1953 г. Январь *Т. XLIX, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРЫ

Я. Л. Альперт

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в исследованиях ионосферы наметилось новое направление, которому посвящено уже немалое количество работ. Суть этих исследований и их новизна заключаются в статистическом методе анализа изменчивости состояния электромагнитного поля единичного радиосигнала, отражённого от ионосферы, и в изучении на этой основе её тонкой структуры.

Изменчивость состояния электромагнитного поля радиоволн в точке приёма, вызванная влиянием ионосферы, уже с давних пор привлекала внимание ряда исследователей. Имеется множество работ, в которых изучались разные типы так называемых федингов или замираний радиоволн и причины, которыми они обусловлены (см., например,[1, 2, 3]). Однако в бо́льшей части этих исследований, особенно экспериментальных, явления, вызывающие изменчивость состояния поля, проявлялись в их суммарном виде. Рассматривались обычно такие экспериментальные данные, в которых не разделялись отдельно разные компоненты отражённой от ионосферы волны, а именно обыкновенная и необыкновенная, обусловленные двоякой преломляемостью ионосферы. Кроме того, часто в этих опытах поле в точке наблюдения составлялось из волны, приходящей вдоль земной поверхности, и из волн разной кратности, отражённых от ионосферы. Поэтому вследствие различия и непостоянства путей распространения, скорости распространения, отражательной способности от земли, поглощения, состояния поляризации и других параметров каждой из составляющих поля суммарное поле имело сложный характер, и отделить и особенно количественно исследовать разные причины, вызывающие его непостоянство, было чрезвычайно затруднительно, если вообще возможно. Естественно, что в этих случаях изменчивость напряжённости поля должна была часто быть хаотичной. Действительно, если даже каждое из указанных выше явлений и протекает с какой-то регулярной закономерностью, то вследствие отсутствия постоянной

связи между ними и множества этих явлений их суммарное действие должно иметь более или менее случайный характер. А так как природа этих явлений такова, что многие из них протекают непостоянно и часто сами по себе хаотично во времени (см. ниже), то в ещё бо́льшей мере понятно, что при соответствующей обработке экспериментальных данных получалось, что напряжённость поля принимаемой волны имела гауссово распределение [2].

Вместе с тем большой интерес представляют постановка таких экспериментальных исследований и такая методика их обработки, которые позволили бы изучать на основе анализа изменчивости параметров волны, отражённой от ионосферы, разные явления, вызывающие это непостоянство. Некоторые возможности для более детального исследования одной из причин изменчивости поля отражённой волны дают именно статистические методы анализа единичного сигнала, отражённого от ионосферы. Под единичностью сигнала понимается не только то, что это один сигнал, отражённый от одной области ионосферы, а то, что этот сигнал представляет собой одну магниторасщеплённую составляющую — обыкновенную или необыкновенную волну. Это условие обязательно, так как в противном случае наблюдаемые изменения амплитуды сигнала будут следствием не только изменения условий в отражающей области, но и результатом интерференции этих двух волн, т. е. так называемого поляризационного фединга, и данные о структуре отражающей области ионосферы, получаемые в таких опытах, часто могут быть ошибочными. Это обстоятельство необходимо оговаривать, так как ряд опытов, проводившихся в последнее время, в которых, на основе статистических методов их обработки, выясняются структурные особенности ионосферы, не гарантирует такой чистоты измерений (например, в работе [4]) и поэтому выводы из этих работ ещё недостаточно достоверны. Получение же экспериментальных данных в смысле, оговоренном выше, возможно, например, либо при использовании так называемых поляризационных приёмных антенн [5], с помощью которых выделяется одна компонента волны, либо при использовании временной селекции, т. е. когда на осциллограмме имеются оба сигнала (обыкновенный и необыкновенный), разрешённые во времени, и при быстрой киносъёмке наблюдаются изменения амплитуды обоих сигналов [6] (см., например, рис. 1 и 2).

Уже в ранних работах указывалось на то, что одной из причин изменчивости поля волны, отражённой от ионосферы, должна быть неоднородность отражающего слоя ионосферы, т. е. наличие в нём так называемых ионизованных облаков (см., например, [7, 8]). В более поздних работах на этой же основе анализировались теоретически причины колебания амплитуды отражённых сигналов (см., например, [9]) и обрабатывались результаты экспериментальных исследований, ставивших своей целью выяснение, в частности, характера

влияния этих неоднородностей[10, 11]. Множеством исследований ионосферы было установлено, что ионосферные слои действительно неоднородны по своей структуре и что в них часто появляются спорадические слои облачной структуры, а в периоды сильных возмущений структура слоёв, особенно более высокого слоя F, становится клочкообразной (см., например,[12]).

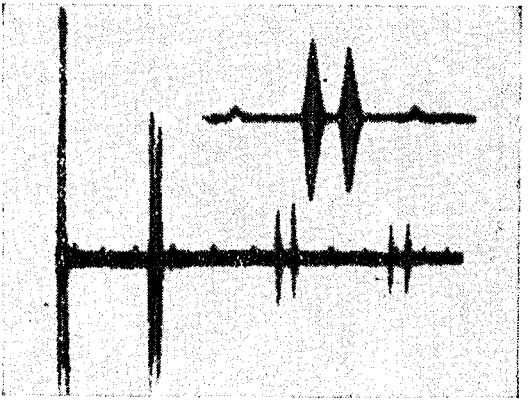

Рис. 1. Снимок импульсов, отражённых от ионосферы, сделанный с экрана осциллографа. В нижней части видны вдоль линии времени излучаемый сигнал и дублеты (обыкновенный и необыкновенный) сигналов, однократно, двукратно и трёхкратно отражённых от ионосферы. Кроме того, видны метки времени — через 100 *км* высоты слоя. В верхней части рисунка отдельно в большом масштабе показан один дублет сигналов.

Однако законно возникает следующий вопрос, представляющий основной интерес в рамках этой статьи: что происходит в отражающей области ионосферы, когда ионосфера, как это принято говорить, «спокойна» и когда ведутся наблюдения за единичным сигналом и он не «дробится», не становится «диффузным» (см. § 4, д)) и практически мало уширяется, т. е. когда не заметны какие-либо признаки «возмущённости» ионосферы? Конечно, необходимо при этом точно условиться о том, что называть «полностью невозмущённой» ионосферой. (В рамках рассматриваемых здесь данных это будет сделано в § 4, д)).

Опыты показали, что при такой спокойной ионосфере амплитуда отражённого сигнала почти всегда изменяется (часто хаотично) во времени и от точки к точке вдоль земной поверхности, что свидетельствует о сложной структуре отражающей области. Это обстоятельство привело к предположению, что «отражение» от ионосферы имеет сложный характер, а именно, что наряду с

регулярно отражённой волной, можно сказать «зеркально-отражённой» волной, в точку приёма приходит пучок волн, образованных разными рассеивающими центрами ионосферы, которые

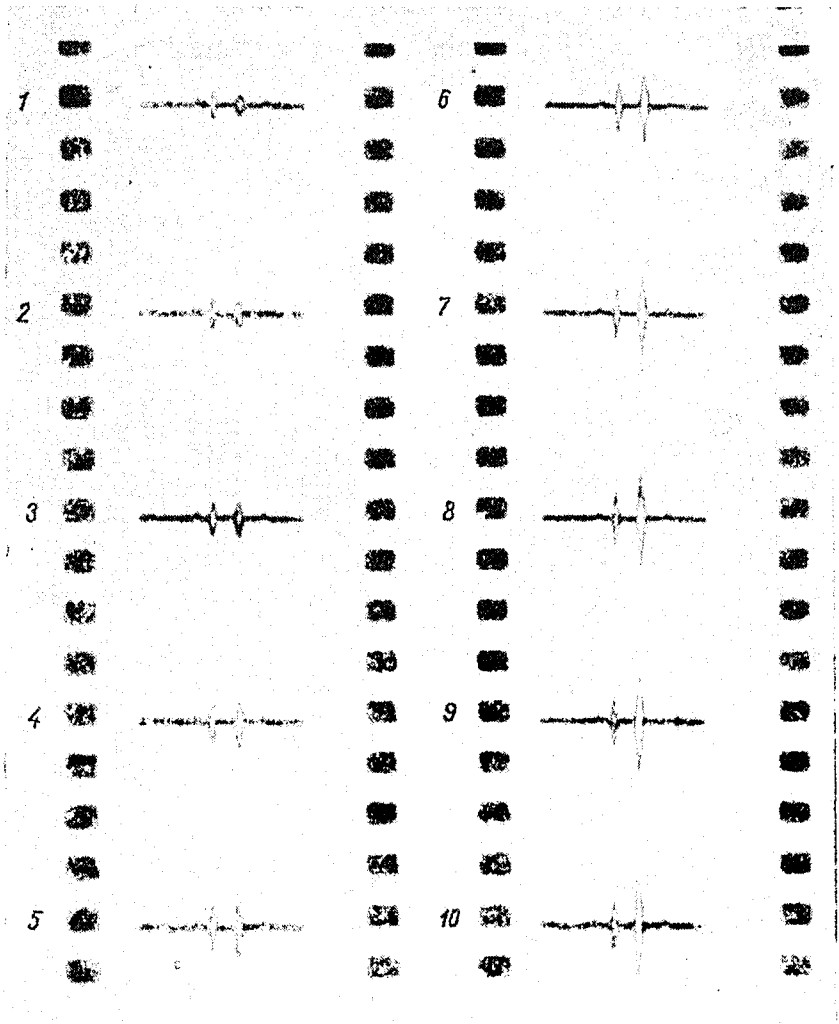

Рис. 2. Киносъёмка (со скоростью 6 кадров в секунду) дублета магнитораспщеплённых сигналов, отражённых от ионосферы (см. подпись к рис. 1).

находятся всё время в хаотичном движении, и которые, следовательно, находятся внутри отражающей области, т. е. той части ионосферы,

которая формирует отражённый сигнал[6, 14, 13]. Естественно, что такая же картина может наблюдаться, если предположить, что шероховатая хаотично-неоднородная отражающая область сохраняет свою «форму», но движется в целом относительно точки наблюдения. Давно установлено, что такие дрейфы (см. § 5) в ионосфере существуют и действительно могут приводить к изменчивости состояния отражённой волны. Однако из простых расчётов следует (см. § 4, в)), что из-за диффузии, происходящей быстро особенно в слое F, «продолжительность жизни» неоднородности очень мала, и за время опыта, охватывающего несколько минут, должна происходить смена одних неоднородностей другими и изменение структры отражающей области. Можно, таким образом, сказать, что «форма» отражающей области ионосферы почти непрерывно изменяется и именно это обусловливает непостоянство состояния «отражённой» волны, а скорость этого процесса определяет его характер.

Мы неоднократно употребляли выше термин «отражающая область», не оговаривая точно этого понятия. Естественно, что возникает вопрос о размерах этой области, т. е. о том, какая часть ионосферы главным образом участвует в формировании единичного отражённого сигнала? Получив ответ на этот вопрос, естественно можно будет попытаться определить «размеры» рассеивающих центров, находящихся внутри отражающей области, т. е. получить представление о структурных особенностях ионосферы. Эти вопросы обсуждаются в § 4, а), б), где приводятся результаты соответствующих оценок этих величин, получаемых при использовании опубликованных результатов опытов.

Рассмотрение всех вопросов, коротко отмеченных выше, на основе имеющихся экспериментальных данных, позволяет уже в настоящее время сделать заключение, что даже в условиях, когда ионосфера «полностью спокойна», она состоит всегда из неоднородностей «малого» размера («гранул») — рассеивающих центров, которые находятся в состоянии непрерывного движения и изменения. Средние линейные размеры этих неоднородностей, скорости их движения и изменчивость этих параметров в разных условиях ещё недостаточно полно изучены. Однако в разных исследованиях получаются величины примерно одинакового порядка. Таким образом, эти исследования вскрывают характер тонкой структуры ионосферы и показывают, что она является «мутной» средой. Измеренные значения «степени мутности» (см. § 2, б)) свидетельствуют о том, что в некоторых случаях интенсивность зеркально-отражённой волны ничтожно мала по сравнению с интенсивностью рассеянных сигналов. Такая структура отражающей области, состоящей из большого числа таких «гранул», приводит к тому, что «отражённая» от ионосферы волна представляет собой пучок — конус волн, приходящих с разных направлений и группирующихся

регулярно отражённой волной, можно сказать «зеркально-отражённой» волной, в точку приёма приходит пучок волн, образованных разными рассеивающими центрами ионосферы, которые

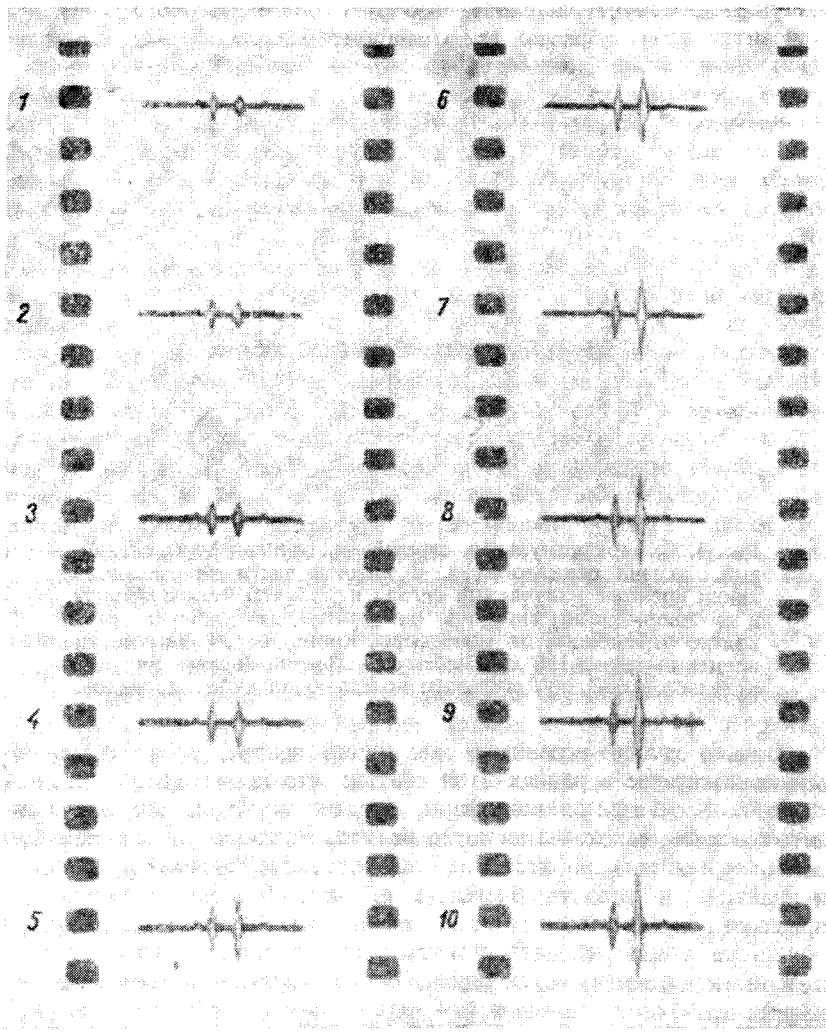

Рис. 2. Киносъёмка (со скоростью 6 кадров в секунду) дублета магнитораспщеплённых сигналов, отражённых от ионосферы (см. подпись к рис. 1).

находятся всё время в хаотичном движении, и которые, следовательно, находятся внутри отражающей области, т. е. той части ионосферы,

около некоторого среднего направления. В § 3, б) описывается метод определения «углового разброса» этого конуса волны.

В настоящее время невозможно делать какие-либо заключения о характере этих рассеивающих неоднородностей, т. е. нельзя ещё сказать, представляют ли они собой какие-либо изолированные ионизованные облака, как это принято для наглядности говорить, возникающие по тем или иным причинам в результате множества локальных «вспышек» ионизации, есть ли это волнообразные процессы, т. е. сгущения и разрежения плотности, вызванные продольными колебаниями плазмы, или же неоднородные образования какой-либо другой структуры. Не имеется также данных, которые позволили бы делать сколько-нибудь уверенные предположения о главных причинах, приводящих к такой структуре ионосферы. Некоторые явления, которые могут к этому приводить, очень коротко отмечаются ниже (§ 6), однако приводимые в литературе соображения носят ещё весьма предварительный характер.

§ 2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЁННЫХ ОТ ИОНОСФЕРЫ

Выше уже указывалось на то, что характер поведения амплитуды единичного сигнала, отражённого от ионосферы, привёл к предположению, что электромагнитное поле в точке наблюдения является суперпозицией зеркально-отражённой волны и группы рассеянных сигналов. Математически это означает, что напряжённость поля E и квадрат амплитуды R отражённой волны равны соответственно

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

и

$$R^2 = \left\{ a_0 + \sum_{(s)} a_s \cos(\Omega_s t - \varphi_s) \right\}^2 + \left\{ \sum_{(s)} a_s \sin(\Omega_s t - \varphi_s) \right\}^2, \qquad (2)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ — угловая несущая частота падающей волны, а a_s, φ_s и Ω_s — амплитуда, фаза и смещение частоты рассеянной волны — случайные величины; причём до выяснения правильности (1) и (2) не делается никаких предположений относительно причины смещения частоты $\Omega_s = 2\pi(f_s - f_0)$ составляющих $a_s \cos(\omega_s t - \varphi_s)$.

Таким образом, прежде всего необходимо получить из экспериментальных данных ответ на вопрос о правильности основного предположения, выражаемого формулой (1). Для этого нужно сопоставить кривую распределения, или иначе плотность вероятности $W_э(R)$, амплитуды R сигнала, получаемой из разных опытов, с функцией $W(R)$, вычисленной теоретически для выражения (1).

Имея ряд последовательных значений R_i амплитуды сигнала, измеренных через равные, достаточно малые интервалы времени τ

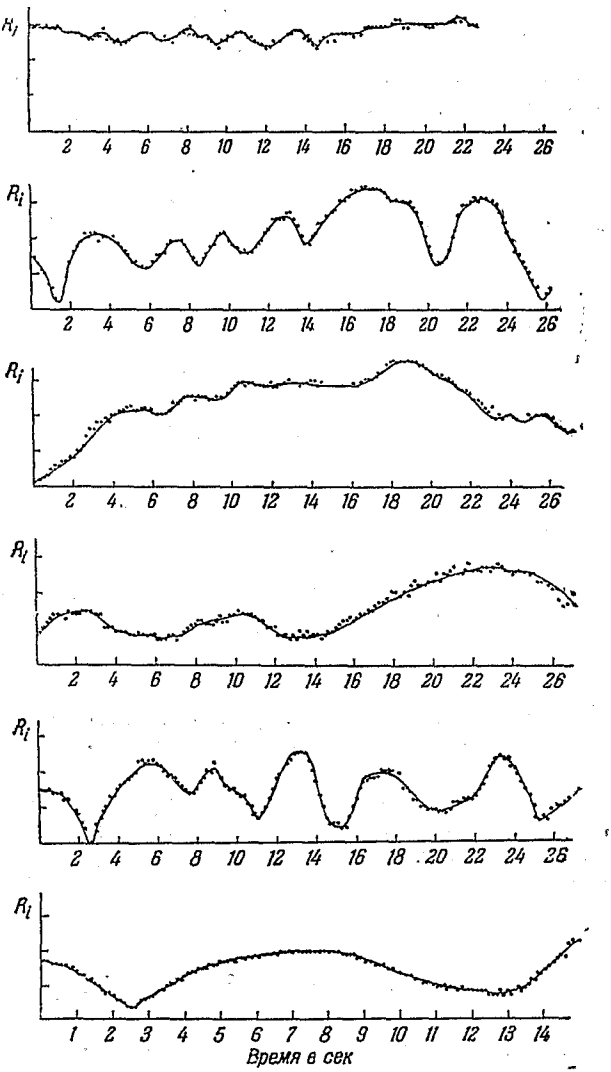

Рис. 3а. Кривые, иллюстрирующие характер изменчивости амплитуды единичного сигнала в разных опытах. Точками помечены значения R_i, измеренные через каждую $^1/_6$ сек.

(см. точки на рис. 3*а* и 3*б*, на которых приведены результаты соответствующих измерений), можно построить кривую распределе-

ния $W_э(R)$, разбивая значения R_i на конечное число равных интервалов ΔR_i и вычисляя для каждого интервала величины

$$W_э(R_i) = \frac{N_i}{\Delta R_i \Sigma N_i}. \tag{3}$$

где N_i — число сигналов, имеющих амплитуду в интервале $(R_i, R_i + \Delta R_i)$, а ΣN_i — общее число всех замеров амплитуды сигналов.

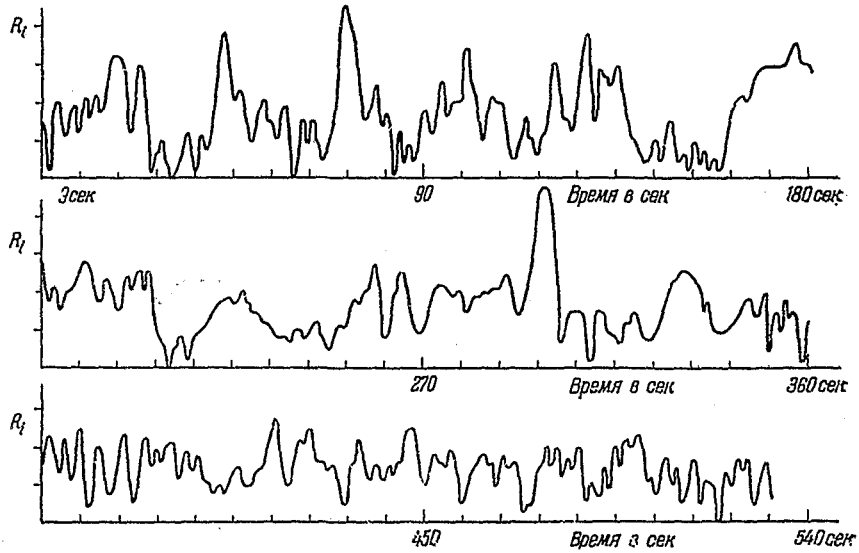

Рис. 3б. Кривые, иллюстрирующие характер изменчивости амплитуды единичного сигнала в разных опытах.

Теоретически плотность вероятности $W(R)$ можно вычислить методами, хорошо разработанными в теории электрических флуктуационных процессов *). Не останавливаясь на этих вычислениях (см.[6]), приведём лишь конечную формулу. Получается, что

$$W(R) = \frac{2R}{\Sigma a_s^2} e^{-\frac{R^2 + a_0^2}{\Sigma a_s^2}} \cdot I_0\left(\frac{2 a_0 \cdot R}{\Sigma a_s^2}\right), \tag{4}$$

где I_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента — так называемая модифицированная функция Бесселя

$$I_0(x) = J_0(ix).$$

*) Соответствующие методы изложены, например, в книге В. Н. Бунимовича «Флюктуационные процессы в радиоприёмных устройствах». (Изд-во Советское радио (1951)). Рекомендуем эту книгу вниманию читателей.

Из полученной теоретически функции (4) видно, что для сопоставления её с экспериментальной кривой, получаемой с помощью (3), необходимо знать значения a_0^2 и Σa_s^2. Вычисление $\overline{R^2}$ и $(\overline{R})^2$ позволяет их определить. Из (4) получается

$$\overline{R^2} = a_0^2 + \Sigma a_s^2 \tag{5}$$

и

$$\overline{R} = \frac{\sqrt{\pi \Sigma a_s^2}}{2} e^{-\frac{a_0^2}{\Sigma a_s^2}} \left[\left(1 + \frac{a_0^2}{\Sigma a_s^2}\right) I_0 \left(\frac{a_0^2}{2\Sigma a_s^2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{a_0^2}{\Sigma a_s^2} I_1 \left(\frac{a_0^2}{2\Sigma a_s^2}\right) \right], \tag{6}$$

откуда следует, что

$$\frac{\overline{R^2}}{(\overline{R})^2} = \frac{4}{\pi} \frac{e^{\beta^2}(1+\beta^2)}{\left\{(1+\beta^2) I_0\left(\frac{\beta^2}{2}\right) + \beta^2 I_1\left(\frac{\beta^2}{2}\right)\right\}^2}, \tag{7}$$

где

$$\beta^2 = \frac{a_0^2}{\Sigma a_s^2}. \tag{8}$$

Кривая зависимости $\frac{\overline{R^2}}{(\overline{R})^2}$ от β построена на рис. 4. Таким образом

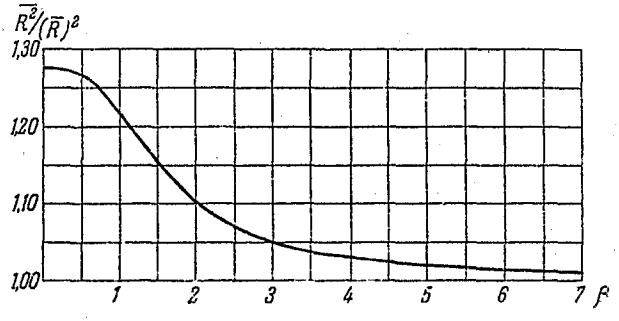

Рис. 4. Зависимость $\frac{\overline{R^2}}{(\overline{R})^2}$ от β; β^2 равно отношению энергии «зеркально» отражённой волны к суммарной энергии рассеянных сигналов.

видно, что, вычисляя из экспериментальных данных значения $\overline{R^2} = \frac{\Sigma N_i R_i^2}{\Sigma N_i}$ и $\overline{R} = \frac{\Sigma N_i R_i}{\Sigma N_i}$, можно определить по кривой рис. 4 значение β; затем, с помощью (5), — величины a_0^2 и Σa_s^2 и, наконец,

подставляя их в (4), построить теоретическую кривую распределения $W(R)$, соответствующую рассматриваемому опыту. Для сопоставления экспериментальной кривой $W_э(R)$ с теоретической удобно, однако, построить соответствующие кривые в безразмерных координатах, т. е. вычислить функции

$$W(x)=\sqrt{\frac{\Sigma a_s^2}{2}}\cdot W(R), \quad (9)$$

где

$$x=\sqrt{\frac{2}{\Sigma a_s^2}}\cdot R. \quad (10)$$

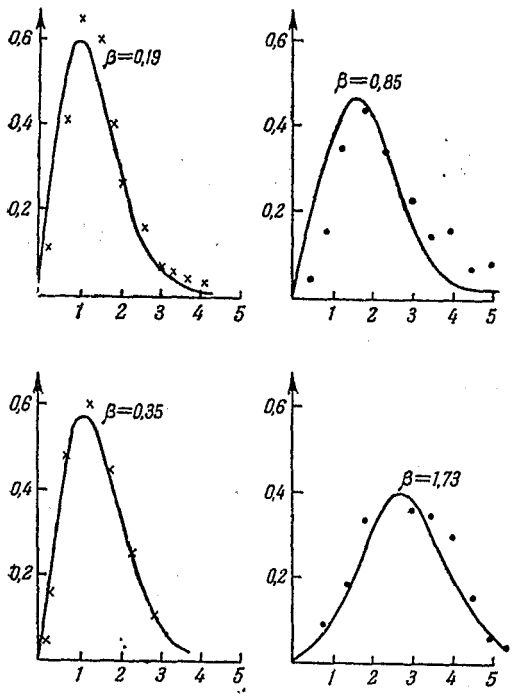

Рис. 5. Сравнение кривой распределения амплитуды сигнала, вычисленной теоретически (сплошная линия), с соответствующими значениями, полученными из обработки экспериментальных данных: точками помечены значения, соответствующие обыкновенной волне, а крестиками — необыкновенной. По оси ординат отложены значения $\sqrt{\frac{\Sigma a_s^2}{2}}\,W(R)$, а по оси абсцисс — значения $\sqrt{\frac{2}{\Sigma a_s^2}}\cdot R$.

Обработка многочисленных опытов описанным здесь методом показала, что в большинстве случаев результаты опытов хорошо совпадают с результатами теоретических расчётов. Для иллюстрации на рис. 5 изображено несколько случаев сопоставления теоретических кривых, вычисленных по формуле (9), с экспериментальными значениями, вычисленными из измерений по формуле (3). Около кривых написаны значения β, соответствующие данному опыту. Установлено, что в ряде случаев наблюдается некоторое несоответствие между теоретическими и экспериментальными результатами, которое может быть следствием неполноты приведенной теории, в которой, в частности, не учитывается, что наряду с составляющими поля $a_0\cos\omega_0 t$ и $\Sigma a_s\cos(\omega_s t-\varphi_s)$ может быть, например, составляющая $a_д\cos\omega_д t$ с устойчивым значением $\omega_д$. При этом подразумевается, что смещение частоты $\omega_д-\omega_0$ вызвано постоянным

дрейфом отражающей области ионосферы. Результаты ряда работ (см., например, [5, 6, 15]) показывают, однако, что основное предположение, выражаемое формулой (1), довольно хорошо удовлетворяет опыту и, таким образом, оно может быть положено в основу дальнейшего анализа результатов измерений.

а) Степень мутности ионосферы α

Введённый выше параметр β^2, как мы видели, равен отношению энергии зеркально-отражённой волны и энергии рассеянных сигналов, т. е. характеризует меру неоднородности ионосферы, или, можно сказать, степень её мутности. Однако условимся здесь характеризовать степень мутности ионосферы не коэффициентом β^3, а с помощью коэффициента

$$\alpha = \frac{\Sigma a_s^2}{\Sigma a_s^2 + a_0^2} = \frac{1}{1+\beta^2}, \tag{11}$$

т. е. отношением энергии рассеянных волн к полной энергии «отражённой» волны, равной сумме энергии рассеянных волн и энергии зеркально-отражённой волны.

В одной из работ[4] получилось, что примерно в половине случаев наблюдений отражения от разных слоёв β^2 изменялось в пределах от 0 до 1, что соответствует изменению коэффициента мутности

$$\alpha \cong 1 \div 0{,}5. \tag{12}$$

В других опытах[15], весьма немногочисленных, получены преимущественно значения

$$\beta^3 \cong 1{,}3 \div 3,$$

т. е.

$$\alpha \cong 0{,}3 \div 0{,}1. \tag{13}$$

Далее, в результате большого количества измерений[6] установлено, что в слое F_2 в разных условиях $\beta^2 \cong 0 \div 50$, т. е.

$$\alpha \cong 1 \div 0{,}02. \tag{14}$$

В настоящее время опубликованные результаты измерений не позволяют ещё установить, какое значение α наиболее часто встречается в разных слоях ионосферы и как изменяется α в зависимости от времени суток, сезона и т. п.

б) Средняя квадратичная скорость v_0 хаотичных движений в ионосфере

Поскольку результаты опытов показывают, что структура отражающей области такова, что сделанное выше предположение (1) верно, постольку можно делать те или иные предположения относительно причины смещения частоты f_0 падающей волны при рассеянии.

Предположим, что рассеивающие центры хаотично двигаются и смещение частоты является результатом эффекта Допплера, так что в случае вертикального падения на ионосферу

$$f_s = f_0 \pm \frac{2 v_s}{\lambda}, \tag{15}$$

где v_s — нормальная составляющая скорости движения s-го рассеивающего центра. Хаотичность движения означает, что скорости рассеивающих центров имеют гауссово распределение, т. е.

$$W(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot v_0} e^{-\frac{v^2}{2 v_0^2}}, \tag{16}$$

где

$$v_0^2 = \overline{v^2}. \tag{17}$$

Исходя из этого, можно теперь написать, что полная энергия рассеянных волн

$$W_0 = \frac{1}{2} \sum a_s^2 = \int_0^\infty W(f) df \tag{18}$$

и что их энергетический спектр

$$W(f) = \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\, \sigma_f} e^{-\frac{(f-f_0)^2}{2 \sigma_f^2}}, \tag{19}$$

где

$$\sigma_f^2 = \overline{(f-f_0)^3} = \frac{4 v_0^2}{\lambda^2}. \tag{20}$$

Представляется важным вывести формулу, которая позволяет определить из результатов измерений амплитуды единичного сигнала значение v_0. Это можно сделать, в частности, вычисляя последовательно значение $\overline{\left(\frac{dR^2}{dt}\right)^3}$. Опуская здесь соответствующие расчёты, которые проведены в цитированной работе[6], можно получить, что с точностью до множителя порядка $\sqrt{\frac{\pi}{2}}$

$$v_0 = \frac{\lambda \cdot \overline{R} \cdot \overline{|\Delta R|}_\tau}{4 \cdot \pi \cdot \tau \sqrt{2 W_0^2 + a_0^2 W_0}}, \tag{21}$$

где $\overline{|\Delta R|}_\tau = \overline{|R(t) - R(t+\tau)|}$ есть среднее значение модуля разности последовательных значений амплитуды R_n и R_{n+1}, измеренных в какой-нибудь момент t и следующий за ним момент $(t+\tau)$.

В случае, когда $a_0=0$, т. е. когда можно пренебречь влиянием зеркально-отражённой волны, учитывая, что при этом $W_0=\frac{1}{2}\sum a_s^2=\frac{1}{2}\overline{R^2}=\frac{2}{\pi}(\overline{R})^2$, получаем из (21):

$$v_0=\frac{\lambda\overline{|\Delta R|_\tau}}{8\cdot\sqrt{2}\cdot\tau\cdot\overline{R}}. \tag{22}$$

В литературе приводились значения средней квадратичной скорости v_0 хаотичных движений, вычисленных для $a_0\neq 0$ и $a_0=0$. В работе[6] при обработке результатов измерений были получены с помощью формулы (21) значения v_0 для слоя F, изменяющиеся в пределах

$$v_0\cong(0{,}2\div 15)\ м/сек, \tag{23}$$

причём наиболее часто встречавшиеся значения v_0, повидимому, лежали в этих опытах в пределах $(1\div 4)$ *м/сек*.

В другой работе[5] с помощью формулы (22), в которой отсутствовал множитель $\frac{1}{\sqrt{2}}$ *), были рассчитаны значения

$$v_0\cong(2\div 6)\ м/сек, \tag{24}$$

среднее же значение v_0 получилось равным $(2\div 3)$ *м/сек*. С помощью формулы (22) были также получены из данных других опытов[4] значения

$$v_0\cong(0{,}5\div 5)\ м/сек \tag{25}$$

со средним значением $v_0\cong 2$ *м/сек*, причём наиболее часто встречавшиеся значения v_0 были порядка $(1\div 2)$ *м/сек*.

Данных, которые характеризовали бы более точно изменчивость v_0 в разных слоях ионосферы или зависимость её от разных условий, в настоящее время ещё нет. Имеются лишь некоторые указания на то, что в местный полдень v_0 уменьшается[6].

§ 3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ КОЭФФИЦИЕНТА КОРРЕЛЯЦИИ

В предыдущем параграфе был рассмотрен статистический метод обработки результатов измерений амплитуды сигналов, отражённых от ионосферы (см. [6]), позволяющий вычислить из этих данных степень мутности α, характеризующий степень неоднородности «спокойной» (см. ниже § 4) ионосферы и среднюю квадратичную скорость v_0 хаотичных движений, происходящих в ней, характеризующих подвижность и изменчивость имеющихся в ней неоднородностей.

---

*) По непонятной автору причине.

Рассмотрим теперь другой статистический метод анализа экспериментальных данных, который в принципе даёт возможность вычислить не только указанные выше параметры, но при соответствующей постановке опытов и ряд других величин, знание которых важно для изучения структуры ионосферы. Речь идёт о коэффициенте корреляции (см. [15, 16]) или, иначе говоря, автокоррелятивной функции амплитуды или разности фаз единичных сигналов. Сделанная выше оговорка «в принципе» связана с тем, что в настоящее время этот метод расчёта ещё не имеет достаточной общности, так как последовательно доведен до удобных расчётных формул лишь случай, когда распределение напряжённости поля гауссово (и соответственно распределение амплитуд сигналов — рэлеевское), т. е. когда отсутствует зеркально-отражённая волна ($a_0=0$) постоянной частоты ω_0, имеющая какое-либо постоянное фиксированное направление прихода в точку наблюдения. Кроме того, соответствующие расчёты не проведены (как и в § 2) для случая, когда одновременно имеются хаотично подвижные центры рассеяния и постоянный дрейф отражающей области. Поэтому данный метод в настоящее время отличается меньшей общностью, чем описанный в § 2. Получаемые с его помощью данные часто не совсем точны, так как опыты, как мы видели в § 2, показывают, что большей частью $\beta^2 \sim (1 \div 2)$ и пренебречь составляющей поля $a_0 \cos \omega_0 t$ никак нельзя.

Хорошо известно, что коэффициент корреляции двух последовательностей чисел R_1, R_2, которые в нашем случае могут быть, например, значениями амплитуды в момент t ($R_1 = R(t)$) и в момент $(t+\tau)$ ($R_2 = R(t+\tau)$), равен

$$\rho_R(\tau) = \frac{\overline{R(t)R(t+\tau)} - (\overline{R(t)})^2}{\overline{R(t)^2} - (\overline{R(t)})^2} = 1 - \frac{\overline{(\Delta R)_\tau^2}}{2\{\overline{R(t)^2} - (\overline{R(t)})^2\}}. \quad (26)$$

Иногда $\rho_R(\tau)$ записывают в виде

$$\rho_R(\tau) = \frac{\overline{[R(t) - \overline{R(t)}]\,[R(t+\tau) - \overline{R(t)}]}}{\overline{[R(t) - \overline{R(t)}]^2}}, \quad (27)$$

или в более общем виде

$$\rho_R(\tau) = \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} R(t)\,R(t+\tau)\,dt - \left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} R(t)\,dt\right\}^2}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} R(t)^2\,dt - \left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} R(t)\,dt\right\}^2}. \quad (28)$$

Для рэлеевского распределения $R(t)$, рассматриваемого, как уже указывалось выше в этом параграфе, т. е. для случая, когда

$$W(R)=\frac{2R}{\overline{R^2}}e^{-\frac{R^2}{\overline{R^2}}} \tag{29}$$

и

$$\overline{R^2}=\frac{4}{\pi}(\overline{R})^2=\sum a_s^2, \tag{30}$$

распределение разности

$$\{R(t)-R(t+\tau)\}=(\Delta R)_\tau$$

должно быть гауссовым, т. е.

$$\overline{(\Delta R_\tau)^2}=\frac{\pi}{2}\left(\overline{|\Delta R_\tau|}\right)^2. \tag{31}$$

Поэтому формула (26) принимает вид

$$\rho_R(\tau)=1-\frac{\pi^2\left(\overline{|\Delta R|_\tau}\right)^2}{4(4-\pi)(\overline{R})^2}. \tag{32}$$

Мы видим, что, имея экспериментальные кривые типа, изображённого выше на рис. 3, легко построить кривую зависимости коэффициента корреляции от τ. Естественно, что можно также вычислить коэффициент корреляции между двумя рядами значений амплитуды сигналов, измерявшихся в одно и то же время, но в разных точках наблюдения, взаимно удалённых, например, на расстояние ξ, т. е. в одномерном случае в точках x и $(x+\xi)$. Коэффициент корреляции записывается тогда в виде $\rho_R(\xi)$. В дальнейшем мы будем отличать эти два коэффициента корреляции, называя $\rho_R(\tau)$ временным, а $\rho_R(\xi)$ пространственным коэффициентами корреляции.

Рассмотрим теперь, как можно использовать значения коэффициента корреляции, вычисленные из экспериментальных данных, для определения интересующих нас параметров отражающей области ионосферы.

а) Временной коэффициент корреляции $\rho_R(\tau)$ и скорость v_0 хаотичных движений

Напряжённость поля $E(t)$, записанная выше с помощью формулы (1), может быть представлена в виде

$$E(t)=R(t)\cdot\cos\{2\pi f_0 t+\psi(t)\}, \tag{33}$$

т. е. как квазипериодическое колебание с медленно меняющейся во времени амплитудой и фазой (или частотой). Термин медленно, как известно, понимается в смысле медленности изменения по

сравнению с несущей частотой f_0. То, что «период» изменения амплитуды колебаний велик по сравнению с периодом волны $T_0 = \frac{1}{f_0}$, хорошо видно, в частности, из рис. 3. Медленность же изменения $\psi(t)$ проявляется на опыте в том, что средняя квадратичная скорость v_0 мала, так что среднее квадратичное смещение частоты

$$\Delta f_0 = \sqrt{\overline{(f-f_0)^2}} = \frac{2v_0}{\lambda} \ll f_0. \tag{34}$$

Далее, так как при хаотичном распределении скоростей v_s равновероятны любые направления вектора скорости, т. е. равновероятны направления движения рассеивающих центров на наблюдателя и от наблюдателя, поэтому равновероятны значения $\Delta f_0 > 0$ и значения $\Delta f_0 < 0$. Исходя из сказанного, можно утверждать, что энергетический спектр $W(f)$ квазипериодического колебания (33) является симметричной относительно f_0 узкой функцией.

Для такого типа энергетического спектра хаотичных колебаний при учёте, что распределение амплитуд колебаний рэлеевское ($a_0 = 0$), т. е. описывается с помощью (29), показано[16], что с достаточной степенью точности

$$\rho_R(\tau) \cong \frac{\left\{ \int\limits_{-\infty}^{\infty} W(f+f_0)\, e^{i\,2\pi f\tau} \cdot df \right\}^2}{\left\{ \int\limits_{-\infty}^{\infty} W(f) \cdot df \right\}^2}. \tag{35}$$

Если воспользоваться теперь формулой (19) для $W(f)$, то получаем в этом случае

$$\rho_R(\tau) = e^{-\frac{16\pi^2\tau^2 v_0^2}{\lambda^2}}. \tag{36}$$

Формула (36) содержит один неизвестный параметр, а именно значение средней квадратичной скорости v_0, которую легко вычислить, сопоставляя (36) с (32) или (26), определяющих из экспериментальных данных значение коэффициента корреляции $\rho_R(\tau)$. Если интервал времени τ, через который отсчитываются значения амплитуды, таков, что коэффициент корреляции близок к единице, то, используя лишь линейный член разложения правой части (36) в ряд, можно получить, комбинируя (36) с (32), следующую простую формулу, определяющую v_0:

$$v_0 = \frac{\lambda \cdot \sqrt{|\Delta R|_\tau}}{8 \cdot \sqrt{4-\pi}\, \tau \bar{R}}. \tag{37}$$

Сравнение (37) с формулой (22), выведенной в § 2,б), показывает, что они отличаются друг от друга на численный множитель порядка 1,5.

Описанный в этом параграфе метод обработки экспериментальных данных был использован в цитированных выше работах [4] и [5] для определения значений v_0 *), приводимых в предыдущем параграфе.

При анализе экспериментальных данных, естественно, интересно также вычислить v_0 из измерений амплитуды двукратно отражённой волны. Это может служить не только проверкой правильности расчётов, но и критерием, определяющим, насколько влияет рассеяние около земной поверхности на двукратно отражённую волну. В случае незначительного рассеяния около земной поверхности из данных измерений амплитуды обоих сигналов должны быть получены одинаковые значения v_0. Расчёты, использующие теорему (35), приводят к очень простой формуле, устанавливающей связь между коэффициентом корреляции $\rho_{R_1}(\tau)$ однократно отражённой волны и коэффициентом корреляции $\rho_{R_2}(\tau)$ двукратно отражённой волны. Получается [16], что

$$\rho_{R_2}(\tau)=\{\rho_{R_1}(\tau)\}^2. \tag{38}$$

б) Пространственный коэффициент корреляции и угловой разброс θ_0 пучка рассеянных волн

Посмотрим теперь, что получается при обработке результатов измерений с помощью двух разнесённых антенн, когда из экспериментальных данных вычисляется коэффициент корреляции

$$\rho_R(\xi)=1-\frac{\pi^2\left(\overline{|R(x)-R(x+\xi)|}\right)^2}{4(4-\pi)(\overline{R})^2}. \tag{39}$$

В этом случае полезно несколько иначе подойти к анализу экспериментальных данных. Выше уже указывалось на то, что вследствие неднородности отражающей области в точку наблюдения приходит не одна отражённая волна, а пучок—конус волн, каждая составляющая которого имеет своё направление, т. е. своё значение угла α, например, с линией, соединяющей разнесённые точки наблюдения. Если ограничиться рассмотрением линейного и компланарного случаев, т. е. рассматривать пучок волн, приходящий только в одной плоскости, то можно написать, что полная энергия пучка «отражённых» волн равна

$$W_0=\int_0^{2\pi} W(\alpha)\,d\alpha, \tag{40}$$

*) Непонятно, почему в этих работах в формуле, аналогичной формуле (37), отсутствует множитель $\sqrt{4-\pi}$.

где $W(\alpha)$ есть функция, определяющая угловое распределение пучка волн.

Следует при этом иметь в виду два типа опытов. В одном из них исследуется угловое распределение пучка волн в вертикальной плоскости, когда он группируется около вертикального направления или наклонного направления. В этом случае разнесённые антенны лежат в той же плоскости — это опыт по определению наклона фронта приходящей волны (см. рис. 6,*а*). В другом опыте исследуется угловое

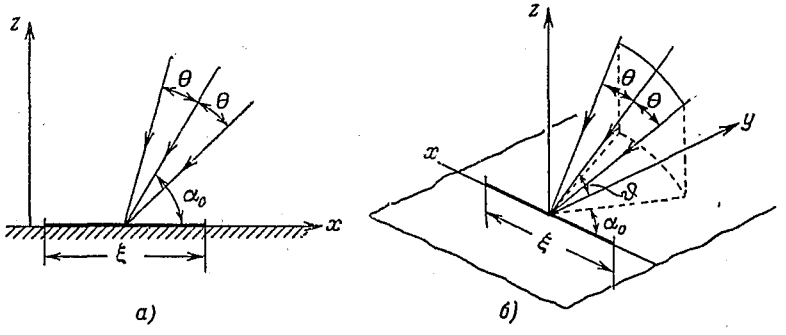

Рис. 6. *а* — Схема опыта по определению разброса углов θ_0 в вертикальной плоскости, когда измеряется наклон фронта волны; *б* — схема пеленгационного опыта, когда определяется разброс углов θ_0 в наклонной или горизонтальной плоскостях.

распределение пучка волн в плоскости наклонной или горизонтальной (если угол возвышения ϑ приближается к нулю), содержащей направление фронта каждой волны и перпендикулярной к вертикальной плоскости. В этом случае разнесённые антенны располагаются так, что линия, их соединяющая, перпендикулярна к вертикальной плоскости (см. рис. 6, *б*). Это опыт пеленгационный — по определению разброса азимута приходящей волны. В обоих опытах можно измерять не только амплитуду сигнала в разнесённых точках, но и разность фаз принимаемых в них колебаний.

Для заданного углового распределения $W(s)$, где $s = \sin\alpha$, доказывается в [16] теорема, что для рэлеевского распределения амплитуд с большой степенью точности имеем:

$$\rho_R(\xi) = \frac{\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} W(s)\, e^{i2\pi \cdot s\frac{\xi}{\lambda}}\, ds\right\}^2}{\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} W(s)\, ds\right\}^2}. \qquad (41)$$

Использование этой теоремы позволяет более детально проанализировать результаты измерений и вычислить ряд параметров, характеризующих структуру ионосферы. В этом параграфе будет рассмотрена лишь одна такая возможность, другие возможности будут проанализированы в § 4, б), г).

Предположим, что пучок лучей имеет узкое симметричное распределение относительно некоторого среднего направления α_0, т. е. что

$$\alpha = \alpha_0 + \theta \tag{42}$$

и

$$W(\theta) = W(-\theta), \tag{43}$$

где θ — малая величина ($\sin\theta \sim \theta$), а угол $\alpha_0 \sim \frac{\pi}{2}$ — в опыте по определению наклона фронта волны при вертикальном отражении от ионосферы и в опыте пленгационном, когда разнесённые антенны устанавливаются перпендикулярно направлению прихода волны в точку наблюдения. Этот случай, повидимому, должен осуществляться, когда размеры рассеивающих центров достаточно велики по сравнению с длиной волны. Приводимые ниже данные измерений показывают, что это предположение обычно соответствует реальным условиям.

Использование (42) и (43) приводит уравнение (41) к более простому виду, а именно, получается[15], что

$$\rho_R(\xi) = \frac{\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} W(\theta)\cdot e^{i2\pi\theta\sin\alpha_0\frac{\xi}{\lambda}}\, d\theta\right\}^2}{\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} W(\theta)\, d\theta\right\}^2}. \tag{44}$$

Полагая теперь, аналогично тому, как это было сделано выше в отношении энергетического частичного спектра, что угловое распределение пучка волн гауссово, т. е. что

$$W(\theta) = \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\,\theta_0} e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}}, \tag{45}$$

где

$$\theta^2 = \theta_0^2, \tag{46}$$

получаем из (44):

$$\rho_R(\xi) = e^{-\frac{4\pi^2\xi^2\theta_0^2\sin^2\alpha_0}{\lambda^2}}. \tag{47}$$

Сопоставление (47) с (39) позволяет, таким образом, определить из результатов измерений амплитуды сигналов значение θ_0, т. е. среднее квадратичное отклонение углов пучка волн от среднего направления или, иначе говоря, угловой разброс пучка рассеянных волн. Если $\rho_R(\xi) \sim 1$, что зависит от выбранного в опытах расстояния ξ, то получается простая формула, непосредственно определяющая θ_0, а именно

$$\theta_0 = \frac{\lambda \cdot \overline{|\Delta R|_\xi}}{4\sqrt{4-\pi} \cdot \xi \cdot \overline{R} \sin \alpha_0}, \tag{48}$$

где $\overline{|\Delta R|_\xi} = \overline{|R(x) - R(x+\xi)|}$.

Аналогичные расчёты можно провести и в случае, когда измеряется разность фаз ψ-колебаний, принимаемых в двух разнесённых точках. Для этого случая получается[15], что

$$\overline{|\psi|} = \arccos \sqrt{\rho_R(\xi)}, \tag{49}$$

или, при использовании (47) и когда $\rho_R(\xi) \sim 1$,

$$(\overline{|\psi|})^2 \sim 2\left(1 - \sqrt{\rho_R(\xi)}\right) \tag{50}$$

и

$$\theta_0 = \frac{\lambda \cdot \overline{|\psi|}}{2\pi \cdot \xi \cdot \sin \alpha_0}. \tag{51}$$

Следует указать, что при проведении опытов пеленгационного типа, когда θ_0 определяется в наклонной плоскости (см. выше), значение разброса углов в горизонтальной плоскости, как нетрудно сообразить, равно

$$\theta_{0,\,\text{г}} \cong \frac{\theta_0}{\cos \vartheta}, \tag{52}$$

где ϑ — угол возвышения наклонной плоскости.

Методом, описанным здесь, обрабатывались результаты немногочисленных опытов, проводившихся в диапазоне $(4 \div 7)$ *Мгц*, когда наблюдались отражения от слоёв F и $E_{\text{спор}}$[15]. Измерялись углы прихода в вертикальной плоскости, когда отражение было почти вертикальным. Получены значения

$$\theta_0 \sim (0{,}5 \div 3)^\circ. \tag{53}$$

В другой работе[17] проводились более систематические наблюдения на фиксированных частотах в 2,4 и 4,8 *Мгц*. Обработаны отдельно результаты измерений при отражении от разных слоёв. В основу метода обработки экспериментальных результатов положены формулы (40) и (41), однако для $W(s)$ принято значение $\cos^n \theta$, а не формула (45). Некоторый пересчёт данных, имеющихся в этой работе, показывает, что аналогичные значения по порядку величины получаются, если пользоваться формулой (45) и вытекающей

из неё формулой (48). Результаты этих опытов изображены на рис. 7, на котором приведены кривые распределения измеренных значений θ_0 для разных случаев. Из этих данных видно, что наиболее часто встречавшееся значение θ_0 при отражениях от слоёв E и F на частоте 2,4 *Мгц* равно

$$\theta_0 \cong 5^\circ, \qquad (54)$$

а на частоте 4,8 *Мгц* при отражении от слоя F

$$\theta_0 \cong 2{,}5^\circ. \qquad (55)$$

Опубликовано, как мы видим, ещё мало результатов измерения θ_0, однако они позволяют уже делать некоторые заключения, которые указываются ниже.

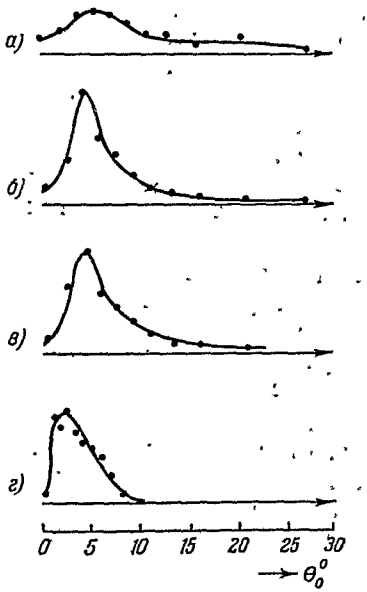

Рис. 7. Распределение результатов измерения разброса угла θ_0 на частоте 2,4 *Мгц* при отражении: *а* — от слоя $E_{спор}$ ночью, *б* — от слоя E днём, *в* — от слоя F ночью и *г* — на частоте 4,8 *Мгц* при отражении от слоя F днём и ночью.

§ 4. СТРУКТУРА ОТРАЖАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ «ПОЛНОСТЬЮ НЕВОЗМУЩЁННОЙ» ИОНОСФЕРЫ

Выше уже указывалось, что для того чтобы можно было делать правильные выводы из результатов измерений, необходимо исследовать отражённые от ионосферы единичные сигналы, т. е. одну магнито-расщеплённую компоненту волны. Однако это условие ещё недостаточно. Очень часто такой единичный сигнал на самом деле представляет собой группу наползающих друг на друга сигналов. Иногда можно видеть, что эта группа содержит два-три, а в некоторых случаях ещё большее количество сигналов (см. ниже § 4, д)). Понятно, что такие явления даже в зачаточном состоянии, т. е. когда группа сигналов ещё мала—состоит всего из двух-трёх сигналов,— свидетельствуют о более сложной структуре отражающего слоя и о сложном перераспределении энергии падающей на ионосферу волны.

В рамках рассматриваемых здесь вопросов мы будем исходить из представления, что подобное усложнение структуры сигнала есть результат того, что состояние ионосферы становится «возмущённым». «Спокойной» или же «полностью невозмущённой» мы будем считать ионосферу в тех случаях, когда единичный отражённый сигнал совершенно не дробится, что обеспечивает правильную интерпретацию экспериментальных результатов на основе приведённых выше теоретических формул. Естественно,

что термин «спокойная» ионосфера достаточно условен хотя бы потому, что в ионосфере, как мы видели, непрерывно происходят движения рассеивающих центров, смена одних неоднородностей другими и тому подобные явления. Здесь мы будем в основном интересоваться структурой отражающей области спокойной ионосферы и, следовательно, теми выводами, которые можно сделать из анализа результатов наблюдений за единичным сигналом. Следует отметить, что методика регистрации отражённых сигналов, применённая в работах[4,5], в отличие от метода работы[6], не всегда гарантирует, что рассматриваемые результаты измерений соответствуют спокойной ионосфере в том смысле, как мы её определили выше.

Исходя из сказанного, будем в дальнейшем считать, что отражающая область это та часть ионосферы, которая в основном участвует в формировании единичного сигнала, получаемого в результате «отражения» от слоя, т. е. область, которая возвращает в точку наблюдения наибольшую часть энергии падающей на слой волны.

Рассмотрим, как можно определить размеры и исследовать внутреннюю структуру или, иначе говоря, тонкую структуру такой отражающей области, и какие можно делать выводы из соответствующего анализа экспериментальных данных, приведённых в цитированных выше работах.

а) Размеры отражающей области

Если отражающий слой гладкий, нешероховатый, то размер области, которая формирует вертикально отражённый сигнал, естественно равен радиусу первой зоны Френеля, т. е.

$$r_0 \sim \sqrt{\lambda z_0}, \tag{56}$$

а толщина этой области Δz_0 равна по порядку величины длине волны λ в ионосфере. При этом z_0 соответствует высоте, на которой коэффициент преломления n для данной длины волны удовлетворяет условию $n \sim 0$ и где происходит полное отражение волны. В этом случае отражённый сигнал не уширяется, если исключить из рассмотрения расплывание сигнала, вызываемое дисперсией ионосферы. Однако эти значения r_0 и Δz_0 наименьшие из возможных. В реальных условиях отражающая область шероховата. Поэтому в точке наблюдения «отражённый» сигнал формируется в результате суммирования многих «элементарных» волн, рассеиваемых неоднородностями, содержащимися в ней, которые могут исходить и от мест слоя лежащих за пределами первой зоны Френеля. Размеры этой области, в частности, зависят от отношения размеров этих неоднородностей к длине волны, которое определяет характер диаграммы направ-

ленности вторичного излучения рассеивающего центра. Естественно, что в этом случае «отражённый» единичный сигнал должен уширяться и значение его уширения можно использовать для оценки размеров отражающей области.

Действительно, допустим, что «ширина» падающего импульса равна τ_0, а ширина «отражённого» импульса равна τ', тогда толщина области, которая может вызывать это уширение сигнала, равна

$$\Delta z_0 = z_0 - z_н, \tag{57}$$

где z_0 есть верхняя её граница — высота, на которой коэффициент преломления волны $n=0$, а $z_н$ — нижняя её граница (рис. 8). Та-

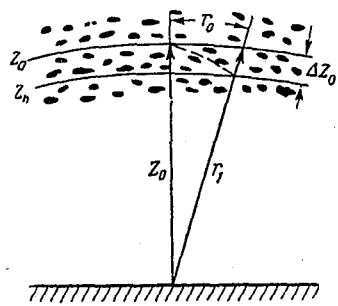

Рис. 8. Схема, иллюстрирующая способ расчёта толщины Δz_0 и радиуса r_0 отражающей области ионосферы.

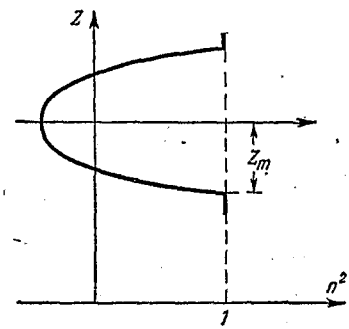

Рис. 9. Схема так называемого параболического слоя.

ким образом, z_0 и $z_н$ являются соответственно верхним и нижним пределами интеграла, определяющего время $\tau' - \tau_0$, а именно

$$\Delta\tau_0 = \tau' - \tau_0 = \int_{z_н}^{z_0} \frac{dz}{u(z, f)}, \tag{58}$$

где u — групповая скорость падающей волны, имеющей частоту f.

Проведём расчёт $\Delta z_0 = z_0 - z_н$ для слоя параболической формы, который, как известно, часто довольно хорошо аппроксимирует форму реальных слоёв ионосферы и для которого

$$n^2 = 1 - M^2 \left\{1 - \left(\frac{z_m - z}{z_m}\right)^2\right\}^2, \tag{59}$$

где

$$M = \frac{f_c}{f} \tag{60}$$

есть отношение критической частоты слоя f_c к рабочей частоте f а z_m — полутолщина слоя (рис. 9).

Подставляя в (58) известное соотношение*)

$$u = c \cdot n \tag{61}$$

и учитывая, что

$$z_0 = z_m \left(1 - \frac{\sqrt{M^2-1}}{M}\right), \tag{62}$$

(это следует из (59) для $n=0$), находим из (58)

$$\Delta\tau_0 = \frac{z_m}{cM} \ln \left\{ \frac{\frac{z_m - z_н}{z_m} + \sqrt{1 - M^2 + M\left(\frac{z_m - z_н}{z_m}\right)^2}}{\sqrt{M^2-1}} \right\} \tag{63}$$

и

$$\Delta z_0 = z_0 - z_н = z_m \left(1 - \frac{\sqrt{M^2-1}}{M} - \frac{1-(M-K)^2}{2KM}\right), \tag{64}$$

где

$$K = \exp\left[\frac{(c\Delta\tau_0)M}{z_m} + \ln\sqrt{M^2-1}\right]. \tag{65}$$

Так как значение $\Delta z_0 \ll z_0$, то можно приближённо принять, что

$$r_0 \cong \sqrt{r_1^2 - z_0^2} \cong \sqrt{(z_0 + \Delta z_0)^2 - z_0^2} \cong \sqrt{2 z_0 \Delta z_0} \tag{66}$$

(см. рис. 8). Эта формула даёт, естественно, правильные по порядку величины значения r_0, если $r_0 \ll z_0$.

Из формул (64) и (65) видно, что радиус r_0 отражающей области зависит от z_m, f_c и $\Delta\tau_0$.

Анализ результатов ряда измерений показывает, что в условиях спокойной ионосферы значение

$$c\Delta\tau_0 \lessapprox 0{,}2 \cdot c\tau_0, \tag{67}$$

т. е. что сигнал не уширяется больше чем на 20%. Так как ширина излучаемого импульса в измерениях, описанных выше[6], была порядка $70 \cdot 10^{-6}$ сек., то $c\Delta\tau_0 \sim 4$ *км*.

Таблица I

Значения радиуса r_0 отражающей области ионосферы (в *км*) для различных M

M	1,05	1,1	1,2	1,5
Слой E	5,2	6,3	8,0	11
Слой F	2,7	3,1	4,3	5,7

В таблице I приводятся результаты вычисления r_0 с помощью формул (66) и (64) для слоя E ($z_m = 20$ *км*) и слоя F ($z_m = 200$ *км*) для $c\Delta\tau_0 = 4$ *км*.

Из таблицы видно, что с приближением к максимуму слоя (M уменьшается) r_0 уменьшается. Кроме того, вследствие малой полутолщины слоя E получается, что значения r_0 больше для слоя E, чем для слоя F

*) Мы пренебрегаем здесь влиянием магнитного поля Земли.

(в расчётах было принято, что высота начала слоя E равна 110 *км* и слоя F равна 250 *км*). Обратный результат получается при расчёте радиуса зоны Френеля с помощью формулы (56).

Естественно, что приведённый расчёт значений r_0 носит приближённый характер и становится совершенно неправильным, когда $c\Delta\tau_0$ уменьшается, так как при этом $\Delta z_0 \to 0$ и $r_0 \to 0$. Очевидно, что сделанные оценки верны лишь тогда, когда значения r_0 больше или порядка радиуса первой зоны Френеля.

Посмотрим теперь, какие значения r_0 получаются из результатов измерения значений углового разброса θ_0, приведённых выше. Из этих данных видно, что в одном из опытов получались значения $\theta_0 \sim (0{,}5 \div 3)^\circ$ (см. (53)), откуда следует, что r_0 изменялось в этих условиях для разных слоёв в пределах

$$r_0 \cong z_0\theta_0 \sim (1 \div 10)\ км. \tag{68}$$

В других опытах получилось (см. (54), (55)), что наиболее часто встречавшиеся значения θ_0, соответственно для слоёв E и F, равны 5° и 2,5°, т. е.

$$r_0 \cong (8 \div 12)\ км. \tag{69}$$

Таким образом из этих данных, весьма ещё предварительных, видно, что по порядку величины они в общем совпадают с рассчитанными в таблице I значениями r_0.

б) Размеры рассеивающих нерегулярностей и тонкая структура ионосферы

Из предыдущего следует, что в условиях невозмущённой ионосферы радиус отражающей области ионосферы, повидимому, имеет среднее значение

$$r_0 \sim 5 - 6\ км. \tag{70}$$

Однако мы видели, что изменение амплитуды отражённого от ионосферы сигнала свидетельствует о том, что в пределах одной такой области происходят хаотичные движения рассеивающих центров, т. е. что отражающая область имеет тонкую структуру и, повидимому, состоит из неоднородностей, размеры которых значительно меньше r_0. Посмотрим, какие можно в настоящее время сделать заключения о средних или наиболее вероятных размерах этих неоднородностей.

Уже сам тот факт, что поведение поля отражающей волны имеет статистический характер и хорошо описывается уравнением (1), указывает на то, что отражающая область содержит достаточно большое количество рассеивающих центров, а именно такое, которое обеспечивает выполнение закона больших чисел. Допустив

поэтому, что рассеивающие центры не взаимодействуют между собой, можно предположить, что отражающая область должна по крайней мере состоять из 200—300 чередующихся сгущений и разрежений плотности ионизации. Исходя из этого, получаем согласно (70), что радиус рассеивающей неоднородности может иметь значение

$$\xi_0 \sim (300-400)\ м. \tag{71}$$

Эта оценка, конечно, грубо качественная, однако, как мы увидим, значение (71) довольно хорошо совпадает с более точными определениями ξ_0. Рассмотрим эти данные.

Выше приводилась формула (47) для коэффициента корреляции $\rho_R(\xi)$ амплитуды сигналов, принимаемых в двух разнесённых точках, расположенных на земной поверхности. Можно использовать это выражение для расчёта значения ξ_0, основываясь на следующих рассуждениях.

Диффракционную картину, наблюдаемую у земной поверхности, можно рассматривать как результат диффракции от шероховатого экрана, на который падает пучок параллельных лучей, т. е. как диффракцию типа Френеля. Такие условия имеют место в действительности, поскольку расстояние z_0 до диффрагирующего экрана (слоя ионосферы) составляют много длин волн (несколько сот и больше) и линейные размеры отражающей области r_0 также много меньше z_0. Для этого случая доказывается[16], что если линейные размеры неоднородностей больше длины волны, то коэффициент корреляции имеет одинаковые значения как в непосредственной близости от диффрагирующего экрана и на нём самом, так и в плоскости, удалённой от экрана на любое расстояние. Для случая же, когда размеры неоднородностей меньше длины волны, т. е. когда излучение диффрагирующего экрана изотропное, эта теорема верна, лишь начиная с расстояний, удалённых от экрана на несколько длин волн. В рассматриваемом здесь случае удовлетворяется условие $2\xi_0 \gg \lambda$, поэтому с большой степенью точности можно считать, что измеренный у земной поверхности коэффициент корреляции равен коэффициенту корреляции на отражающей области ионосферы.

Примем теперь, что размер неоднородности соответствует такому расстоянию $\xi = \xi_0$, на котором

$$\rho_R(\xi_0) \cong e^{-1}. \tag{72}$$

В работе[17] ξ_0 определяется как расстояние, на котором $\rho_R(\xi_0) \cong 0{,}5$. Воспользовавшись формулой (47), получаем, таким образом, что

$$\xi_0 \cong \frac{\lambda}{2 \cdot \theta_0 \sin \alpha_0}. \tag{73}$$

Теперь, подставляя в (73) значения θ_0, приводимые выше (см. (53)), имеем:

$$\xi_0 \cong (200 \div 1000)\ м. \tag{74}$$

Использование же результатов измерений работы [17] (см. (54) и (55)) приводит к значению

$$\xi_0 \cong 380\ м. \tag{75}$$

В работе [17], как уже указывалось, ξ_0 определялось как расстояние, на котором $\rho_R(\xi) \sim 0{,}5$, поэтому рассчитанные в ней значения ξ_0 меньше значения (75). На рис. 10 приведены кривые распределения результатов определения линейных размеров ξ_0 неоднородностей, полученных в этой работе. Из рисунка видно, что наиболее часто встречающееся значение ξ_0 порядка 200 *м*.

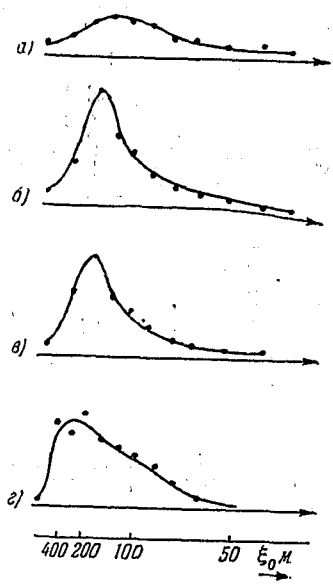

Рис. 10. Распределение результатов измерения линейных размеров неоднородностей ξ_0 на частоте 2,4 *Мгц* при отражении:

а — от слоя $E_{спор}$ ночью, *б* — от слоя *E* днём, *в* — от слоя *F* ночью и *г* — на частоте 4,8 *Мгц* при отражении от слоя *F* днём и ночью.

в) Время жизни «неоднородностей» в ионосфере

Ранее уже предполагалось, что внутри отражающей области ионосферы должна непрерывно происходить смена одних неоднородностей другими, и что время, за которое рассасываются неоднородности малого размера, значительно меньше продолжительности опыта. Рассчитаем теперь, какие следует ожидать времена жизни неоднородностей в разных слоях ионосферы. Для проведения этого расчёта примем, что в начальный момент $t_0 = 0$ неоднородность имеет сферическую форму радиуса R_0 и электронная концентрация её равна kN_0, где $k > 1$ и N — электронная концентрация окружающей среды. Легко показать, что наиболее быстрым процессом, приводящим к рассасыванию этой неоднородности, будет диффузия, поэтому для расчёта времени жизни сферической неоднородности можно воспользоваться решением диффузионного уравнения

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 N(R, t), \tag{76}$$

которое имеет вид

$$N(R,\ t)=\frac{1}{R\sqrt{\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}N(R+2\eta\sqrt{Dt})\cdot(R+2\eta\sqrt{Dt})\,e^{-\eta^2}d\eta, \qquad (77)$$

где D — коэффициент диффузии, R — расстояние от центра шара и η — переменная интегрирования.

Так как нами принято, что в начальный момент $t_0=0$

$$\left.\begin{aligned} &N(R,\ 0)=N_0 \quad \text{при} \quad R\geqslant R_0 \\ \text{и}\quad &N(R,\ 0)=kN_0 \quad \text{при} \quad R\leqslant R_0 \end{aligned}\right\}, \qquad (78)$$

то из (77) получаем:

$$N(R,\ t)=\frac{N_0}{R\sqrt{\pi}}\left\{\int\limits_{-\infty}^{\frac{R_0+R}{2\sqrt{Dt}}}(R+2\eta\sqrt{Dt})\,e^{-\eta^2}d\eta+\right.$$

$$\left.+k\int\limits_{-\frac{R_0+R}{2\sqrt{Dt}}}^{\frac{-R}{2\sqrt{Dt}}}(R+2\eta\sqrt{Dt})\,e^{-\eta^2}d\eta+\int\limits_{\frac{R_0-R}{2\sqrt{Dt}}}^{\infty}(R+2\eta\sqrt{Dt})\,e^{-\eta^2}d\eta\right\} \qquad (79)$$

или

$$N(R,\ t)=\frac{1}{2}\left\{2+(k-1)\left[\psi\left(\frac{R_0-R}{2\sqrt{Dt}}\right)+\psi\left(\frac{R_0+R}{2\sqrt{Dt}}\right)\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{\sqrt{Dt}}{r\sqrt{\pi}}(k-1)\left\{e^{-\frac{(R_0-R)^2}{4Dt}}-e^{-\frac{(R_0+R)^2}{4Dt}}\right\}\right., \qquad (80)$$

где

$$\psi(a)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^a e^{-\eta}\,d\eta. \qquad (81)$$

В центре шара, т. е. в точке $R=0$

$$\frac{N(0;t)}{N_0}=1+(k-1)\left[\psi\left(\frac{R_0}{2\sqrt{Dt}}\right)-\frac{R_0}{\sqrt{\pi Dt}}\,e^{-\frac{R_0^2}{4Dt}}\right]. \qquad (82)$$

Для выполнения численных расчётов по формуле (82) необходимо знать значение коэффициента диффузии в ионосфере, точнее значение амбиполярного коэффициента диффузии, зависящего от

подвижности в ней электронов и ионов. Вопрос о диффузии в ионосфере в настоящее время ещё недостаточно исследован, так что точные значения D неизвестны. Поэтому соответствующие оценки делаются нами для наименьших из возможных значений D_i для ионов, что заведомо даёт несколько завышенные значения времени рассасывания неоднородности. Используя газокинетическую формулу

$$D_i \cong \frac{1}{3}\bar{v}\Lambda \tag{83}$$

и подставляя в неё значение длины свободного пробега

$$\Lambda = \frac{\bar{v}}{\nu_i} \tag{84}$$

и значения ν_i — числа соударений ионов с нейтральными частицами

$$\nu_i^{(n)} \cong \frac{4\pi\sqrt{2}}{3} a_0^2 n\bar{v} \tag{85}$$

и средней скорости ионов

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_i}} \cong 6{,}2\cdot 10^5 \sqrt{T\frac{m}{m_i}}, \tag{86}$$

где эффективный поперечник воздуха $\pi a_0^2 \cong 4{,}3\cdot 10^{-16}$ *см*², T — температура ионосферы, n — плотность нейтральных частиц, а m и m_i — соответственно массы электрона и иона, в итоге имеем, что

$$D_i \cong \frac{3{,}8\cdot 10^{30}}{n}\sqrt{T\frac{m}{m_i}}\ \frac{см^2}{сек}. \tag{87}$$

При подстановке в (87) значений T, n и m_i, рекомендуемых в литературе, получаются значения D_i, приводимые в таблице II.

Таблица II

Значения коэффициента диффузии D_i различных слоёв ионосферы

Высота Z в *км*	T °К	n 1/*см*³	m/m_i	D_i *см*²/*сек*
110 (E)	300	$8\cdot 10^{12}$	$1{,}7\cdot 10^{-5}$	$3{,}6\cdot 10^{6}$
250 (F)	1000	$5\cdot 10^{10}$	$3{,}4\cdot 10^{-5}$	$7{,}8\cdot 10^{8}$

По этим значениям D_i рассчитаны по формуле (82) таблицы функции $\frac{N(0,t)}{N_0}$, показывающей, как изменяется во времени степень ионизации в центре шара. Соответствующие результаты

относящиеся к слоям E и F, приводятся на рис. 11 и 12. На рисунках по оси ординат отложен коэффициент, показывающий, какой величины достигает превышение ионизации шара над ионизацией N_0

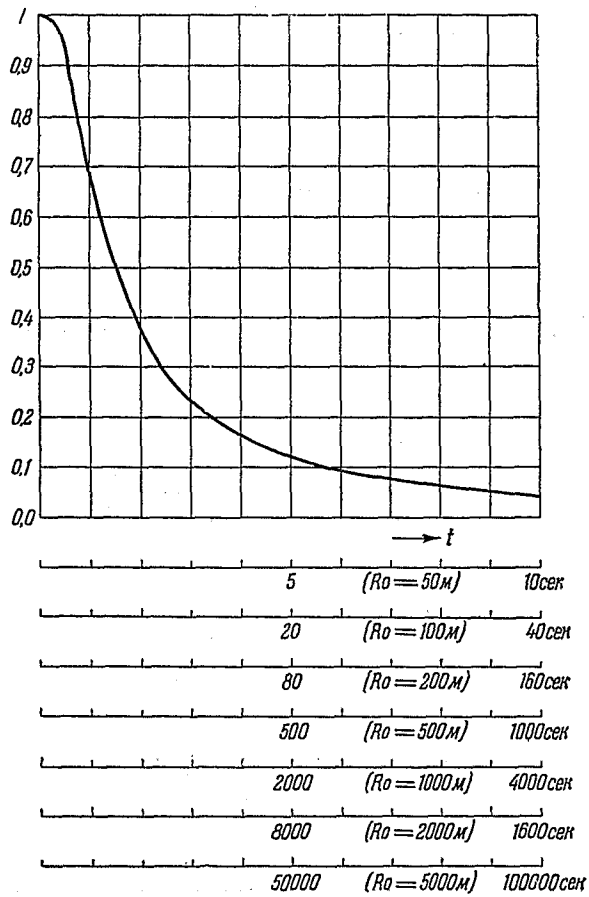

Рис. 11. Результаты расчёта для слоя E зависимости значения степени ионизации в центре шара от времени. По оси ординат отложено значение γ, соответствующее тому что начальное значение превышения ионизации шара над окружающей средой $(k-1)N_0$ стало в момент t равным $\gamma(k-1)N_0$. Время t дано для разных значений радиуса шара R_0.

окружающей среды (равное в начальный момент $(k-1)N)_0$, через время t, отложенное по оси абсцисс, в разных масштабах, соответствующих разным значениям R_0 в метрах.

Из рисунков видно, что даже в центре шара степень ионизации уменьшается в слое E в 3—4 раза за (40÷50) сек., если $R_0 \sim 200$ *м*, и в (4÷5) мин., если $R_0 \sim 500$ *м*. В слое же F

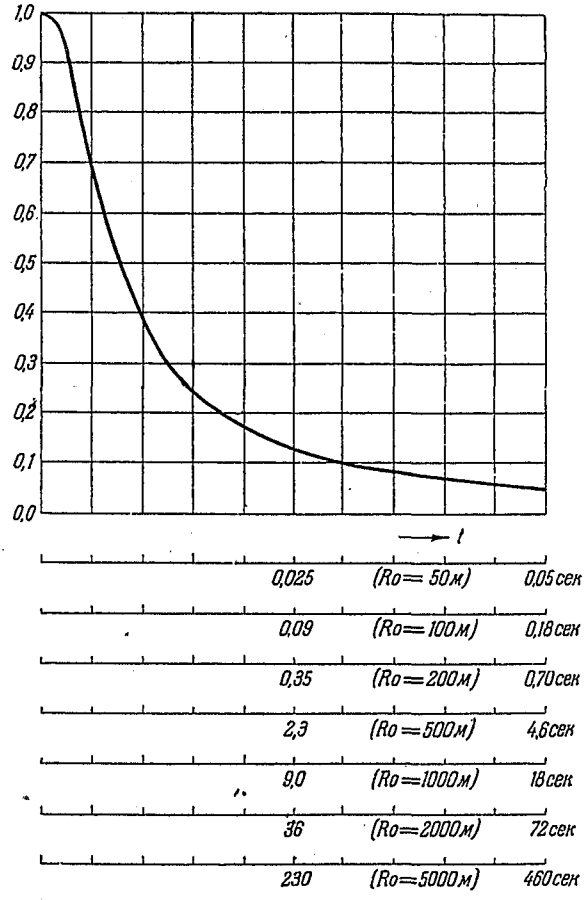

Рис. 12. Результаты расчёта для слоя F зависимости значения степени ионизации в центре шара от времени (см. пояснения в подписи к рис. 11).

соответствующие времена равны $\sim 0{,}2$ сек. и (1÷1,5) сек. Естественно, что периферийная часть шара будет рассасываться ещё быстрее*). Таким образом, за время опыта, длящегося 10—20 минут,

*) Напоминаем здесь, что эти оценки сделаны для ионов, так что электронная концентрация будет уменьшаться ещё быстрее.

в отражающей области должны возникать новые рассеивающие центры — одни должны сменяться другими. Особенно быстрым должен быть этот процесс в слое F. Что же касается неоднородностей радиуса $R_0 \sim 5000$ *м*, соответствующего размерам всей отражающей области в целом, то степень её ионизации может уменьшиться в 3—4 раза в слое E через 40÷50 минут, а в слое F через 2—3 минуты, и, таким образом, если слой ионосферы имеет неоднородности такого размера, то изменчивость поля у земной поверхности с известным приближением можно в некоторых случаях рассматривать как результат дрейфа шероховатого, мало изменяющегося во времени отражающего экрана.

г) Случай абсолютной шероховатости отражающей области

Рассмотрим также случай, когда отражающая область ионосферы абсолютно шероховата, т. е. состоит из неоднородностей, линейные размеры которых меньше длины волны. Такие условия могут, повидимому, осуществляться на длинных волнах. Кроме того, известны редкие случаи, когда и на коротких волнах наблюдаются явления, свидетельствующие о том, что размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной волны.

Абсолютно шероховатая поверхность, как известно, рассеивает изотропно — по закону Ламберта, т. е. значение энергии $W(s)$, принимаемое в заданном створе угла $d\alpha$, не зависит от α, а пропорционально лишь значению $d\alpha$, так что

$$W(\alpha) = \text{const}. \tag{88}$$

Поэтому в формуле (41) можно вынести функцию $W(s)$ за знак интегралов. Кроме того, так как $|s| > 1$ не имеет реального смысла (математически это означает, что эти значения s мнимые и они дают затухающие волны), то в (41) можно заменить пределы интегрирования $\pm\infty$ на ± 1, и в результате получается, что

$$\rho_R(\xi) = \frac{\left\{W(s)\int\limits_{-1}^{+1} e^{\frac{i2\pi s\xi}{\lambda}} ds\right\}^2}{\left\{W(s)\int\limits_{-1}^{+1} ds\right\}^2} = \left(\frac{\sin\frac{2\pi\xi}{\lambda}}{\frac{2\pi\xi}{\lambda}}\right)^2. \tag{89}$$

Из (89) видно, что коэффициент корреляции $\rho_R(\xi)$ обращается первый раз в нуль уже на расстоянии $\xi = \frac{\lambda}{2}$; так как размеры неоднородностей $\xi_0 \ll \lambda$.

Формула (89) позволяет проверить по полученным экспериментальным данным, абсолютно ли шероховата отражающая область, и оценить размеры ξ_0 рассеивающих неоднородностей.

Если абсолютно шероховатая область не изменяет своей формы и двигается в горизонтальном направлении с постоянной скоростью $v_д$ и при этом измеряются изменения амплитуды $R(t)$ единичного отражённого сигнала, то можно определить из результатов измерений $R(t)$ в одной точке скорость $v_д$ дрейфа ионосферы.

Действительно, в этом случае мы имеем, что допплеровское смещение составляющей поля, получаемой от какой-нибудь шероховатости, излучающей в точку наблюдения под углом α, равно

$$f - f_0 = \frac{2 v_д \sin \alpha}{\lambda}. \tag{90}$$

Поэтому плотность энергии пучка волн равна

$$W(s) = W(f) = W\left\{\frac{\lambda (f - f_0)}{2 v_д}\right\}. \tag{91}$$

Учитывая, что $W(f) = W(s) = \text{const}$, получаем из (35)

$$\rho_R(\tau) = \left\{\frac{\sin \frac{2 \pi v_д \tau}{\lambda}}{\frac{2 \pi v_д \tau}{\lambda}}\right\}^3, \tag{92}$$

т. е. формулу, аналогичную (89), в которой ξ заменяется на $v_д \tau$. Сравнение (92) со значениями $\rho_R(\tau)$, вычисляемым и с помощью (32) из экспериментальных данных, позволяет найти значение скорости дрейфа $v_д$. Следует указать, что можно также оценить в этом случае линейные размеры неоднородностей. Определяя интервал времени τ_0, для которого $\rho_R(\tau_0)$ имеет малые значения (скажем, как и раньше, равен e^{-1}) получаем

$$\xi_0 \cong v_д \tau_0. \tag{93}$$

д) Возмущённое состояние отражающей области и некоторые его признаки

Выше уже анализировалось понятие спокойная или невозмущённая ионосфера. Указывалось, что это соответствует случаю, когда наблюдаются единичные отражённые сигналы типа, изображённого, например, на рис. 13, на котором необыкновенный и обыкновенный сигналы представляют собой, каждый, цельный нераздроблённый сигнал. Однако довольно часто вместо такой простой пары сигналов принимаются одна или две группы сигналов. Один такой случай изображён на рис. 14, на котором необыкновенный сигнал,

как видно из рисунка, повидимому, состоял в момент съёмки из трёх наползавших друг на друга компонент, а обыкновенный из большого числа сигналов, взаимное расстояние между которыми достигало более ста километров. Ещё более широкая группа сигналов видна на рис. 15, на котором необыкновенный и обыкновенный «сигналы» представляли собой единую группу сигналов, которые заполняли интервал высот более чем в 300 *км*. Если производить киносъёмку такой группы, то можно установить, что она не остаётся стабильной, а что в пределах данной группы непрерывно изменяется распределение амплитуд сигналов уже через долю секунды. Это видно, например, из рис. 16, на котором снята последовательно (через $^1/_6$ сек.) динамика одной группы, «заполнявшей» область высот порядка 100 *км*.

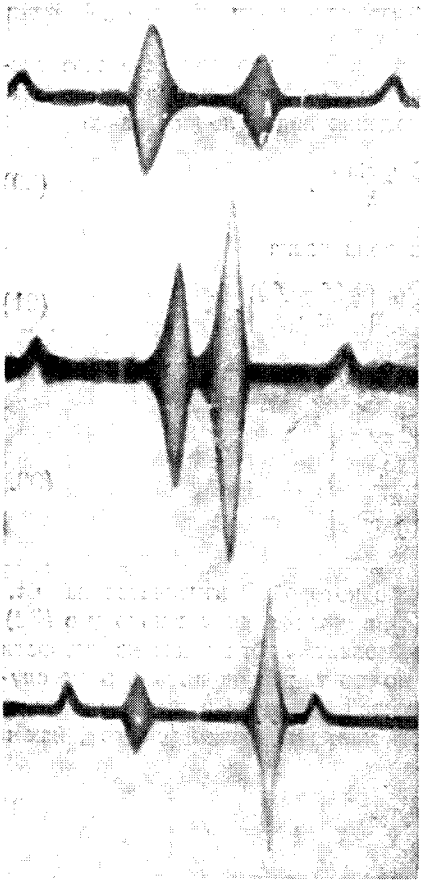

Рис. 13. Фотоосциллограммы дублетов сигналов, отражённых от ионосферы: (необыкновенный и обыкновенный сигналы). Линия времени растянута между метками на 100 *км*.

Из этих примеров видно, что в таких случаях нельзя уже говорить об одной отражающей области ионосферы, а приходится констатировать, что в эти периоды структура ионосферы обусловливает возможность прихода в точку приёма множества «отражённых» единичных сигналов, сформированных различными, можно сказать, «отражающими» областями. В тех случаях, когда группа широкая, можно заключить, что такие отдельные отражающие области удалены друг от друга на расстояния, намного превышающие размеры одной отражающей области ($r_0 \sim 5$ *км*). Однако наползание друг на друга разных сигналов в такой группе, что всегда наблюдается, свидетельствует о том, что отражающие области, их формирующие, находятся почти на одинаковых расстояниях от точки наблюдения. Это указывает,

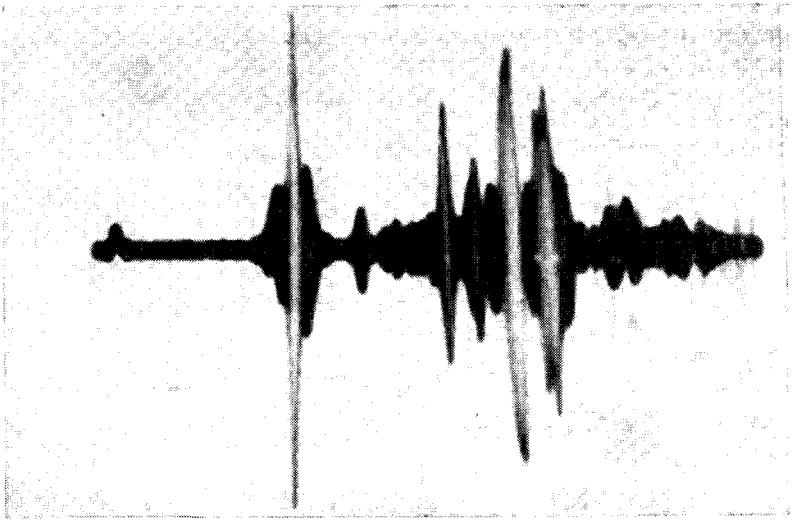

Рис. 14. Фотоосциллограмма двух групп сигналов, отражённых от ионосферы.

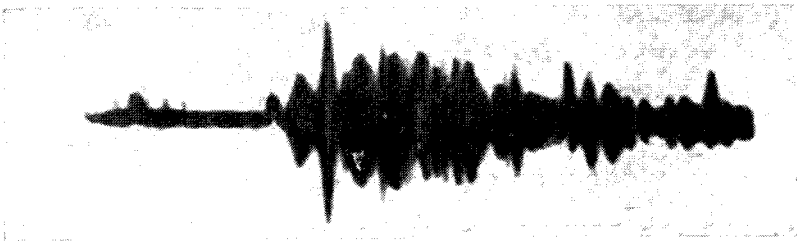

Рис. 15. Фотоосциллограмма группы наползающих друг на друга обыкновенных и необыкновенных сигналов.

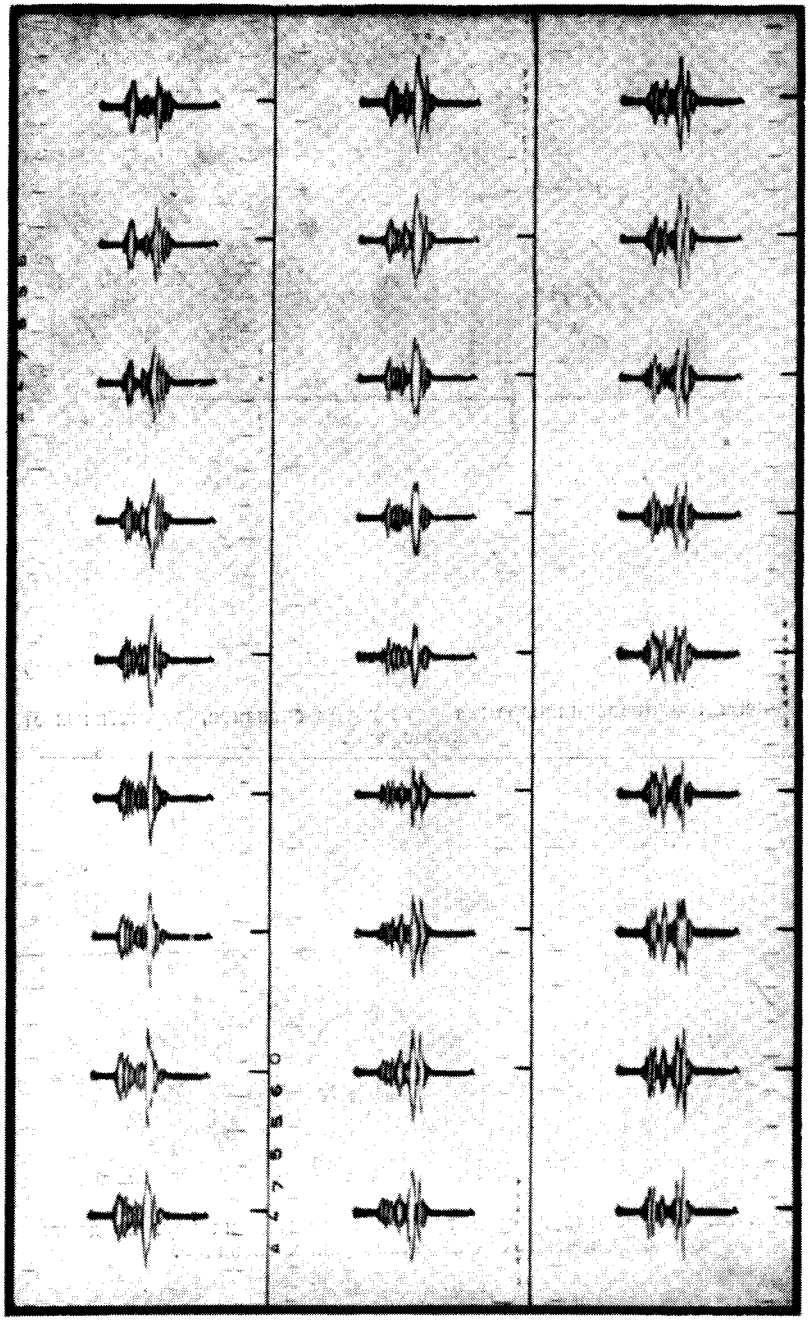

Рис. 16. Киносъёмка группы сигналов, занимавшей на осциллограмме ширину порядка 100 *км*. На рисунке приведены фотоотпечатки 27 последовательно снятых кадров со скоростью 6 кадров в секунду.

таким образом, на то, что слой состоит в этих случаях из неоднородностей большого размера (по крайней мере имеющих размеры $r_0 \sim (5 \div 10)$ *км*, необходимые для формирования одного сигнала), причём эти неоднородности, повидимому, изменяют довольно быстро как свою ориентацию, так и положение относительно точки наблюдения и при этом примыкают друг к другу. Можно поэтому сказать, что отражающая часть слоя представляет собой в таких случаях как бы сильно волнующуюся поверхность, причём длина пробегающих продольных волн (имея в виду периодичность изменения электронной концентрации слоя по горизонтали) соизмерима с $r_0 \sim (5 \div 10)$ *км*, а их глубина (имея в виду периодичность изменения электронной концентрации слоя по высоте) также имеет размеры такого же порядка. Такой процесс, изменяющийся во времени, приводит к тому, что в точке приёма одни «отражённые» сигналы сменяются быстро другими, формируемыми разными областями, движущимися над точкой наблюдения в разных направлениях.

Приведённые выше примеры можно рассматривать как признаки возмущённого состояния отражающей области ионосферы, причём они далеко ещё не исчерпывают всевозможных случаев, наблюдаемых в ряде опытов. Однако в литературе не имеется ещё достаточного количества результатов надёжных экспериментальных исследований, которые позволили бы систематизировать эти данные, получить более или менее подробное представление о характере возмущённости ионосферы или делать какие-нибудь обоснованные предположения о причинах, вызывающих эти явления. Вопрос о возмущённом состоянии ионосферы в настоящее время ещё не может быть изложен с необходимой полнотой и вообще выходит за рамки настоящей статьи. Приведённые же в этом параграфе данные имеют чисто иллюстративный характер. Они позволяют сравнить случаи спокойной и возмущённой ионосферы и увидеть, как они проявляются при исследованиях ионосферы, результаты которых рассматриваются в этой статье.

§ 5. ДРЕЙФ ОТРАЖАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ

а) Скорость дрейфа отражающей области неизменной «формы»

В ряде опытов было установлено, еще ранее чем были получены рассмотренные в §§ 2—4 данные, что в ионосфере наблюдаются горизонтальные движения — дрейфы. Наиболее употребительным методом определения вектора скорости $v_д$ этих движений являются измерения изменчивости амплитуды R отражённого единичного сигнала в нескольких (не менее трёх) разнесённых точках[5].

Если расстояние ξ между ними и составляющая скорости дрейфа v_ξ таковы, что за время $\tau \sim \frac{\xi}{v_\xi}$ не успевает существенно

измениться форма хотя бы части отражающей области ионосферы, то в разных точках должны в некоторые отрезки времени регистрироваться одинакового типа кривые $R(t)$, смещённые, однако, на время

$$\tau_\xi = \frac{\xi}{2 v_\xi}, \tag{94}$$

так как скорость перемещения диффракционной картины у земной поверхности вдвое больше скорости дрейфа отражающей области. Последнее связано с тем, что излучённая вверх волна дважды испытывает смещение частоты и связанное с ним изменение поля в точке приёма: когда она падает на двигающуюся шероховатость и когда отражается от неё. Более строго соотношение (94) вытекает из формулы, определяющей скорость дрейфа $v_д$, получаемой из коэффициента корреляции.

Если предположить, что отражающая область неизменной формы движется со скоростью $v_д$, то каждая составляющая поля, приходящая в точку наблюдения под углом θ и рассеянная какой-либо шероховатостью, имеет частоту

$$f = f_0 \pm \frac{2 v_\xi}{\lambda} \sin\theta \cong f_0 \pm \frac{2 v_\xi}{\lambda} \theta, \tag{95}$$

если $\sin\theta \sim \theta$. Поэтому энергетический спектр этого пучка волн равен для хаотичного распределения углов (см. (45))

$$W(f) = W(\theta) = \frac{W_0}{\frac{2 v_\xi \theta_0}{\lambda} \cdot \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\lambda^2 (f - f_0)^2}{8 v_\xi^2 \theta_0^2}}, \tag{96}$$

где

$$\theta_0^2 = \frac{\overline{(f - f_0)^2}}{4 v_\xi^2} \lambda^3. \tag{97}$$

Подставляя (96) в (35) получаем

$$\rho_R(\tau) = e^{-\frac{16 \pi^2 \tau^2 v_\xi^2 \theta_0^2}{\lambda^2}}, \tag{98}$$

откуда следует для $\rho_R \sim 1$, при использовании (32), формула, определяющая скорость v_ξ, а именно

$$v_\xi = \frac{\lambda \cdot \overline{|\Delta R|}_\tau}{8 \sqrt{4 - \pi} \cdot \tau \cdot \overline{R} \theta_0}. \tag{99}$$

Вычислить v_ξ из формулы (99), как мы видим, практически невозможно, так как неизвестно значение θ_0. Однако, если одновременно

проводятся наблюдения в двух разнесённых точках, то можно вычислить θ_0, равное (см. (48)) значению

$$\theta_0 = \frac{\lambda \overline{|\Delta R|_\xi}}{4\sqrt{4-\pi}\,\xi \overline{R}} \tag{100}$$

для $\alpha_0 \cong \frac{\pi}{2}$. Очевидно, что значения $\overline{R}$ в формулах (99) и (100) одинаковы. Кроме того, так как $\rho_R(\xi) \sim 1$, то и $\rho_R(\tau_\xi) \sim 1$. Следовательно, подставляя в (99) $\tau = \tau_\xi$ и учитывая, что $\overline{|\Delta R|_\xi} = \overline{|\Delta R|_{\tau_\xi}}$, получаем

$$v_\xi = \frac{\xi}{2\tau_\xi}. \tag{101}$$

Наблюдения в нескольких точках, расположенных в разных направлениях, позволяют, таким образом, определить значение вектора скорости $\mathbf{v}_д$ горизонтального дрейфа ионосферы. Конечно, более точный и полный анализ результатов таких измерений требует разработки такого метода обработки экспериментальных данных, который позволил бы определять из результатов измерений как значение $\mathbf{v}_д$ и среднюю квадратичную скорость хаотичных движений v_0, так и отношение энергии «зеркально» отражённой волны к энергии рассеиваемых сигналов — β^3 (см. § 2, а)) — и отношение энергии «зеркально» отражённой волны к энергии, рассеиваемой отражающей областью в целом вследствие её дрейфа $\beta_д^2$. Так как дрейф отражающей области даёт ещё одну составляющую поля и в выражении (1) описывающем поле в точке наблюдения появляется член

$$a_д \cos(\omega_д t - \phi_д), \tag{102}$$

то необходимо вычислить соответствующие формулы для случая, когда к правой части уравнения (1) прибавлено (102). Однако, как уже указывалось, такой строгий общий метод обработки результатов измерений ещё не разработан, поэтому приходится ограничиваться лишь результатами, получаемыми при расчёте $v_д$ из измерений сдвигов времени τ_ξ*).

б) Результаты измерений скорости дрейфа в ионосфере

В рамках рассматриваемых в этой статье вопросов данные о скорости горизонтальных движений представляют интерес, поскольку не выяснены причины, вызывающие статистический характер структуры ионосферы — хаотичную подвижность и непрерывную смену

*) Следует отметить, что предлагаемый в работе [18] метод определения $\mathbf{v}_д$ и v_0 качественный и не решает указанной выше задачи.

Таблица III

Результаты измерения скорости $v_д$ горизонтального дрейфа в ионосфере.

Слой	Пределы изменения $v_д$ в *м/сек*	Наиболее часто встречавшиеся или средние значения $v_д$ в *м/сек*	Преимущественное направление движения	Частота в *Мгц*	Период и место наблюдений
$E_{спор}$	—	40 (летом) 130 (зимой)	—	50—54	США и Канада
F	80 ÷ 134	—	Сев.-вост.	5,8	Вблизи Сиднея, с XI.1947 по V.1948 гг.
	—	120	—	—	Европа, 1942 ÷ 1943 гг.
E }	—	110		—	Канада
F }	—	330	—	—	»
F	—	265	—	—	Индия
$E_{спор}$, F }	20 ÷ 110	50	Сев.-запад	3—4	Англия
$E_{спор}$	35 ÷ 58	—	—	50	США (15 ÷ 16) V.1949 г.
E, F }	20 ÷ 200	90	Юго-запад Сев.-вост.	—	Германия (VIII ÷ X) 1942 г.
E и ниже	—	35	Сев.-сев.-вост.	—	Калифорния, лето 1949 г. (по метеорным следам)
F	83 ÷ 166	—	Сев.-вост Юго-вост.	—	Зимой, Летом } Индия (IV.1948 г.) ÷ (IV.1949 г.)
E	20 ÷ 240	70	Вост. (летом) Зап. (зимой)	2,4	Англия, (I.1949 г.) ÷ (VI.1951 г.)
E, F	20 ÷ 200	70	Вост. (днём, летом) Запад (ночью, летом) Юго-запад (зимой)	2,3	Вашингтон, 1949 г. ÷ 1951 г.

рассеивающих центров. Можно предполагать, что эти явления должны как-то регулироваться общими движениями — дрейфами ионосферы. Поэтому ниже приводятся опубликованные в литературе результаты измерений дрейфа в разных областях ионосферы.

Наиболее полные измерения $\mathbf{v}_д$ проводились в последнее время в работах [19] и [20]. На рис. 17 для иллюстрации приведена кривая распределения измеренных значений скоростей $v_д$ в слое E на частоте 2,4 *Мгц*, полученных за период времени порядка двух лет. Из рисунка видно, что наиболее часто встречавшееся значение скорости было порядка 70 *м/сек*. Направление вектора скорости, как

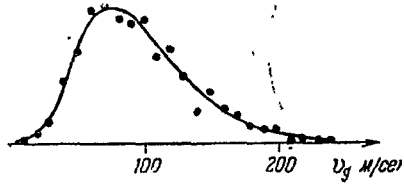

Рис. 17. Кривая распределения значений скоростей $v_д$ горизонтальных дрейфов, наблюдавшихся в слое E ионосферы на частоте 2,4 *Мгц* в 1949—1951 г. в Англии.

показывают эти опыты, изменялось в течение дня и от месяца к месяцу. Соответствующие полярные диаграммы, приводимые в этой работе, имеют очень сложный характер.

На рис. 18 показано несколько суточных среднемесячных полярных диаграмм изменения значения и направления вектора скорости. Цифры около кривых обозначают местное время.

Результаты опубликованных данных измерения $v_д$ сведены в таблицу III.

Из таблицы III видно, что наиболее часто встречающиеся скорости горизонтальных дрейфов изменяются в разных опытах в пределах

$$v_д \sim (35 \div 330)\ м/сек \tag{103}$$

и намного превышают значение v_0 хаотичных движений в отражающей области. Однако значения углового разброса θ_0 рассеивающих центров отражающей области изменялись в разных опытах в пределах $(0{,}5 \div 5)^\circ$, так что составляющая скорости $v_д$ в направлении на наблюдателя равна

$$v_д \sin \theta_0 \sim v_д\, \theta_0 \sim (0{,}3 \div 30)\ м/сек, \tag{104}$$

т. е. имеет значения, которые по порядку величины соизмеримы со значениями v_0 (см. § 2, б)).

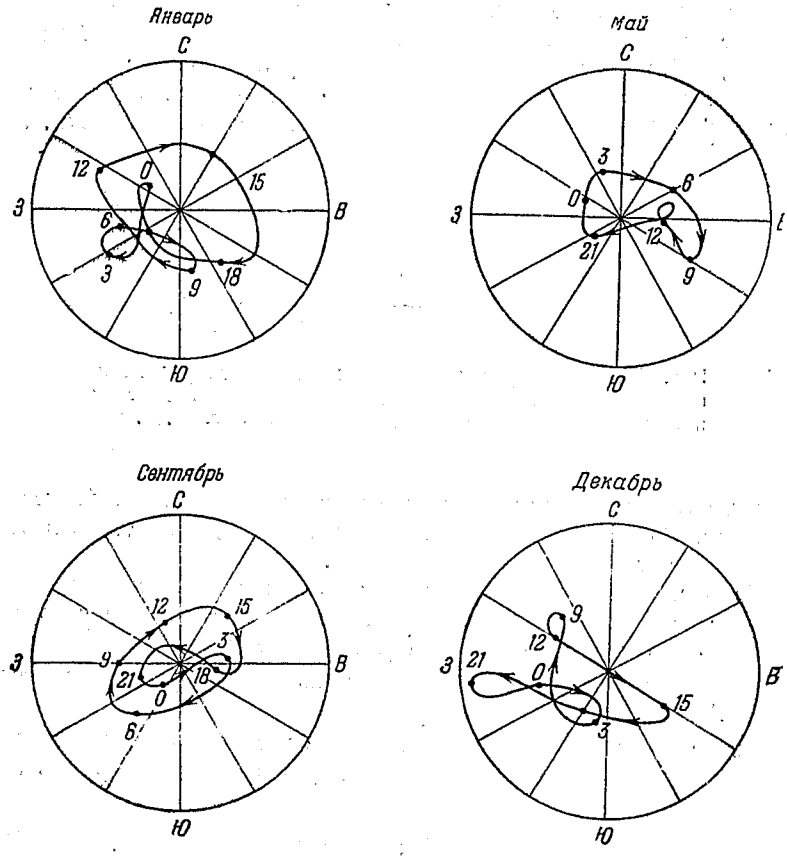

Рис. 18. Полярные диаграммы скорости $v_д$ горизонтальных дрейфов в слое E ионосферы, полученные на частоте 2,4 *Мгц* в 1950 г. в Англии.

§ 6. КРАТКОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в этой статье результаты ряда последних экспериментальных исследований ионосферы и их теоретической обработки показывают, что разные слои ионосферы в нормальном, спокойном, невозмущённом состоянии представляют собой подобие мутной среды. Характер её поведения таков, что электромагнитное поле отражённых от неё радиоволн, излученных с земной поверхности, а также проходящего через неё радиоизлучения космических источников[31], непостоянно, изменчиво во времени. Кривые, описывающие поведение амплитуды и фазы поля во времени, имеют сложный характер, изменяясь от точки к точке вдоль земной поверхности.

Последовательный анализ результатов опытов приводит к заключению, что в пределах одной зоны слоя (в частности, первой зоны Френеля), формирующей отражённый сигнал, имеется множество рассеивающих центров, находящихся в хаотичном движении. Если предполагать, что эти рассеивающие центры представляют собой подобие изолированных облаков, или каких-либо других областей сгущения электронной плоскости, то получается, что линейные их размеры порядка (400 ÷ 800) *м*, а линейные размеры всей зоны, отражающей радиосигнал, порядка (5 ÷ 10) *км*. Из-за быстрой диффузии такие облака должны рассасываться в несколько секунд в слое *F* и в одну-две минуты в слое *E*. Поэтому должна происходить непрерывно смена таких облаков, или, иначе говоря, должны возникать всё время новые области сгущения и разрежения электронной плотности. Можно показать, что имеет место хаотичное распределение скоростей движений этих облаков, причём получается, что средняя квадратичная скорость, в общем, порядка нескольких метров в секунду. Если же исходить из того, что тонкая структура ионосферы является результатом «пробегания» сгущений и разрежений плотности ионизации, то эти значения скорости соответствуют скорости распространения продольных волн, а приведённые выше размеры облаков можно рассматривать как длину этих волн. В реальных условиях картина ещё усложняется тем, что ионизованные области дрейфуют со скоростями, достигающими иногда 300—400 *м/сек* и более.

Таким образом, структура ионосферы имеет статистический характер, причём эта «статистичность» является одной из её основных природных особенностей, как, например, тепловое хаотичное движение молекул газа или жидкости является характерной физической особенностью этих сред. Естественно, что важно изучить и выяснить, каковы основные механизмы, способствующие такому поведению и структуре ионосферы. Однако до настоящего времени нет ещё никаких определённых данных по этому вопросу. В литературе рассматривались некоторые явления, которые могут способствовать образованию неоднородностей в ионосфере и появлению в ней

движений, в частности турбулентного типа. Так как эти явления ещё мало изучены с теоретической стороны и совершенно не доказано с количественной стороны, какую они играют роль в ионосфере, не своевременно анализировать их здесь подробно и приводить некоторые численные оценки, показывающие лишь, что при известных условиях (каких, ещё не известно) эти явления, повидимому, могут влиять на общее состояние ионосферы. Для ориентации читателя укажем лишь в заключение на некоторые рассматривавшиеся в последнее время механизмы подобного типа.

Указывалось, что причиной изменчивости состояния ионосферы могут быть плазменные колебания, возникающие в ней[14]. Так как частота плазменных колебаний, которые могут возникать вблизи области ионосферы, формирующей отражённую волну, близка к частоте падающей на нее волны, то воздействие образованных ими продольных волн может быть особенно чувствительным.

Далее теоретически рассматривался вопрос о влиянии так называемых магнитно-гидродинамических волн в ионосфере[32]. При анализе движений и динамики ионосферы основную роль могут играть низкочастотные волны этого типа, однако условия их возникновения и влияния на отражение радиоволн от ионосферы ещё неясны.

Недавно сделана оценка влияния звуковой энергии, генерируемой океанскими волнами на ионосферу[33]. Показано, что эта энергия достаточна для нагревания ионосферы в области, повидимому, слоя E и может приводить к ощутимому изменению плотности на этих высотах. Указывались и другие механизмы, как, например, влияние метеоров, влияние межзвёздного вещества, притягиваемого гравитационным полем Солнца[24, 25], и другие явления. Однако все эти рассмотрения имеют в настоящее время лишь спекулятивный характер. Возможно, что совокупность подобных механизмов определяет состояние ионосферы, поэтому потребуются тщательные эксперименты для доказательства влияния каждого из них.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Щукин, Вестник Электротехники, 1, 163—172 (1930).
2. А. Н. Щукин, Распространение радиоволн. Связьиздат, 1940.
3. B. Beckmann, Die Ausbreitung der Elektromagnetischen Wellen, 1948.
4. Mc. Nicol, Proc. Inst. El. Eng. Pt III, 517—524 (1949).
5. S. N. Mitra, Proc. Inst. El. Eng. Pt III, 95, 441—446, 505—507 (1949).
6. Я. Л. Альперт и А. А. Айнберг, ЖЭТФ, 21, 389—400 (1951).
7. М. В. Шулейкин, Курс радиотехники. Распространение электромагнитной энергии, ч. I, II, Первое русское радиобюро, 1923 (литографированное издание).
8. М. А. Бонч-Бруевич, Короткие волны, Связьтехиздат, 1932.
9. В. Д. Гусев, Известия АН СССР, Серия физическая, 11, 195—201 (1947).

10. T. A. Ratcliffe and J. L. Pawsey, Proc. Cambr. Phil. Soc., 29, 301 (1933).
11. J. L. Pawsey, Proc. Cambr. Phil. Soc., 31, 125 (1935).
12. Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, 1947.
13. J. A. Ratcliffe, Nature, 162, 9—11 (1948).
14. Я. Л. Альперт, УФН, 38, 309 (1949).
15. E. N. Bramley, Proc. Inst. El. Eng., Pt III 98, 19—25 (1951).
16. H. G. Booker, J. A. Ratcliffe and D. H. Shinn, Phil. Trans. Roy. Soc., 242, 579—609 (1950).
17. B. H. Briggs and G. J. Phillips, Proc. Phys. Soc., 63, 907—924 (1950).
18. B. H. Briggs, G. J. Phillips a. D. H. Shinn., Proc. Phys. Soc., 63, 106—121 (1950).
19. J. Krautkrämer, Archiv Elektr. Übertr., 4, (133) (1950).
20. G. J. Phillips, Journ. Atmos. Terr. Phys., 2, 141—154 (1952).
21. A. Hewish, Proc. Roy. Soc., 209, 81 (1951).
22. В. Л. Гинзбург, Журн. Эксп. Теор. Физ., 21, 788 (1951).
23. D. B. Daniels, Journ. Acous. Soc. of America, 24, № 1, 83 (1952).
24. M. Ryle and A. Hewish, Mon. Not Roy. Astr. Soc., 110, 380 (1950).
25. В. Л. Гинзбург, ДАН, 84, 245 (1952).