизмов рассматриваемых явлений.

Область высот в $80 \div 300$ км и выше, которая нас здесь интересует, характерна тем, что в ней очень сильно изменяются как электронная плотность N , так и плотность нейтральных частиц N_M , а следовательно и длины свободного пробега. В таблице IV приводятся соответствующие данные для полудня и средних широт, причем длины свободного пробега

$$\Lambda = 1/\sqrt{2} \sigma_M N_M$$

рассчитаны для значений $\sigma_M = 3 \cdot 10^{-15} \div 4,3 \cdot 10^{-16}$, приводимым в различных работах.

Таблица IV

Данные ионосферы

z , км	T , град	N_M , 1/см ³	N , эл/см ³	Λ , м
80	200	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^2 \div 10^3$	$(0,4 \div 3) 10^{-2}$
100	220	$3 \cdot 10^{13}$	$(0,5 \div 2) 10^3$	$(0,8 \div 5) 10^{-1}$
200	800	10^{11}	$(1,5 \div 4) 10^7$	$(0,3 \div 2) 10^2$
300	1500	$3 \cdot 10^9$	$(5 \div 20) 10^5$	$(0,7 \div 6) 10^3$

Из таблицы IV видно, что плотность нейтральных частиц и соответственно длины свободного пробега изменяются на интересующих нас высотах примерно в 10^5 раз, а плотность электронов в 10^3 — 10^4 раз. Вместе с тем размеры неоднородностей ξ_0 — (3), флуктуаций электронной плотности — (39), (40) и (49) и скорость их хаотичных движений — (4) и (41), по-видимому, мало изменяются с высотой, во всяком случае значительно медленнее, чем N и N_m .

Таким образом, прежде всего привлекает к себе внимание факт отсутствия существенного изменения ξ_0 , v_0 и $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ с высотой.

Далее, обращает на себя внимание следующее обстоятельство. В случае вертикального зондирования ионосферы, когда наибольшую роль в рассеянии радиоволн должны играть неоднородности наибольшего размера, для высот в 100—300 км и выше получаются значения $\xi \sim 200$ —300 м*). Можно, следовательно, предположить, что эти значения соответствуют наиболее часто встречающимся максимальным размерам неоднородностей. Вместе с тем оценки размеров вихрей (см. § 7), длин продольных плазменных волн или других типов неоднородных образований, а также большие длины свободного пробега приводят к заключению, что даже минимальные линейные размеры неоднородностей в 200—300 м казалось бы уже запретны выше 200—250 км, где в действительности они все же наблюдаются**). Отмеченное обстоятельство является, на первый взгляд, неожиданным и трудно объяснимым. При этом указания на наличие неоднородностей малого размера ($\xi_0 \sim 6$ м, см. (48)) в нижней части ионосферы, наоборот, согласуются с разными оценками и качественными соображениями (см. § 7).

Наконец, данные исследований горизонтальных дрейфов, обусловленных ветрами в ионосфере показывают, что скорости ветров мало изменяются с высотой. При этом имеющиеся еще недостаточно проверенные данные о высотном градиенте ветров (см. (7)) показывают, что скорости должны были бы быстро возрастать с высотой. Так, при переходе от области E , где $u_0 \sim 70$ м/сек, к области F скорость должна была бы достичь на высоте в 200 км значения $u \sim 400$ м/сек; вместе с тем она равна на этих высотах 100 м/сек (см. (8)). Это, по-видимому, свидетельствует о том, что градиент скорости имеет большие значения лишь в ограниченных областях. Возможно, что существуют локальные, достаточно узкие области активного развития ветров с боль-

*) Следует отметить, что при определении размеров неоднородностей, в соответствующих формулах обычно не учитывается зависимость длины волны от высоты, как это и сделано выше при определении $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2$ (§ 3).

**) См. в § 1 относительно неоднородностей, линейные размеры которых порядка нескольких км.

шими градиентами и протяженные относительно безветренные области. Это приводит к такому представлению, что в ионосфере имеются своеобразные граничные поверхности — «стенки», между которыми двигаются быстро потоки частиц, затормаживаемых у этих стенок, что может привести к турбулизации потока частиц. Так ли это, каков физический характер этих «стенок» — неизвестно. Можно, однако, указать, что такой своеобразной стенкой является, например, минимум температуры на высоте $z \sim 80$ км, который обуславливает возникновение так называемых лунных колебаний давления в атмосфере¹⁷.

Таким образом, в настоящее время картина явлений, происходящих в ионосфере, представляется сложной и непонятной. Нет каких-либо завершенных результатов теоретических расчетов, которые позволили бы достаточно глубоко их анализировать в свете тех или иных механизмов; имеется известная тенденция при рассмотрении явлений подобного типа (см., например^{11, 18}) приписывать их турбулентности, современное состояние теории которой позволяет делать лишь некоторые оценки, основанные главным образом на соображениях подобия¹⁹. В следующем параграфе будет показано, что получается из соответствующих оценок.

§ 7. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ИОНОСФЕРЫ

Один из наиболее существенных аргументов, заставляющих искать в турбулентности объяснение интересующих нас здесь явлений, это статистические свойства турбулентного потока, в котором, по самой его природе, происходит образование, исчезновение и вновь образование вихрей, причем этот процесс совершается самопроизвольно.

Рассеяние электромагнитных волн на таком турбулентном потоке происходит следующим образом. В однородном и изотропном турбулентном потоке колебания давления Δp_s неоднородностей этого потока описываются размерным соотношением¹⁹

$$\Delta p_s \sim \rho (\Delta v_s)^2, \quad (54)$$

где ρ — плотность среды, а Δv_s — перепад скоростей вихрей. Эти колебания давления приводят к колебаниям плотности и, следовательно, к флуктуациям электронной плотности. В силу же статистичности этого процесса распределение амплитуд поля, рассеянного на флуктуациях плотности, должно подчиняться рэлеевскому закону (см. § 1).

Рассмотрим ближе, что дают для ионосферы соотношения теории турбулентности¹⁹.

Как известно, турбулентные движения характеризуются числами Рейнольдса

$$Re = \frac{\Delta U_0 \cdot L_0}{\bar{v}_M} = 3 \frac{\Delta U_0}{\bar{v}_M} \frac{L_0}{\Lambda}, \quad (55)$$

где ΔU_0 — перепад ламинарной скорости потока и L_0 — его толщина, $\bar{v}_M = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ — тепловая скорость частиц газа (k — постоянная Больцмана, M — масса частиц) и Λ — длина их свободного пробега.

Величины L_0 и ΔU_0 , входящие в формулу (55), являются наибольшими из линейных масштабов и перепадов скоростей, возможных в турбулентном потоке, которому свойствен спектр вихрей различного размера L_s (микромасштаб турбулентности) с перепадом скоростей Δu_s ; наименьшие из них соответственно равны:

$$L_s = \frac{L_0}{(Re)^{3/4}}, \quad \Delta u_s = \frac{\Delta U_0}{(Re)^{1/4}}. \quad (56)$$

К формулам (56) можно присоединить соотношение, характеризующее флуктуации электронной плотности, вытекающее из (54). Действительно, полагая

$$\frac{\Delta p_s}{p} = \frac{\Delta \rho_s}{\rho} \sim \frac{\Delta N_s}{N},$$

получаем

$$\frac{\overline{\Delta N_s^2}}{N^2} \sim \frac{u_s^4}{v_M^2} \sim \frac{u_s^4}{v_M^4}. \quad (57)$$

Для того чтобы оценить L_s , Δu_s и $\left(\frac{\Delta N_s}{N}\right)^2$, необходимо знать значения L_0 и ΔU_0 , которые трудно выбрать из ионосферных данных.

Можно, например, положить, что характерными толщинами L_0 потока являются размеры, соизмеримые с толщинами так называемых слоев ионосферы, а перепад скорости ΔU_0 соответствует скорости ветров. Если выбрать таким образом скорость ΔU_0 , то тем самым предполагается, что на краях потока — на его «стенах» — скорость равна нулю. Из соответствующих значений указанных параметров получаются данные, приводимые в таблице V.

Таблица V

Значения v_s , L_s и $\sqrt{\left(\frac{\Delta N_s}{N}\right)^2}$

z , км	Δz , км	$\overline{v}$, м/сек	U_0 , м/сек	Re	Δu_s , м/сек	L_s , м	$\sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2}$
80	5	400	70	(9—70) 10^4	2,5—4	0,4—1	$6 \cdot 10^{-4}$
100	5	400	70	(5—40) 10^3	5—8	2—8	$3 \cdot 10^{-4}$
200	30	1000	100	50—400	80—40	160—1600	$3 \cdot 10^{-4}$
300	100	1300	200	10—80	70—100	3,8—18	$4 \cdot 10^{-3}$

Таблица V, во-первых, показывает, что числа Рейнольдса всюду достаточно велики, что обычно является критерием возникновения турбулентности. Однако, сохраняется ли этот критерий для ионосферы и что означает в этом случае «велики», неизвестно, поэтому делать из этого какие-либо выводы вряд ли возможно.

Во-вторых, видно, что до $z \sim 200$ км значения L_s и Δu_s не противоречат приведенным выше экспериментальным значениям v_0 и ξ_0 ; на высоте же в 300 км — Δu_s , $L_s \gg v_0$, ξ_0 .

В-третьих, флуктуации электронной плотности $\left(\frac{\Delta N_s}{N}\right)^2$ примерно в 100 раз меньше значений, полученных из экспериментальных данных.

Если положить, далее, что $\Delta U_0 \sim \left(\frac{dU_0}{dz}\right) \cdot \Delta z$ (см. (7) и (8)), то в отличие от данных табл. V получается, что усиливается расхождение между L_s и ξ_0 (см. табл. VI).

Эти оценки, а также другие варианты расчетов показывают, что в более низких областях ионосферы при $z \leq 200$ км минимальные (!) линейные размеры и скорости мелкомасштабных неоднородностей, в общем, близки к экспериментальным значениям ξ_0 и v_0 . Существенно расходятся с ними значения

Таблица VI

$z, \text{ км}$	$\Delta z, \text{ км}$	$\Delta U_0, \text{ м/сек}$	Re	$\Delta u_s, \text{ м/сек}$	$L_s, \text{ м}$	$\sqrt{\left(\frac{\Delta N_s}{N}\right)^2}$
80	5	18	2000	2,6	15	$0,8 \cdot 10^{-4}$
100	5	18	100	5	140	$4 \cdot 10^{-4}$
200	30	30	15	15	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-4}$
300	100	100	5	70	$30 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^{-3}$

флуктуации электронной плотности. Оставаясь в рамках представлений о турбулентности ионосферы, оценим значения ожидаемых флуктуаций электронной плотности N при учете ее градиента $\frac{dN}{dz}$ и градиента скорости $\frac{dU_0}{dz}$.

Положим, что на расстояниях порядка длины L_s перепад электронной плотности $\Delta N_s \sim \frac{dN}{dz} L_s$. Тогда

$$\sqrt{\frac{\Delta N_s^2}{N}} \sim \frac{L_s}{N} \frac{dN}{dz} \quad (58)$$

и если выбрать при

$$\left. \begin{aligned} z = 80 \text{ км}, \quad \frac{dN}{dz} &= 1 \frac{\partial N}{\partial z}, \quad N \sim 5 \cdot 10^2, \quad L_s = 6 \text{ м}, \\ z = 100 \text{ км}, \quad \frac{dN}{dz} &\sim 1,2 \frac{\partial N}{\partial z}, \quad N \sim 10^5, \quad L_s \cong 200 \text{ м}, \\ z = 200 \text{ км}, \quad \frac{dN}{dz} &\sim 2 \frac{\partial N}{\partial z}, \quad N \sim 5 \cdot 10^5, \quad L_s \sim 300 \text{ м}, \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

то для всех высот получается

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta N_s}{N}\right)^2} \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-3}. \quad (60)$$

Аналогично, если написать

$$\rho u \frac{du}{dz} \sim -\text{grad } p \sim -\frac{dp}{dz}, \quad (61)$$

то, полагая $\frac{\Delta N_s}{N} \sim \frac{\Delta p_s}{p}$, получаем

$$\sqrt{\frac{\Delta N_s^2}{N}} \sim \frac{u_s L_s}{v_M^2} \frac{du}{dz}. \quad (62)$$

Численные значения соответствующих параметров дают:

$$\sqrt{\frac{\Delta N_s^2}{N^2}} \sim 10^{-7}. \quad (63)$$

Таким образом, видно, что градиент $\frac{dN}{dz}$ приводит к значениям флуктуации электронной плотности, наиболее близким к полученным выше из результатов опытов.

Рассмотренные данные во всей совокупности показывают, что возможные в настоящее время оценки параметров ионосферы, характеризующие ее статистическую неоднородность, основанные на представлениях о турбулентности ионосферы, приводят в ряде случаев к непротиворечивым данным. Поэтому становятся особенно важными соответствующие теоретические расчеты, в частности, для плазмы. В этой связи отметим, что сделанные выше оценки в известной мере незаконны, так как основаны на формулах, строго говоря, применимых для сред, состоящих из нейтральных частиц. В более плотных частях ионосферы свойства электронных неоднородных образований, которые нас здесь интересуют, по-видимому, не отличаются от свойств неоднородных образований нейтральных частиц. Однако делать соответствующие предположения для сильно разреженной плазмы рискованно и для получения ответа на такой вопрос необходимо рассмотрение задачи о движении электронов в турбулирующем потоке, учитывая при этом внешнее магнитное поле и, как первый шаг, получение для электронных образований соотношений, аналогичных приведенным выше.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что изучение механизмов, обуславливающих статистический характер структуры ионосферы, представляет большой интерес и является одной из наиболее интересных и важных задач современной физики.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Л. Альперт, УФН **49**, 49—91 (1953).
2. Проблемы современной физики, № 12 (1952), № 5 (1953), № 4 (1954).
3. T. A. Ratcliffe, Reports on Progress in Physics **19**, 188—267 (1956).
4. B. H. Briggs and M. Spencer, Reports on Progress in Physics **17**, 245—280 (1954).
5. S. A. Bowhill, Journ. Atm. Terr. Phys. **8**, 129—145 (1956).
6. H. G. Booker and W. E. Gordon, Proc. I. R. E. **38**, 401—412 (1950).
7. C. L. Pekeris, Phys. Rev. **71**, 268 (1947).
8. D. K. Bailey и др., Phys. Rev. **86**, 141—145 (1952).
9. D. K. Bailey, R. Bateman and R. C. Kirby, Proc. I. R. E. **43**, 1181—1231 (1955).
10. H. G. Booker, T. A. Ratcliffe and P. H. Shinn, Phil. Trans. Roy. Soc. **242**, № 856, 579—609 (1950).
11. F. Villars and V. F. Weiskopf, Phys. Rev. **94**, 232 (1954); Proc. I. R. E. **43**, 1232—1239 (1955).
12. A. D. Wheelon, Proc. I. R. E. **43**, 1381—1383 (1955).
13. O. G. Villard, V. R. Eshleman, L. A. Manning and A. M. Peterson, Proc. I. R. E. **43**, 1481—1493 (1955).
14. H. G. Booker, I. R. E. Transactions, т. CS-4, № 1, 5 (1956).
15. G. R. Sugar, Proc. I. R. E. **43**, 1432—1436 (1955).
16. V. C. Pineo, Torn. Geophys. Res. **61**, 165—170 (1956).
17. K. Weeks and M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc. **192**, 82—99 (1947).
18. Я. Л. Альперт, Вводная статья, Проблемы современной физики, № 7, 5—15 (1955).
19. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат (1954).