

И. М. ВИЛЕНСКИЙ,  
В. С. ЯМПОЛЬСКИЙ

*Распространение  
средних  
радиоволн  
в ионосфере*



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ  
Выпуск 576

И. М. ВИЛЕНСКИЙ, В. С. ЯМПОЛЬСКИЙ

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ СРЕДНИХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Ответственный редактор  
д-р физ.-мат. наук Ч. Ц. Цыдыпов



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
Новосибирск-1983

УДК 621.371

**Виленский И. М., Ямпольский В. С. Распространение средних радиоволн в ионосфере.**— Новосибирск: Наука, 1983.

В монографии рассматриваются результаты экспериментальных и теоретических исследований распространения средних радиоволн в ионосфере, проблемы наклонного зондирования ионосферы в СВ-диапазоне, применение средних радиоволн для диагностики нижней ионосферы. Показывается распространение мощных радиоволн, когда нелинейные эффекты в ионосфере начинают играть существенную роль (кросс-модуляция, самовоздействие и т. д.).

Книга предназначена для специалистов — радиофизиков, радиопромышленников, а также студентов вузов.

Ил. 55. Табл. 8. Библиогр. 142.

## **ПРЕДИСЛОВИЕ**

Изучение распространения радиоволн СВ-диапазона началось еще в 20-х годах. Однако до сих пор в отечественной литературе нет монографии, в которой ионосферное распространение средних радиоволн было бы отражено в должной мере. Предлагаемая читателям книга представляет собой попытку хотя бы частично восполнить этот пробел.

В монографии рассматриваются как вопросы линейного распространения средних радиоволн в ионосфере, так и нелинейные процессы, которые в СВ-диапазоне могут проявляться особенно ярко. Обсуждаются также некоторые вопросы использования средних радиоволн для диагностики параметров и динамики нижней ночной ионосферы.

Авторы искренне благодарят С. Н. Потина и А. А. Капельзона, принимавших участие в написании книги (§ 5.4 и 8.4 соответственно), а также сотрудников лаборатории ионосферных исследований Института геологии и геофизики СО АН СССР, физического факультета Омского государственного педагогического института и кафедры электродинамики Новосибирского электротехнического института связи, совместно с которыми была выполнена значительная часть экспериментальных исследований. Особенно признательны мы О. М. Грехову, Е. М. Кондрикову, В. Ф. Маренко, В. В. Плоткину и Л. Б. Штрапенину за полезные обсуждения ряда вопросов.

Авторы также благодарны д-ру техн. наук С. С. Шлюгеру (НИИРадио), по инициативе которого были начаты экспериментальные работы в СВ-диапазоне, и ответственному редактору книги д-ру физ.-мат. наук Ч. Ц. Цыдыпову.

*Авторы, 1980 г.*

## **ВВЕДЕНИЕ**

Радиоволны СВ-диапазона широко используются как для радиовещания, так и в различных видах радиосвязи. Сеть средневолнового радиовещания непрерывно расширяется, совершенствуется приемно-передающая аппаратура, увеличивается мощность передатчиков. Поэтому возникают нежелательные эффекты, связанные с взаимными помехами, различными нелинейными искажениями и т. п. Для борьбы с такими явлениями необходима разработка системы разумного распределения частот и выбора мощностей радиосредств рассматриваемого диапазона в международном масштабе. Естественно, это можно сделать лишь при наличии надежных сведений о распространении радиоволн.

Известно, что средние радиоволны распространяются двумя способами — дифракцией вдоль поверхности Земли (земные волны) и за счет отражения от ионосферы (ионосферные волны). Характер распространения земных волн СВ-диапазона довольно подробно освещен в литературе (см., например, [1]). Что же касается ионосферных волн, то известны лишь отдельные статьи и отчеты, часто мало доступные, иногда устаревшие, неполно и не всегда точно отражающие существо дела. Между тем влиянием ионосферных волн на величину и временные характеристики поля в месте приема пренебрегать нельзя.

Мы приведем некоторые результаты исследования ионосферного распространения радиоволн СВ-диапазона в линейном приближении и обсудим вопросы, связанные с влиянием нелинейных эффектов на распространение радиоволн в нижней ионосфере. Будут также даны некоторые сведения о динамике нижней ионосферы.

К сожалению, среди большого числа теоретических и экспериментальных работ, посвященных нижней ионосфере, крайне мало таких, которые могли бы быть использованы для построения однозначной модели ионосферного канала в СВ-диапазоне. Практически полностью отсутствуют сведения об ионосферном распространении радиоволн в высоких широтах, очень мало данных об экваториальных областях. Сказанное относится и к нелинейным эффектам. Поэтому предлагаемая читателю книга не может претендовать на выдачу готовых «рецептов» для расчета всех типов радиолиний. Однако некоторые рекомендации для среднеширотных трасс все же сделаны.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СРЕДНИХ РАДИОВОЛН (линейное приближение)

### § 1.1. НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Кратко осветим основные положения теории распространения радиоволн, необходимые для дальнейшего изложения (более подробно см., например, [2]).

В простейшем случае изотропной ионизированной плазмы ее диэлектрическая постоянная  $\epsilon$  и проводимость  $\sigma$  описываются формулами [2]

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2 + \nu^2)} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad \sigma = \frac{\omega_0^2 \nu}{4\pi(\omega^2 + \nu^2)}. \quad (1.1)$$

Здесь  $N$  — электронная плотность,  $\nu$  — эфффективное число столкновений электронов с тяжелыми частицами среды (молекулами, ионами);  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — несущая частота волны,  $\omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{0,5}$  — так называемая плазменная частота.

Будем считать, что величины  $\epsilon$  и  $\sigma$  зависят только от частоты распространяющейся волны (частотна сят от ее интенсивности. Вообще говоря, в достаточно мощных полях необходимо учитывать влияние интенсивности поля на параметры среды. Возникающие при этом нелинейные явления мы обсудим в последней главе книги. Там же будут даны условия, при которых можно не учитывать нелинейные эффекты.

Поле плоской электромагнитной волны частоты  $\omega$  для плоскостлой среды может быть получено из решения волнового уравнения

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' E = 0, \quad \epsilon' = \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \quad (1.2)$$

и в однородной среде, когда  $\epsilon$  и  $\sigma$  не зависят от координат, имеет вид

$$E = E_m \exp\left(-\frac{\omega}{c} \kappa z\right) \exp\left[i\left(\omega t - \frac{\omega}{c} n z\right)\right], \quad (1.3)$$

где  $z$  — путь волны, а параметры  $n$  (показатель преломления) и  $\kappa$  (коэффициент поглощения) связаны с  $\epsilon$  и  $\sigma$  выражением

$$(n - i\kappa)^2 = \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}. \quad (1.4)$$

Из (1.4)

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{z} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{z}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}, \quad (1.5)$$

$$\kappa = \sqrt{-\frac{\varepsilon}{z} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{z}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}},$$

и, например, когда  $\varepsilon \gg 4\pi\sigma/\omega$ , из (1.4) и (1.5) получаем

$$n \simeq \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}}, \quad \kappa \simeq \frac{2\pi\sigma}{\omega \sqrt{\varepsilon}} \simeq \frac{\omega_0^2 \sigma}{2(\omega^2 + \nu^2)n}. \quad (1.5')$$

В среде с медленно изменяющимися в пространстве параметрами (приближение геометрической оптики [2]) вместо (1.3) можем написать

$$E = E_m \exp\left(-\frac{\omega}{c} \int_S \kappa dS\right) \exp\left[i(\omega t - \frac{\omega}{c} \int_S n dS)\right], \quad (1.3')$$

где интегрирование производится по пути волны  $S$ .

Формулы (1.4) — (1.5), вообще говоря, неприменимы в анизотропной среде. В ионосфере анизотропия обусловлена наличием магнитного поля Земли. Относительно медленные и небольшие по величине изменения этого поля в радиодиапазоне можно не учитывать и считать его постоянным во времени. Кроме того, мы не будем принимать во внимание явления, обусловленные прецессией ионов в магнитном поле, так как ионная гиромагнитная частота  $\Omega_i = |e|H/Mc$ , где  $H$  — напряженность магнитного поля Земли,  $M$  — масса иона, лежит в диапазоне единиц килогерц. Что касается электронной гиромагнитной частоты  $\omega_H = |e|H/mc$ , то ее величина порядка  $10^7$  с<sup>-1</sup> ( $f_H = \omega_H/2\pi \sim 1,3 \div 1,4$  МГц), и, лишь когда частота распространяющихся волн  $f \gg f_H$  (верхняя часть КВ-диапазона и более короткие волны), влиянием анизотропии можно пренебречь. В диапазоне средних и длинных волн, когда  $f \leq f_H$ , учет анизотропии необходим.

В анизотропной среде  $\varepsilon$  и  $\sigma$  — тензорные величины. Вместо (1.4) имеем [2]

$$(n - i\kappa)_{o,\varepsilon} = 1 - \frac{2v(1-v-is)}{2(1-is)(1-v-is) - u \sin^2 \alpha} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v-is)^2 \cos^2 \alpha}}{2(1-is)(1-v-is) - u \sin^2 \alpha}, \quad (1.6)$$

$$v = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}; \quad s = \frac{\nu}{\omega}; \quad u^2 = \frac{\omega_H}{\omega} = \frac{|e|H}{mc\omega}.$$

Здесь  $\alpha$  — угол между направлением распространения волны и направлением магнитного поля Земли. Верхний знак перед корнем дает значения  $n_o$  и  $\kappa_o$ , характеризующие «обыкновен-

ную» волну, нижний — значения  $n_e$  и  $\kappa_e$  для «необыкновенной» волны. Если  $u = 0$  (изотропный случай), то из (1.6) получаем  $(n - i\kappa)^2 = 1 - \frac{v}{1 - is}$ , что совпадает с (1.4). Если  $u \neq 0$ , то характер распространения волн становится значительно сложнее. Для выяснения его целесообразно сначала рассмотреть два предельных случая.

1)  $\alpha = 0$  (продольное распространение). Из (1.6) имеем

$$(n - i\kappa)_{o,e} = 1 - \frac{v}{1 \pm \sqrt{u - is}},$$

$$\epsilon_{o,e} = 1 - \frac{\omega_0^2 (1 \pm \omega_H/\omega)}{(\omega \pm \omega_H)^2 + v^2}; \quad \sigma_{o,e} = \frac{\omega_0^2 v}{4\pi [(\omega \pm \omega_H)^2 + v^2]}. \quad (1.7)$$

Как показывает анализ, в этом случае обыкновенная волна (верхний знак) поляризована по кругу так, что вектор  $\vec{E}$  в ней вращается против направления вращения электронов в магнитном поле Земли, а в необыкновенной, также обладающей круговой поляризацией, вектор  $\vec{E}$  вращается по направлению вращения электронов. Когда частота распространяющейся волны  $\omega$  приближается к местной гиромангнитной частоте  $\omega_H$ , резонансно возрастают проводимость  $\sigma_e$  и, следовательно, коэффициент поглощения необыкновенной компоненты волны. Это явление получило название гиромангнитного резонанса. Заметим, что и вне резонанса при  $\alpha = 0$   $\sigma_e > \sigma_o$ , что обуславливает большее поглощение необыкновенной компоненты.

2)  $\alpha = \pi/2$  (поперечное распространение). В этом случае имеем

$$(n - i\kappa)_o^2 = 1 - \frac{v}{1 - is},$$

$$(n - i\kappa)_e^2 = 1 - \frac{v(1 - v - is)}{(1 - is)(1 - v - is) - u}. \quad (1.8)$$

Волна  $o$  оказывается линейно поляризованной по направлению магнитного поля Земли. Ее параметры, как видно из (1.8), такие же, как и в отсутствие магнитного поля, т. е. это является следствием того, что магнитное поле не влияет на движение электронов, направлённое вдоль него. Что касается необыкновенной волны, то она поляризована эллиптически в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля Земли. Заметим, что и в этом случае коэффициент поглощения необыкновенной компоненты будет больше, чем обыкновенной.

При углах  $\alpha$ , отличных от 0 и  $\pi/2$ , обе компоненты будут поляризованы эллиптически. Однако рассмотренные частные случаи могут быть по-прежнему полезными. Оказывается, что в довольно широких интервалах углов  $\alpha$  могут приближенно выполняться рассмотренные выше соотношения:



а) пусть выполнено условие «квазипродольного» приближения

$$u \sin^4 \alpha \ll 4 \cos^2 \alpha [(1 - v)^2 + s^2]. \quad (1.9)$$

При этом приближенно справедливы формулы (1.7) продольного распространения с заменой в них  $u$  на  $u_L = u \cos^2 \alpha$ ;

б) при выполнении условия, обратного (1.9), имеет место «квазипоперечное» распространение, которое описывается формулами (1.8) с заменой  $u$  на  $u_T = u \sin^2 \alpha$ .

Следует, однако, отметить, что пользоваться соответствующими приближенными формулами следует осторожно. Так, при наклонном падении волны на ионосферу из-за рефракции может случиться, что приближения выполняются только на некотором участке пути волны, тогда как в остальной области необходимо пользоваться общим выражением (1.6) с учетом переменного угла  $\alpha$ .

Иногда рассмотрение несколько упрощается, поскольку поглощение необыкновенной волны будет больше, чем обыкновенной, и амплитуда последней станет преобладающей. Кроме того, при некоторых условиях необыкновенная составляющая может вообще не отражаться от ионосферы, но об этом подробнее будем говорить ниже.

Обратимся к условиям отражения радиоволн от ионосферы. Как известно, радиоволны испытывают полное внутреннее отражение от области  $n = 0$  (при вертикальном падении) или от области  $n = \sin \varphi$  (при падении радиоволн на ионосферу под углом  $\varphi$ ).

В простейшем случае верти-  
бесстолкновительную ионосферу, согласно (1.1), условие отражения имеет вид  $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m = \omega^2$ , откуда, например, при  $f \sim 1,5$  МГц (верхняя граница рассматриваемого нами диапазона)  $N \sim 3 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup>. На рис. 1.1 показана примерная картина распределения ионизации по высоте для дневной и ночной ионосферы [3]. Как видно из рисунка, отражение будет происходить днем с высоты 90 км. Для меньших частот и при наклонном распространении высота области отражения будет уменьшаться. В ночной ионосфере область  $n = 0$  ( $n = \sin \varphi$ ) для этой частоты находится выше, захватывая нижнюю часть F-слоя.

При некоторых условиях область  $n = 0$  может вообще отсутствовать. Так, в случае продольного (квазипродольного) распространения, согласно (1.7),

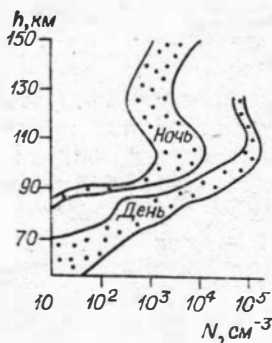


Рис. 1.1.  $N(h)$ -профили ионосферы (интервалы значений по разным данным).

$$\varepsilon_e = 1 - \frac{\omega_0^2 (1 - \omega_H/\omega)}{(\omega - \omega_H)^2 + \nu^2}$$

и при  $\omega < \omega_H$   $\varepsilon_e > 1$ . Поэтому волны с  $\omega < \omega_H$  при распространении вдоль магнитных силовых линий не испытывают полного внутреннего отражения (что имеет место, например, в свистящих атмосфериках).

Кроме области  $n = 0$  ( $n = \sin \varphi$ ) заметное отражение наблюдается от неоднородных образований ионосферы там, где эффективные размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны. Поэтому в длинноволновой части рассматриваемого диапазона, когда длина волны  $\lambda \geq 1$  км, влияние крупно- и средне-масштабных неоднородностей на отражение радиоволн может быть весьма существенным. Оно особенно заметно тогда, когда неоднородности наблюдаются в самой нижней части ионосферы, а волны, отраженные от более высокой области, где  $n = \sin \varphi$ , сильно поглощаются ионосферой.

Несколько замечаний о поглощении радиоволн СВ-диапазона в ионосфере. Известно (см., например, [4]), что интенсивность отраженных от ионосферы радиоволн ночью значительно превышает дневную, причем в средневолновом диапазоне это проявляется особенно резко. Далее постараемся понять причины такого различия.

Как следует из (1.3'), (1.5'), приближенно можно считать, что интегральный коэффициент поглощения радиоволн в ионосфере  $\mathcal{K} \sim \int_S N \nu dS^1$ . При заданной частоте волны электронная

плотность  $N$ , входящая в приведенное выражение, по порядку величины одинакова днем и ночью, что следует из условий отражения. Поэтому разная интенсивность отраженных волн в основном может быть обусловлена изменением: а) длины пути волны до ионосферы и в ионосфере, б) величины  $\nu$ .

Очевидно, путь волны до ионосферы и путь интегрирования  $S$  в ночной ионосфере больше, чем в дневной. Но все это может только ослабить волну ночью. Следовательно, причину увеличения поглощения днем следует искать лишь в возрастании величины  $\nu$ . Действительно, в нижней ионосфере, где плотность ионов на много порядков меньше плотности нейтральных час-

<sup>1)</sup> В случае гиромагнитного резонанса для необыкновенной моды  $\mathcal{K} \sim \int_S (N/\nu) dS$ . При этом указанная мода особенно сильно поглощается,

а обыкновенная распространяется обычным образом. В самой нижней ионосфере, где  $\nu > \omega$ ,  $\omega_H$ , также можем считать, что  $\mathcal{K} \sim 1/\nu$ . Но вклад этих областей в величину  $\mathcal{K}$  невелик из-за сравнительно малой их пониженности. Поэтому, например, радиоволны ДВ-диапазона, отражающиеся от более низких слоев ионосферы, поглощаются меньше средних.

тиц, основной вклад в  $\nu$  вносят соударения электронов с нейтральными частицами (см., например, [2]). Тогда величину  $\nu$  можно считать изменяющейся с высотой по барометрическому закону. Днем и ночью высота области отражения изменяется в СВ-диапазоне весьма существенно — на десятки километров. Если, например, принять разность высот  $\sim 50$  км и приведенную высоту однородной атмосферы  $\sim 8$  км, то  $\nu$  изменится в  $e^6 \sim 4 \cdot 10^2$  раз. Естественно, что изменения амплитуды волны ( $E \sim E_m e^{-\frac{z}{H}}$ ) будут весьма существенными.

Некоторые вопросы, связанные с поглощением средних радиоволн, будут подробнее обсуждены в гл. 4 и 5.

### **§ 1.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СРЕДНИХ РАДИОВОЛН**

Как указывалось во введении, радиоволны СВ-диапазона <sup>2)</sup> распространяются двумя способами: путем дифракции вдоль поверхности Земли (земные волны) и за счет отражения от ионосферы (ионосферные волны). В зависимости от времени суток, года, от протяженности, расположения и направления трассы обе указанные волны будут по-разному участвовать в создании поля на Земле. К сожалению, мы вынуждены ограничиться анализом только среднеширотных данных, так как сведения о высоких и низких широтах недостаточны, а условия распространения в этих регионах как в ионосфере, так и вдоль Земли могут существенно отличаться от среднеширотных.

I. Расстояния до 300—500 км. В светлое время суток на таких расстояниях поле отраженных волн в рассматриваемом диапазоне обычно мало и преобладающим является земное поле. Это обусловлено, очевидно, значительным поглощением средних радиоволн в дневной ионосфере. Так, по данным регулярных наблюдений в ГДР [4], поглощение отраженных волн на частотах 185 и 245 кГц в полдень зимой превышает ночное на  $\sim 20$  дБ, а летом превышение достигает  $\sim 40$ —50 дБ. На частоте 1,5 МГц дневные импульсы также значительно слабее ночных.

С заходом солнца влияние ионосферных волн заметно усиливается. Это проявляется в заметном увеличении средних значений напряженности суммарного поля и в возникновении флуктуаций (ближний фединг). В некоторых случаях флуктуации могут быть весьма существенными, что неблагоприятно для приема. Именно поэтому в СВ-диапазоне применяют антифединговые антенны, ослабляющие амплитуду ионосферных

<sup>2)</sup> Средними обычно называют радиоволны диапазона  $300 \text{ кГц} \leq f \leq 3000 \text{ кГц}$ . Мы же по ряду причин будем рассматривать несколько иной диапазон: от 150 до 1500—1600 кГц и также будем называть его средним.

волн и, следовательно, улучшающие условия приема в зоне ближнего фединга.

II. Расстояния больше 300—500 км. Ночью здесь преобладает ионосферная волна, напряженность поля которой также подвержена флуктуациям. Если на близких расстояниях флуктуации обусловлены интерференцией земной и отраженных волн, то здесь — интерференцией нескольких ионосферных волн, пришедших одновременно в точку приема. С увеличением расстояния и частоты волны флуктуации усиливаются.

Днем напряженность поля обычно мала. Однако в некоторых случаях она может значительно возрасти. Так, согласно [5], на трассе протяженностью 1000—2000 км напряженность поля радиоволн с частотами 151 и 236 кГц в зимние месяцы днем резко увеличивалась (до 12 раз) по сравнению с летними месяцами. Такое возрастание можно объяснить только присутствием отраженных волн. В [5] существенное увеличение отмечается только в годы максимума солнечной активности. Согласно [6], на трассах длиной от 500 до 2500 км днем зимой напряженность поля ионосферной волны с частотой 200 кГц лишь на 10—15 дБ слабее ночной. Начиная с 1000 км она больше земной даже при проводимости почвы  $10^{-2}$  См/м. Летом для этих условий напряженность поля отраженной волны днем превышает земную на линиях связи длиннее 2000 км. Следует заметить, что в отмеченных случаях амплитуда поля ночью значительно возросла как летом, так и зимой.

Таким образом, вопрос о дневных отражениях от ионосферы не только важен для исследований, но и имеет непосредственное практическое значение. Лишь ограниченность сведений не позволяет нам остановиться на этом вопросе подробнее.

В соответствии с указанным разграничением дальнейшее рассмотрение мы проведем для двух предельных случаев: для «длинных» трасс ( $D \geq 300 \div 500$  км) и для «коротких» ( $D \leq \leq 300 \div 500$  км). Деление трасс на «короткие» и «длинные» имеет, естественно, условный характер: расстояния, на которых заметно влияние поля земной волны, в значительной мере зависят от ее частоты, параметров почвы, рельефа местности и т. п. (подробнее см., например, [1]). Поэтому в некоторых случаях земная волна может оказаться существенной на расстояниях  $D \geq 500$  км и, наоборот, малой на расстояниях  $D \leq \leq 300$  км.

Различный характер поля радиоволн СВ-диапазона на «длинных» и «коротких» трассах очень сильно влияет на методику экспериментального исследования. Например, для изучения поля ионосферных волн на близких расстояниях необходимо пользоваться такой методикой, которая позволяет осуществить отдельный прием земных и ионосферных сигналов. На дальних расстояниях эта проблема обычно не возникает, если, конечно, не интересоваться дневными отражениями от ионосферы.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН СВ-ДИАПАЗОНА НА ДЛИННЫХ ТРАССАХ

Радиоволны СВ-диапазона на большие расстояния ( $D > 300 \div 500$  км) распространяются главным образом через ионосферу и в темное время суток. При этом напряженность поля существенно колеблется во времени с разными амплитудами и периодами для разных частот и расстояний, что усложняет использование СВ-диапазона, например, для качественного радиовещания на больших расстояниях. Ионосферные волны СВ-диапазона, приходящие от дальних радиостанций, являются часто нежелательными помехами для приема радиовещания от ближних источников. Поэтому при планировании средств радиовещания необходимо знать возможные значения мешающих СВ-полей. Кроме того, следует иметь в виду, что радиоволны СВ-диапазона используются и для некоторых видов связи. В этом случае также необходимо знать напряженность поля указанных волн.

Кроме сведений о напряженности поля для рационального выбора радиосредств, разработки устройств приема и излучения радиоволн необходимо знать изменения поля от сезона к сезону, суточный ход, флуктуации поля (быстрые и медленные) и т. д.

### § 2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ СССР НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ НА ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ

О сложности теоретического расчета полей СВ-диапазона уже говорилось. На дальних трассах она усиливается из-за многоскачкового распространения, так как на каждом из скачков физические условия распространения могут быть разными. Поэтому в течение ряда лет группы ученых разных стран осуществляли экспериментальные исследования для построения эмпирических кривых напряженности поля средних радиоволн на протяженных трассах.

В результате исследований разработаны кривые напряженности поля, получившие название кривых МККР<sup>1)</sup>, или кривых EBU — OIRT [7], которые были рекомендованы XI конференцией МККР (Осло, 1966) для расчета напряженности поля ионосферных волн диапазона  $150 \div 1600$  кГц на протяженных

---

<sup>1)</sup> МККР — Международный консультативный комитет по радио;  
EBU — Европейский радиовещательный союз;  
OIRT — Международная организация радиовещания и телевидения.

( $D > 300$  км) трассах в европейской зоне вещания и в странах Африки.

Практическая проверка указанных кривых показала, что на расстояниях, больших 2000—3000 км, измеренные значения, особенно в высокочастотной части рассматриваемого диапазона, существенно превышают вычисленные по рекомендации МККР. Это превышение иногда достигало 29 дБ и более.

Для корректирования кривых МККР в 1961—1967 гг. на территории СССР были выполнены многочисленные регистрации напряженности поля радиоволн диапазона 150—1600 кГц на расстояниях от передатчика до 5000 км [8, 9]. Остановимся кратко на методике и результатах этих экспериментов.

В качестве передающих использовались радиовещательные станции, работающие в диапазоне 150—1600 кГц в течение достаточно продолжительной части ночи. Они выбирались таким образом, чтобы в пунктах приема не было помех от других станций, работающих на той же частоте. По этой причине не использовались станции, работающие в сети синхронного вещания. Приемные пункты выбирались с таким расчетом, чтобы в экспериментах в должной мере были представлены протяженные трассы (22 трассы из 41 имели длину от 2100 до 4700 км). Большинство трасс было расположено между  $40$  и  $60^\circ$  с. ш. Лишь в одном случае пункт приема находился на  $69^\circ$  с. ш., однако здесь не удалось получить достаточно представительных данных.

Опуская для краткости описание используемой в эксперименте приемной аппаратуры, отметим лишь, что в процессе измерений она периодически калибровалась во всех измерительных пунктах. Регистрация производилась на самописец. Для выяснения характера изменений поля в течение ночи запись осуществлялась обычно от наступления ночи до окончания работы передатчиков, что составляло 2—9 ч.

В 1967 г. измерения производились только на трассах протяженностью более 3000 км ежедневно в течение 1 ч от 23 ч 30 мин до 00 ч 30 мин местного времени в средней точке трассы.

Обработка записей заключалась в определении медианных значений напряженности поля за каждые полчаса записи. По медианным значениям находились годовые медианы, которые после введения соответствующих поправок использовались для выяснения различных зависимостей.

Кривые напряженности поля (с учетом поправки на мощность и параметры антенны) построены по годовым медианным значениям в местную полночь в средней точке трассы (рис. 2.1). Здесь же для сравнения штриховыми линиями показаны кривые МККР. Как видно, для частоты  $f = 200$  кГц имеет место хорошее совпадение кривых, но для более высоких частот начиная с расстояний  $\sim 1500$  км наблюдается заметное расхождение: просматривается тенденция приближения кривых на всех частотах к кривым на частоте 200 кГц, частотная

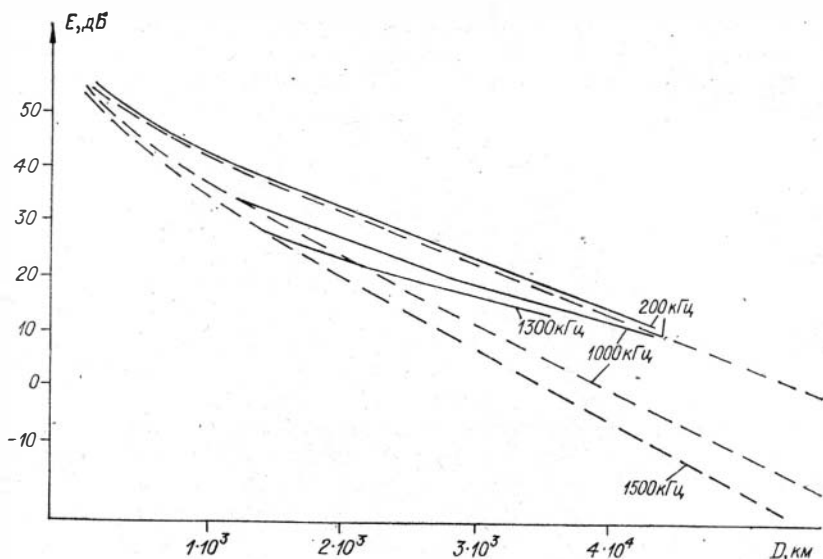


Рис. 2.1. Кривые напряженности поля (сплошная линия — СССР, штриховая — МККР).

дисперсия заметно уменьшается. Качественно уменьшение частотной дисперсии с увеличением длины трассы легко объяснимо: в рассматриваемом случае отражение происходит от нижней части ночной ионосферы, где электронная плотность мала и, следовательно, коэффициент поглощения невелик для всех частот указанного диапазона. Действительно, непосредственные оценки показывают, что на длинных трассах, когда в области отражения

$$n = \sin \varphi \sim 1, \quad (1 - n^2) \ll 1,$$

коэффициент поглощения  $\mathcal{K} = \frac{\omega}{c} \int \kappa dS$  как для  $f = 150$  кГц, так и для  $f = 1600$  кГц будет меньше или порядка единицы. В этом случае напряженность поля мало зависит от высоты области отражения и, следовательно, от длины пути.

На более коротких трассах разница в высотах отражения для крайних частот рассматриваемого диапазона может быть весьма значительной и, как следствие, зависимость напряженности поля от частоты должна быть заметной (см. гл. 3).

В [8] малая частотная дисперсия кривых напряженности поля объяснялась тем, что в самых нижних слоях ионосферы даже для частот указанного диапазона на длинных трассах выполнено условие  $\omega \leq \nu$ , когда зависимость параметров  $n$  и  $\kappa$  распространяющихся волн от их частоты будет слабой. Но дело в том, что ночью отражение СВ-радиоволн происходит по-види-

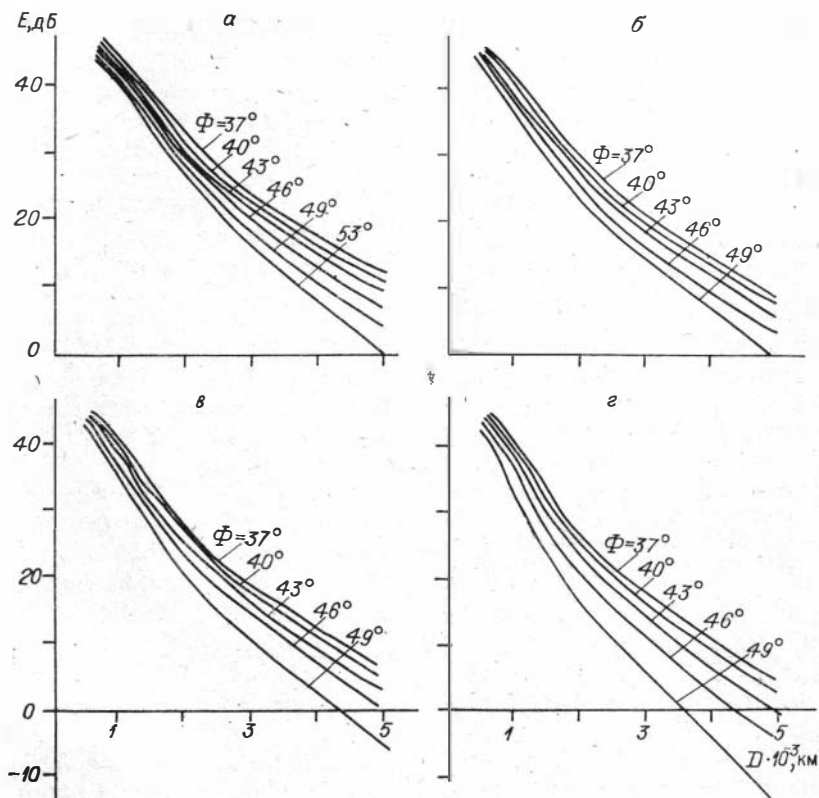


Рис. 2.2. Кривые напряженности поля СССР. Введена поправка на магнитное отклонение  $\Phi$ .

$f = 200$  кГц (а),  $500$  (б),  $1000$  (в),  $1500$  кГц (г).

тому, от области высот выше  $80-90$  км, где для рассматриваемого диапазона  $\omega = 2\pi f \sim 10^6 \div 10^7 \gg v \sim 10^6 \div 10^5$  (см., например, [10]), и, следовательно, зависимость  $\chi$  от частоты сохраняется. Поэтому приведенное объяснение представляется нам более обоснованным.

В работе [9] сделана попытка использовать описанные экспериментальные материалы для построения кривых несколько иным методом: вместо рекомендованной поправки на магнитное наклонение (см. § 2.2) предлагается вводить поправку на геомагнитную широту. Полученные таким образом кривые приведены на рис. 2.2. Они отличаются, по существу, от кривых, показанных на рис. 2.1, только тем, что частотная дисперсия здесь несколько больше, но значительно меньше дисперсии кривых МККР.

По приведенным экспериментальным данным построен суточный и сезонный ход напряженности поля. Кривые суточного



где  $I$  — магнитное наклонение в месте расположения станции, град;  $\Theta$  — азимутальный угол, град. Последний отсчитывается от направления магнитного поля так, что  $|\Theta| \leq 90^\circ$ . Выражение (2.3) рекомендуется применять тогда, когда  $|I| \leq 45^\circ$ . Если  $|I| > 45^\circ$ , то величина  $L_p$  принимается равной нулю. Величины  $\Theta$  и  $I$  нужно вычислять для каждой из двух станций и результаты суммировать.

В формуле (2.2)  $l$  — наклонное расстояние, определяемое как

$$l = (D^2 + 4h^2)^{0,5}. \quad (2.4)$$

Формула (2.4) применяется для расстояний, меньших 1000 км. При больших расстояниях считается, что  $l = D$ . Как и ранее, принимаем  $h = 100$  км при  $f \leq f'$  и  $h = 220$  км при  $f > f'$ . Величина  $f'$  (кГц) здесь и выше вычисляется по формуле

$$f' = 350 + [(2,8D)^3 + (300)^3]^{1/3}. \quad (2.5)$$

Коэффициент  $K_R$  рекомендуется находить следующим образом:

$$K_R = 1,9f^{0,15} + 0,24f^{0,4} (\operatorname{tg}^2\Phi - \operatorname{tg}^2 37^\circ) + 10^{-2}bR. \quad (2.6)$$

Здесь  $f$  — частота, кГц;  $R$  — годовое сглаженное число солнечных пятен; коэффициент  $b$  принимается равным 4 для трасс Северной Америки, 1 — для Австралии и Европы и 0 — для всех остальных. Для трасс, короче 3000 км,  $\Phi$  определяется по формуле  $\Phi = (\Phi_1 + \Phi_R)/2$ , где  $\Phi_I$  и  $\Phi_R$  — геомагнитные широты передатчика и приемника. Трассы, длиннее 3000 км, делятся на участки (подробнее см. [12]). Рекомендуется также вводить поправки над морем [12].

Обсудим кратко изложенные рекомендации. Сразу заметим, что для трасс, простирающихся над Северным полюсом, например Северная Америка — Европа, напряженность поля на 15—20 дБ больше, чем определяемая по приведенным выше рекомендациям. Очевидно, это связано главным образом с особенностями приполюсной нижней ионосферы, корректно учесть которые представляется весьма сложным из-за отсутствия надежных экспериментальных данных.

В работе [13] вместо формулы (2.1) дается несколько иная, позволяющая получить более близкие к эксперименту значения в условиях Северной Америки.

Можно отметить наличие в рекомендациях МККР некоторых спорных моментов. К числу их относится, например, упрощенный подход к выбору высот отражения  $h$  (100 и 220 км). Ведь ясно, что при изменении угла падения волны на ионосферу высота отражения не будет изменяться столь резким скачком. Выбранные значения  $h$  соответствуют экспериментальным данным для коротких трасс [14], а для длинных таких сведений вообще нет. Далее, вряд ли можно согласиться с тем, что поляризационные потери для магнитных наклонений  $I \leq 45^\circ$  следует

учитывать, а для  $I > 45^\circ$  не следует. Сами авторы разработанных рекомендаций подчеркивают необходимость дальнейших экспериментальных исследований распространения радиоволн СВ-диапазона на протяженных трассах. Мы хотели бы отметить здесь и то обстоятельство, что по существу совершенно не известен механизм ионосферного распр особенно на протяженных трассах.

Представляется целесообразным сосредоточить усилия не только на экспериментальных работах, но и начинать численное моделирование процессов распространения. Результаты предварительных попыток построения модели распространения будут приведены далее. Некоторые сведения о параметрах нижней ночной ионосферы, необходимые для начала подобных работ, уже имеются. Однако приближение геометрической оптики для подобных расчетов не является достаточно строгим и, вообще говоря, следует пользоваться методами полного волнового уравнения для неоднородных анизотропных сред (см., например, [15]) подобно тому, как это делалось уже в некоторых случаях для коротких трасс [16].

### **§ 2.3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ НА ДЛИННЫХ ТРАССАХ**

#### **2.3.1. Распределение часовых медианных значений**

Часовые медианные значения, регистрируемые в течение коротких периодов, будут, очевидно, отклоняться от годовых медиан, определяемых по формуле (2.1) с учетом суточного хода. Для расчета трассы необходимо знать величину возможного отклонения  $E$  в течение заданного процента ночей регистрации. В [7] приведено семейство кривых, позволяющих приблизительно оценить статистические изменения часовых медианных значений напряженности поля для заданного процента рассматриваемых ночей в зависимости от времени в средней точке трассы. Разброс этой поправки  $\sigma$  очень велик, особенно в утренние и вечерние часы. Так, отклонения в 19, 24 и 05 ч для 10 и 90% ночей, т. е.  $\sigma_{0,1} = E_{10\%} - E_{50\%}$  и  $\sigma_{0,9} = E_{90\%} - E_{50\%}$ , составляют 10 и  $-28$  дБ; 5,5 и  $-6$  дБ; 12,5 и  $-29$  дБ соответственно. Такое большое изменение значений  $\sigma$  для утренних и вечерних часов по сравнению с ночным вызвано сезонным эффектом, никак не учитываемым кривыми на рис. 6, взятом из [7].

В работе [8] ни сезонные, ни суточные изменения распределения часовых медиан по уровням не изучались. Обобщенные поправки для всех трасс в полночь составляли:  $\sigma_{0,1} = 6$  дБ,  $\sigma_{0,9} = -8$  дБ. Это несколько больше соответствующих данных [7], что объясняется увеличенным числом протяженных трасс

в [8] по сравнению с [7]. Частотный ход отклонения следующий:

|                           | Частота, кГц |        |         |        | Среднее |
|---------------------------|--------------|--------|---------|--------|---------|
| $\sigma_{0,1}$ , дБ . . . | 200          | 500    | 1000    | 1500   | 6       |
| $\sigma_{0,9}$ , дБ . . . | 5÷8          | 6÷9    | 2,2÷4,1 | 5,5÷11 | 8       |
|                           | —5÷—8        | —6÷—10 | —6÷—12  | —6÷—12 | —8      |

(меньшие значения соответствуют более коротким трассам).

Для трасс около 7000 км на частотах 164, 845 и 1602 кГц при двухгодичных циклах регистрации получены отклонения [7]:  $\sigma_{0,1} = 5$  дБ и  $\sigma_{0,9} = -5$  дБ, что несколько противоречит выводам [8].

При общей оценке характера распределения часовых медиан авторы большинства работ не могут отдать предпочтение какому-либо определенному закону распределения (логарифмически-нормальному, рэлеевскому, Накагами и т. д.) из-за большого разброса экспериментальных данных при изменении длины трассы, частоты, сезона, времени суток.

### 2.3.2. Распределение в течение часа

Статистические характеристики п. 2.3.1 относятся к часовым медианным значениям. Для определения возможности создания помех следует учитывать квазимаксимальное значение напряженности поля в течение одного часа (уровень, превышаемый в течение 10% часового интервала)  $\sigma_{0,1} = E_{0,1} - E_{0,5}$ , а для учета влияния помех нужно знать квазиминимальное значение напряженности поля в течение одного часа  $\sigma_{0,9} = E_{0,9} - E_{0,5}$ .

В работе [7] рассматриваются только квазимаксимальные значения. Найдено, что  $\sigma_{0,1}$  является функцией расстояния, частоты и солнечной активности: оно увеличивается с частотой и уменьшается с увеличением расстояния от 6 до 3 дБ в шестой полосе (СЧ) и от 4,5 до 2 дБ в пятой полосе (НЧ). Однако на расстояниях, где невозможно односкачковое распространение,  $\sigma_{0,1}$  не подчиняется такой закономерности и его медианное значение обычно меньше 6 дБ на  $f > 300$  кГц и около 2 дБ на  $f < 300$  кГц.

Часовые разбросы квазимаксимумов и квазиминимумов после усреднений по всем трассам и периодам измерений оказались следующими:  $\sigma_{0,1} = 6,2$  и  $\sigma_{0,9} = -6,7$  дБ [18]. Там же обнаружена зависимость медианного уровня часового рассеяния от времени ночи и времени года: весна 5,8 и  $-6,5$  дБ, лето 7,1 и  $-7,5$  дБ, осень 6,0 и  $-6,8$  дБ, зима 5,8 и  $-6,3$  дБ. Минимальные значения наблюдаются между одним и двумя часами ночи: 5 и  $-6,5$  дБ.

В работе [7] отмечается, что краткосрочные изменения (в течение часа или получаса), по-видимому, следуют закону Рэ-

лея. Позднее анализ этих экспериментальных материалов привел авторов [19] к выводу, что совпадение эмпирических кривых с законами Рэля и с логарифмически-нормальным неудовлетворительно. В связи с этим в [19] предложен новый тип полуэмпирического закона распределения, в основу которого положено  $m$ -распределение (распределение Накагами).

Кроме указанных работ следует отметить еще одну [20], опирающуюся на большое количество измерений в Северной Америке (Канада, США) в период низкой солнечной активности (1944 г.). Анализ замираний привел к выводу, что они в течение любого ночного часа распределены по закону, близко напоминающему рэлеевский:

$$E = E_{0,5} \left( 1,823 \sqrt{\lg \frac{100}{p}} \right),$$

по которому рекомендуется определять мгновенную напряженность поля  $E$ , превышаемую в течение  $p$  % времени.

В заключение заметим, что из-за большого разброса экспериментальных сведений, полученных разными авторами, и невозможности на данном этапе отдать предпочтение каким-либо из них, очевидно, следует придерживаться рекомендаций Международного комитета [12]: значение напряженности поля, превышенное в течение 10% общего времени за ряд ночей или в течение 10% времени за данный час, на 8 дБ больше медианного в пятой полосе частот и на 10 дБ — в шестой.

## Г л а в а . 3

### **МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ЗЕМНОЙ ВОЛН НА БЛИЗКИХ И СРЕДНИХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ПЕРЕДАТЧИКА**

#### **§ 3.1. ВВЕДЕНИЕ**

Особенности распространения радиоволн СВ-диапазона приводят к двум существенно различным видам линий связи. Первый — это линии связи, на которых можно пренебречь влиянием отраженной от ионосферы волны. Днем их протяженность обусловлена мощностью передатчика, ночью независимо от мощности она меньше 70—150 км (определяется передающей антенной, частотой и типом почв). Второй вид линий связи имеет протяженность свыше 300—700 км над сушей (зависит от частоты и типа почв) и свыше 700—1100 км над морем.

На этих трассах в ночное время можно не учитывать поле земной волны.

В ночное время можно выделить третий вид трасс с промежуточной протяженностью от 100 до 300—700 км над сушей и до 700—1100 км над морем, где на антенну действует суммарное поле, обусловленное и земной, и пространственной волнами.

Теоретический расчет напряженности поля возможен для трасс первого вида и, как указывалось ранее, затруднен для двух последних. Однако на длинных трассах сравнительно просто осуществляется экспериментальное изучение параметров отраженной волны, чего не скажешь о трассах промежуточной длины. Основная причина этого заключается в трудностях экспериментального разделения земной и ионосферной волн, которые на указанных расстояниях сравнимы и образуют единое суммарное поле.

### **§ 3.2. ХАРАКТЕР СУММАРНОГО ПОЛЯ И ЕГО ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ СВ-ДИАПАЗОНА**

Суммарное поле обусловлено двумя составляющими: земной и ионосферной волнами. Земная волна имеет вертикальную поляризацию, очень маленький наклон фронта волны, зависящий от электрических характеристик почвы, и медленно изменяющиеся амплитуду и фазу. Период изменения их связан с изменениями проводимости почвы и состояния растительности на всей трассе и особенно в районе приемной антенны. Колебания амплитуды и фазы за время, равное нескольким часам и суткам, настолько незначительны, что их можно считать постоянными величинами.

Ионосферная волна имеет эллиптическую поляризацию, большой наклон фронта волны и быстро меняющиеся амплитуду и фазу. Пределы изменения этих величин могут составлять несколько порядков, а характерные периоды могут быть следующими: доли секунды — десятки секунд; десятки минут — часы; суточные, сезонные и 11-летние циклы. Кроме того, ионосферная волна даже на трассах с однократным распространением часто имеет многолучевой характер. Это обусловлено отражением волны от пространственно-разрешенных как по вертикали, так и по горизонтали ионосферных неоднородностей. Суммарное поле в таком случае

$$E = (E_{\text{н}}^2 + E_{\text{з}}^2 + 2E_{\text{з}}E_{\text{н}} \cos \psi)^{0,5}, \quad (3.1)$$

где  $E_{\text{з}}$  — напряженность поля земной волны;  $E_{\text{н}}$  — результирующий вектор напряженности поля отраженных от ионосферы лучей;  $\psi$  — разность между земной и результирующей ионосферной волнами.

В качестве приемных антенн в ДСВ-диапазоне используются вертикальный вибратор, рамка и сложные антенные системы из нескольких вертикальных вибраторов или рамок. Далее рассмотрим некоторые интересующие нас характеристики подобных антенн.

Вертикальный вибратор без горизонтальной части имеет длину, много меньшую длины волны. Его диаграмма направленности в горизонтальной плоскости — окружность, в вертикальной описывается множителем  $\cos \varphi$  ( $\varphi$  — угол между направлением прихода и горизонтальной плоскостью). ЭДС, наведенная в этой антенне, будет обусловлена только проекциями вертикальных составляющих полей на провод антенны. Из (3.1) имеем

$$E_v = H [E_z^2 + (E_n \cos \varphi \cos \Phi)^2 + 2E_z E_n \cos \varphi \cos \Phi \cos \psi]^{0,5}, \quad (3.2)$$

где  $H$  — действующая высота антенны;  $\Phi$  — угол поляризации, т. е. угол между вектором  $E_n$  и его проекцией на плоскость распространения.

Вертикальная рамочная антенна имеет диаграмму направленности в горизонтальной плоскости в виде «восьмерки», которая описывается тригонометрическими функциями азимутального угла  $\Theta$ . Максимумы или нули диаграммы взаимно перпендикулярны для волн с различной поляризацией. В вертикальной плоскости диаграмма рамки неодинакова для волн с разной поляризацией: для вертикальной составляющей — окружность; для горизонтальной составляющей — «восьмерка» с максимумами в зените и надире и нулями вдоль горизонтальной поверхности. ЭДС, наведенная в рамке суммарным полем земной и ионосферной волн, в соответствии с (3.1) будет:

$$E_p = H [(E_z \cos \Theta)^2 + E_1^2 + 2(E_z \cos \Theta) E_1 \cos \psi]^{0,5}, \quad (3.3)$$

$$\text{где} \quad E_1 = E_n (\cos \Theta \cos \Phi - \sin \varphi \sin \Theta \sin \Phi). \quad (3.4)$$

Первый член (3.4) представляет собой вертикальную компоненту напряженности поля ионосферной волны и зависит от поляризации волны и азимутального угла. Второй член (3.4) описывает горизонтальную компоненту ионосферной волны и зависит, кроме того, от угла места.

Из (3.3) и (3.4) видно, что имеется два частных, по практически важных случая расположения рамки: 1)  $\cos \Theta = 1$ , при этом (3.3) принимает вид

$$E_{pv} = H [E_z^2 + E_n^2 \cos^2 \Phi + 2E_z E_n \cos \Phi \cos \psi]^{0,5}, \quad (3.3a)$$

т. е. рамка реагирует на суммарное поле, создаваемое вертикально поляризованной земной волной и вертикальной составляющей ионосферной волны; 2)  $\cos \Theta = 0$ , при этом (3.3) принимает вид

$$E_{pr} = H E_n \sin \Phi \sin \varphi, \quad (3.3b)$$

т. е. рамка совсем не реагирует на земное поле, а ЭДС в ней наводит только горизонтальная составляющая поля ионосферной волны.

Горизонтально расположенная рамочная антенна не принимает вертикальной компоненты поля, а для горизонтальной компоненты имеет круговую диаграмму в горизонтальной плоскости и «восьмерку» в вертикальной плоскости с нулем, направленным в зенит. Эта рамка не реагирует на земное поле, и ЭДС в ней наводит только горизонтальная составляющая поля ионосферной волны, перпендикулярная к плоскости падения

$$\mathcal{E}_{\text{ГР}} = HE_{\text{и}} \sin \Phi \cos \varphi. \quad (3.5)$$

Полученные выражения справедливы при расположении антенн в свободном пространстве. Однако для решения прямых или обратных геофизических задач, а также при проектировании и эксплуатации линий связи необходимо учитывать реальную диаграмму направленности антенны, обусловленную влиянием полупроводящей подстилающей поверхности. Если антенны расположены на поверхности земли, т. е. высота подъема много меньше длины волны, то влияние земли учитывается умножением  $E_{\text{и}}$ , входящим в (3.2) и (3.3а), на

$$A(\varphi) = (1 + C_{\text{в}}^2 + 2C_{\text{в}} \cos F_{\text{в}})^{0,5} \quad (3.6)$$

и умножением  $E_{\text{и}}$  в выражениях (3.3б) и (3.5) на

$$B(\varphi) = (1 + C_{\text{г}}^2 + 2C_{\text{г}} \cos F_{\text{г}})^{0,5}, \quad (3.7)$$

где  $C_{\text{в}}$ ,  $C_{\text{г}}$  — модули коэффициента Френеля для вертикально и горизонтально поляризованной компоненты,  $F_{\text{в}}$ ,  $F_{\text{г}}$  — фазы коэффициента Френеля для каждой из компонент. Значения  $C$  и  $F$  зависят от угла прихода  $\varphi$ , длины волны  $\lambda$ , проводимости  $\sigma$  и диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  подстилающей поверхности [21], и поэтому анализ аналитических выражений для этих величин недостаточно нагляден.

В работе [22] приведены рассчитанные на ЭВМ таблицы диаграмм направленности рассматриваемых антенн для частот 100—1500 кГц и проводимостей почв от 4 (море) до  $10^{-4}$  См/м (горы, песок). На рис. 3.1 показаны зависимости  $A(\varphi)$  и  $B(\varphi)$  для частот 300, 750 и 1500 кГц и проводимостей почвы 4,  $10^{-2}$ ,  $10^{-4}$  См/м, построенные по этим таблицам.

Авторы многих экспериментальных работ допускают, что замена реальной земли идеальным отражателем не вносит существенных ошибок в результаты исследований, однако анализ рис. 3.1 показывает, что:

1) обычное предположение, что  $A(\varphi) = 2$  и не зависит от  $\varphi$  (идеальная земля), выполняется с ошибкой, меньшей 5% для

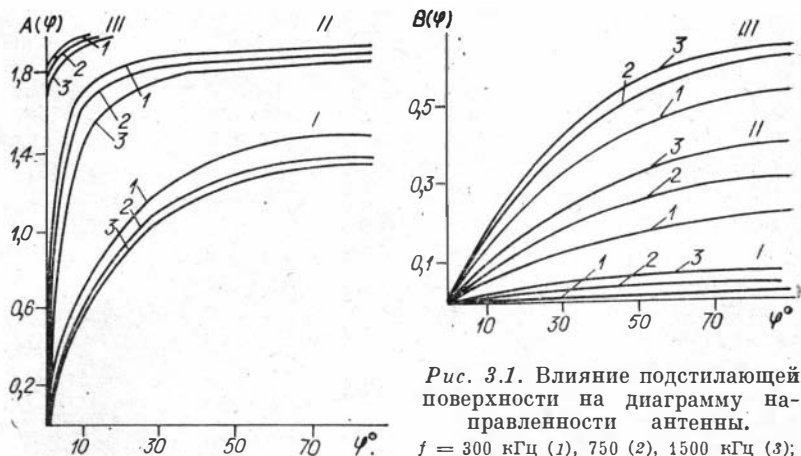


Рис. 3.1. Влияние подстилающей поверхности на диаграмму направленности антенны.

$f = 300$  кГц (1), 750 (2), 1500 кГц (3);  
 $\sigma = 4$  См/м,  $\epsilon = 80$  (I),  $\sigma = 10^{-2}$ ,  
 $\epsilon = 10$  (II),  $\sigma = 10^{-4}$  См/м,  $\epsilon = 4$  (III).

всех частот, только на морских трассах при  $\varphi > 3^\circ$  ( $D < 1700$  км). На сухопутных трассах протяженностью 400 км ошибка может достигать 30% при  $\sigma = 10^{-3}$  См/м и 50% при  $\sigma = 10^{-4}$  См/м, причем она быстро растет с увеличением длины трассы;

2) как и следовало ожидать, антенна с вертикальной поляризацией при любых условиях эффективнее антенн с горизонтальной поляризацией. Так, отношение  $\mathcal{E}_{рв}/\mathcal{E}_{рг}$  или  $\mathcal{E}_{рв}/\mathcal{E}_{гр} > 250$  для моря на  $f = 100$  кГц и больше 25 на  $f = 1500$  кГц при любых углах прихода. Однако на трассах с плохой проводимостью эффективность этих антенн одного порядка: при  $\sigma = 10^{-4}$  См/м те же отношения могут стать равными 2–5 в зависимости от частоты и угла прихода.

В заключение параграфа остановимся еще на одном распространенном заблуждении. Если имеется необходимость в приеме волн с горизонтальной поляризацией, то нужно учитывать, что на трассах протяженностью до 300 км более эффективной является вертикальная рамка, а на более длинных — горизонтальная. Так, при отражении от  $E$ -слоя  $\mathcal{E}_{гр}/\mathcal{E}_{рг} = 10$  уже при  $D = 500$  км и достигает 100 при  $D = 1400$  км.

Распространенное мнение, что горизонтальная рамка значительно хуже вертикальной, основано на неверном предположении, что ее добротность около земли стремится к нулю. Нетрудно показать, что при высоте подъема рамки, большем  $3 \div 5$  диаметров, ее добротность уменьшается всего на 2–5%.

Таким образом, при анализе экспериментальных данных о напряженности поля практически всегда необходимо учитывать реальную диаграмму направленности антенны, обусловленную влиянием подстилающей поверхности.



### § 3.3. МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ

Очевидно, что измерение напряженности поля ионосферной волны  $E_{\text{и}}$  на трассах третьего типа, по существу, сводится к выделению  $E_{\text{и}}$  из суммарного поля, определяемого равенством (3.1). Как вытекает из предыдущего анализа, в основу методов разделения  $E_{\text{и}}$  и  $E_{\text{з}}$  можно положить либо существенно различные статистические характеристики этих сигналов, либо различный характер воздействия их на приемные антенны. Для краткости назовем методы первой группы статистическими, а второй группы — антенными. Во избежание недоразумений укажем, что использование антенных методов, вообще говоря, не избавляет нас от необходимости учитывать различные статистические характеристики разделяемых сигналов. Кроме этих двух групп необходимо назвать еще импульсный метод разделения пространственной и земной волн.

Наконец, возможен такой случай, когда специальными мерами увеличивают отношение  $E_{\text{и}}/E_{\text{з}}$  до такой степени, что  $E_{\text{и}}$  практически становится равным  $E_{\text{и}}$  даже на трассах средней протяженности. Это возможно или при использовании специальных передающих антенн с очень приподнятой диаграммой направленности, или на измерительных трассах в горной местности, когда горные хребты, расположенные поперек трассы, значительно ослабляют земную волну.

#### 3.3.1. Статистические методы

Имеется несколько методов, которые позволяют по статистическим характеристикам суммарного сигнала определить медианное значение и среднеквадратичное отклонение  $E_{\text{и}}$ . Эти методы рассмотрены в работах [23—26], поэтому мы на них подробно останавливаться не будем. Однако необходимо отметить некоторые обстоятельства, важные для дальнейшего анализа.

В основу всех статистических методов должны быть априорно положены некоторые соображения о статистических характеристиках того сигнала, информацию о котором мы желаем получить. Наиболее часто требуется знать законы распределения фазы и амплитуды пространственной волны, а также наличие или отсутствие связи между амплитудой и фазой пространственной волны.

До недавнего времени подобные данные отсутствовали, и авторы [23, 24] переносили известные для КВ-диапазона законы в ДСВ-диапазон. Чаще всего считали, что фаза пространственной волны распределена равномерно, амплитуда описывается обобщенным рэлеевским или логарифмически-нормальным законом и амплитуда и фаза независимы.

Если было бы справедливым предположение о том, что фаза пространственной волны равномерно распределена на интервале наблюдений, то, измерив в дневное время  $E_3$  (в это время  $E_{и} < E_3$ ) и полагая, что оно не зависит от времени суток, мы могли бы определить  $E_{и}$  в ночное время по уравнению (3.1), как предложено в [23]. В самом деле, в этом случае  $\cos \psi = 0$  и уравнение (3.1) после усреднения по времени примет вид

$$E^2 = E_3^2 + E_{и}^2. \quad (3.8)$$

К сожалению, определение  $E_{и}$  по (3.8) невозможно. В экспериментах [25] на частотах 270—560 кГц квадрат напряженности поля ионосферной волны, определяемый подобным образом, получался величиной отрицательной (на получасовых интервалах) в 20—60% случаев. В [26] на частоте 394 кГц при часовом интервале усреднения (всего 3200 ч наблюдений) эта величина была меньше нуля в 30% случаев. Следовательно, считать, что фаза пространственной волны распределена равномерно на 30—60-минутных интервалах наблюдения и частотах до 600 кГц, нельзя. На более высоких частотах (1000—1600 кГц) вероятность выполнения этого условия должна увеличиваться.

Метод [24], допускающий справедливость логарифмически-нормального закона распределения амплитуд, также не подходит, поскольку и этот, и обобщенный рэлеевский законы не выполняются для пространственной волны как на длинных, так и на коротких трассах [27].

Метод спектрального анализа, идея которого рассматривается далее, с некоторой условностью можно также отнести к статистическим методам. Так как область отражения изменяет свою высоту, можно попытаться выделить ионосферный сигнал из суммарного поля, используя эффект Доплера. Пусть ионосфера в данный момент перемещается с вертикальной скоростью. Тогда нетрудно показать, что отраженный от нее сигнал имеет частоту, отличную от частоты земного сигнала на доплеровскую частоту  $f_D = (2V \sin \varphi) / \lambda = 2V_p / \lambda$ , где  $\varphi$  — угол прихода,  $\lambda$  — длина волны,  $V_p$  — радиальная скорость.

Подвергая спектральному анализу запись суммарного поля (3.1) с выхода детектора, можно разделить земную и ионосферную компоненты и определить их амплитуды. Для того чтобы погрешность спектрального анализа не превышала 20%, необходимо обрабатывать интервал записи длительностью, не меньшей периода выделяемых колебаний. Для наиболее вероятного диапазона изменения  $V$  от 0,3 до 3 м/с на трассах 100—500 км будем иметь

$$f_{D \text{ макс}} = \frac{2V_{\text{р. макс}}}{\lambda_{\text{мин}}} \approx \frac{2 \cdot 3}{200} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Гц},$$

$$f_{D \text{ мин}} = \frac{2V_{\text{р. мин}}}{\lambda_{\text{макс}}} \approx \frac{2 \cdot 0,1}{2000} = 10^{-4} \text{ Гц}.$$

Следовательно, длина интервала обработки должна быть от минут на высокочастотном конце диапазона до часов на низкочастотном конце. Очевидно, скорость перемещения на больших временных интервалах непостоянна, что приводит к расплыванию спектрограммы и резкому увеличению погрешности определения амплитуды. Таким образом, этот метод также непригоден в большей части диапазона из-за невыполнения условия равномерного распределения фазы на интервале обработки (или, иначе, постоянства скорости перемещения ионосферы на этом же интервале).

Возможные усовершенствования этого метода, например спектральный анализ смещенной квадратурной компоненты [28], давая некоторые дополнительные преимущества, не устраняют отмеченного принципиального недостатка.

Таким образом, применение статистических методов для измерения напряженности поля отраженной волны если и возможно, то только на самых высоких частотах рассматриваемого диапазона. Однако применение этих методов для других целей, в частности для решения некоторых геофизических задач, может оказаться весьма полезным (см., например, гл. 7).

### **3.3.2. Антенные методы**

**Рамочная антенна, настроенная на минимум.** Горизонтальная рамка. Наиболее простым методом выделения пространственной волны из суммарного поля является применение вертикальной рамочной антенны, плоскость которой перпендикулярна плоскости распространения или горизонтальной рамки. Из равенств (3.36) и (3.5) видно, что такие антенны принимают только горизонтальную составляющую волны, т. е. позволяют «отстроиться» от земной волны. Однако большинство антенн СВ-диапазона излучают волны с вертикальной поляризацией. Поэтому в месте приема имеется и вертикальная составляющая поля, определить которую указанным методом невозможно.

**Взаимно перпендикулярные рамки с общей нагрузкой.** Метод выделения вертикальной составляющей ионосферной волны при помощи двух вертикальных рамочных антенн, расположенных во взаимно перпендикулярных плоскостях и работающих на общую нагрузку, предложен в работе [29]. Как показано в [30], такая антенная система принимает не вертикальную, а горизонтальную составляющую ионосферной волны. Таким образом, метод [29], к сожалению, аналогичен предыдущему.

**Пространственно-разнесенный прием.** Наиболее известный вариант названного метода заключается в разнесении двух антенн, принимающих суммарное поле (вертикальный вибратор, или рамка на максимум), вдоль направления распространения на расстояние  $\sim 0,5\lambda$ . В этом случае сдвиг по фазе между сигналами поверхностной волны составит  $180^\circ$  и на общей на-

грузке антенн будет только сумма сигналов пространственных волн. Погрешности пространственно-разнесенного приема возникают из-за неконтролируемых различий по амплитуде и фазе пространственных волн, воздействующих на обе антенны. Однако при разноте точек отражения всего на  $0,25\lambda$  различия не могут быть большими. На низкочастотном конце СВ-диапазона указанный метод трудно осуществим из-за большого разнесения антенн (около километра), что объясняется: 1) различным набегом фаз и потерями в кабелях, идущих от антенн к нагрузке; 2) неоднородностью почв в районе антенн («посадочные площадки») и, следовательно, различными ЭДС, наведенными в антеннах; 3) топографическими трудностями при выборе двух антенных площадок, расположенных на строго заданном расстоянии в определенном направлении.

Имеются и другие модификации [141] этого метода, в которых за счет усложнения обработки удается частично избежать отмеченных трудностей.

Перечисленные недостатки затрудняют применение разнесенного приема при проведении массовых (и тем более экспедиционных) измерений. В то же время метод пространственного разнесения может дать хорошие возможности для разделения и изучения параметров различных мод и сигналов при организации стационарной антенной решетки и тщательном измерении параметров подстилающей поверхности и калибровке всей системы. Такие «радиоголографические зонды» уже успешно работают в диапазоне КВ и их создание в СВ-диапазоне несомненно принесет большую пользу при изучении нижней ионосферы.

**Прием на рамку и вертикальный вибратор [31].** Избежать неконтролируемых погрешностей, имеющих у предыдущих методов, можно при регистрации напряженности поля в одной точке. Предположим, что мы ведем одновременную регистрацию напряженности поля на вертикальный штырь и рамку, плоскость которой перпендикулярна фронту волны. Подадим оба сигнала на общее сопротивление нагрузки, предварительно создав сдвиг фаз между ними в  $180^\circ$ . Если действующие высоты антенн равны, то ЭДС, наведенные полем земной волны, уничтожатся и на сопротивлении нагрузки возникнет напряжение, пропорциональное разности ЭДС, наведенных в рамке и штыре полем ионосферной волны. Учитывая (3.2), (3.3а) и (3.6), имеем

$$\mathcal{E} = HE_{и}A - HE_{и}A \cos \varphi$$

или

$$E_{и} = \frac{\mathcal{E}}{HA(1 - \cos \varphi)}$$

В [31, 142] подробно рассмотрены условия и техническая реализация этого метода измерений. Показано, что суммарная относительная ошибка метода определяется: а) неполным подавлением земной волны  $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} < 10\%$ ; б) погрешностью калиб-

ровки (определением действующей высоты антенн)  $\Delta H/H < < 3\%$ ; в) неконтролируемой ошибкой в определении диаграммы направленности и высоты отражения  $\frac{\Delta(1 - \cos \varphi)}{(1 - \cos \varphi)} = = 3 \div 18\%$ .

При выполнении рекомендаций [31] в самых неблагоприятных условиях на трассах от 60 до 500 км максимальная среднеквадратичная ошибка не превышает 21%.

### 3.3.3. Импульсный метод

Общим недостатком всех рассмотренных ранее методов является невозможность детального изучения структуры поля ионосферной волны. Значения  $E_n$ , входившие во все предыдущие формулы, представляют собой интегральные характеристики многолучевого ионосферного сигнала. Исключение составляет только метод спектрального анализа, позволяющий выделять отдельные лучи и определять их амплитуду, правда, с большой ошибкой. Безусловно, наиболее «чистым» и информативным методом измерения напряженности поля отраженных от ионосферы волн и изучения тонкой структуры этого поля является импульсный метод.

Наличие земного импульса, устойчивого во времени, позволяет использовать его для синхронизации аппаратуры, для калибровки амплитуды отраженных волн, для определения значений группового и фазового запаздывания отраженных импульсов [32].

Желание повысить точность измерений и необходимость более полного анализа условий распространения приводят к использованию сложных фазоманипулированных (шумоподобных) сигналов [14].

Технические трудности создания специального импульсного передатчика, передающей антенны и достаточно сложного приемно-регистрирующего комплекса, конечно, сдерживают применение этого метода. Однако уже имеются некоторые результаты, полученные рассматриваемым методом на частотах от 400 до 1500 кГц (см. гл. 6) при работе на специально разработанных станциях наклонного зондирования.

### 3.3.4. Выводы

Анализ методов измерения напряженности поля ионосферной волны на близких и средних расстояниях от ДСВ-передатчиков позволяет сделать следующие выводы.

1. Наиболее перспективным при массовых измерениях является метод регистрации на рамочную и штыревую антенны. Достоинства метода в простоте аппаратуры, методики эксперимента и обработки данных. Неконтролируемая ошибка нахо-

дится в пределах 3—17% (зависит от длины трассы). Максимальная среднеквадратичная ошибка сравнительно просто может быть сделана меньше 20%.

2. Использование «статистических методов» и методов разнесенного приема связано с неконтролируемыми ошибками, причем зачастую неизвестны даже пределы их изменения. Последнее не позволяет рекомендовать эти методы для массовых измерений.

3. При необходимости более точных измерений и особенно при более детальном исследовании особенностей распространения радиоволн СВ-диапазона необходимо использовать импульсный метод.

## Глава 4

### КРИВЫЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ВОЛНЫ СВ-ДИАПАЗОНА НА ТРАССАХ КОРОЧЕ 500 КМ

#### § 4.1. ПОСТРОЕНИЕ КРИВЫХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВ-ДИАПАЗОНА ПУТЕМ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ ПО МОДЕЛЯМ ИОНОСФЕРЫ

##### 4.1.1. Методы построения

Простейший метод расчета поля ионосферной волны заключается в замене реальной ионосферы зеркалом с коэффициентом отражения  $R$ . Для короткой вертикальной антенны, установленной на поверхности земли, имеем

$$E_n = R_n^n E_{0n} = R_n^n \frac{300 \sqrt{P}}{l_n} \cos \varphi_n \quad (4.1)$$

где  $E_n$  — напряженность поля  $n$ -кратного луча в реальных условиях при  $R < 1$ ;  $\varphi_n$  — угол между направлением  $n$ -кратно отраженного луча и земной поверхностью (угол взлета);  $l_n$  — путь, пройденный  $n$ -кратным лучом, км;  $P$  — излучаемая мощность, кВт;  $R_n$  — коэффициент отражения  $n$ -кратного луча;  $E_{0n}$  — напряженность поля  $n$ -кратно отраженного луча в идеальных условиях при  $R = 1$ .

Кривые распространения для идеальных условий, т. е.  $E_{0n}$  для одно- и двукратно отраженных волн, в зависимости от длины трассы приведены на рис. 4.1.

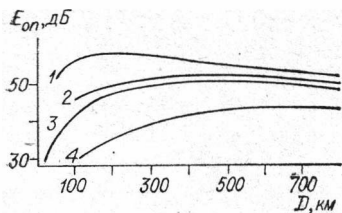


Рис. 4.1. Кривые распространения для идеальных условий.

1)  $n = 1$ ,  $h = 100$ ; 2)  $n = 2$ ,  $h = 100$ ;  
3)  $n = 1$ ,  $h = 240$ ; 4)  $n = 2$ ,  $h = 240$ .

Обычно в ионосферных исследованиях определяют не коэффициент отражения, а поглощение  $L$ . Эти величины связаны соотношением

$$L = 20 \lg R \text{ дБ.} \quad (4.2)$$

Поглощение радиоволн в ионосфере при наклонном падении определяется тремя факторами: профилем электронной концентрации  $N(h)$ , профилем эффективной частоты соударений  $\nu(h)$

и ориентацией волнового вектора распространяющейся радиоволны относительно земного магнитного поля. Последнее приводит к появлению в отраженной волне двух эллиптических поляризованных волн. Для приема в СВ-диапазоне используются антенны линейной вертикальной и горизонтальной поляризации, и потому в литературе часто говорят о двух коэффициентах отражения ( $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$ ) для компонент, принимаемых на антенны с различной поляризацией. Так как в СВ-диапазоне излучаются преимущественно волны с вертикальной поляризацией, первый из них ( $R_{\parallel}$ ) называют коэффициентом отражения (для вертикальной компоненты), а второй ( $R_{\perp}$ ) — коэффициентом преобразования (конверсии) для горизонтальной компоненты. Очевидно, они связаны соотношением

$$R = (R_{\perp}^2 + R_{\parallel}^2)^{0,5}, \quad (4.3)$$

где  $R$  (или  $R_{\parallel}$ ,  $R_{\perp}$ ) можно рассчитать по ионосферному профилю магнитоионной теории [2].

Кривые распространения должны давать годовое медианное значение напряженности поля, и потому при их построении необходимо учитывать статистический характер  $R$ . Здесь возможны два пути. Первый — построение статистической модели нижней ионосферы, учитывающей распределение вероятности  $N(h)$  и  $\nu(h)$ . Этот путь по ряду причин недоступен. Второй — построение кривых распространения по моделям для заданных условий (например, сильно возмущенная или спокойная ионосфера), а затем статистический учет вероятности появления таких условий при построении суммарных кривых распространения.

#### 4.1.2. Начальные условия.

##### Ионосферные профили

В [34] приведены расчетные графики, изображающие траектории лучей и ионосферное поглощение как функции углов взлета. Угол взлета менялся от 0 до 90° (через 10°), что со-

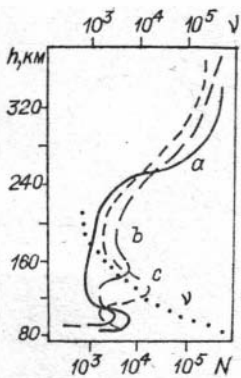


Рис. 4.2. Ионосферные профили для разных условий.

ответствует односкачковым траекториям до 2100 км. Программа расчета основывалась на лучевой теории приближения геометрической оптики. Рассматривалось квазипродольное распространение, обыкновенная компонента при магнитном наклонении  $I = 68^\circ$ . Частотный диапазон 500—2000 кГц.

Расчет проводился для трех ионосферных профилей, полученных на ионозонде в Boulder ( $40^\circ$  с. ш.,  $105^\circ$  з. д.) [34]. Эти профили показаны на рис. 4.2. Профиль *a* соответствует очень спокойному состоянию ионосферы с глубоким провалом между слоями *E* и *F*. Профиль *b* — пример слегка возмущенной ионосферы с промежуточным слоем на  $h = 150$  км. Профиль *c* — сильное возмущение, когда максимум ионизации в области *E* (включая и промежуточный слой) образуется на сравнительно низких высотах. Приведенный здесь профиль  $v(h)$  предполагается неизменным.

Как указывалось ранее, для СВ-диапазона приближение геометрической оптики, видимо, нельзя считать удовлетворительным. Кроме того, использованная в [34] методика учета анизотропии тоже не может считаться адекватной. Например, в области отражения, где волновой вектор распространяющейся волны близок к горизонтальному направлению, при магнитном наклонении  $I = 68^\circ$  характер распространения ближе к квазиперечному, а не к квазипродольному, как предполагалось в [34]. Из-за существенной рефракции волны этот угол в разных участках ионосферы будет различным, и потому упрощенный подход к учету анизотропии здесь, по меньшей мере, не-

| Область отражения | $D, \text{км}$ |     |     |          |
|-------------------|----------------|-----|-----|----------|
|                   | 100            | 300 | 500 | 700      |
| <i>E</i>          | <i>a</i>       |     |     | 500 кГц  |
| <i>E</i>          | <i>b</i>       |     |     |          |
| <i>E</i>          | <i>c</i>       |     |     |          |
| <i>E</i>          | <i>a</i>       |     |     | 750 кГц  |
| <i>E·F</i>        | <i>b</i>       |     |     |          |
| <i>E</i>          | <i>c</i>       |     |     |          |
| <i>F</i>          | <i>a</i>       |     |     | 1000 кГц |
| <i>E·F</i>        | <i>b</i>       |     |     |          |
| <i>E·F</i>        | <i>c</i>       |     |     |          |
| <i>F</i>          | <i>a</i>       |     |     | 1500 кГц |
| <i>F</i>          | <i>b</i>       |     |     |          |
| <i>E·F</i>        | <i>c</i>       |     |     |          |

Рис. 4.3. Расчетные значения высот отражения (*a*, *b*, *c* — профили, показанные на рис. 4.2.).



точен. Для нахождения количественных результатов, вообще говоря, необходимо использовать полное волновое уравнение с зависящим от всех координат тензором комплексной диэлектрической постоянной. Однако мы сочли возможным воспользоваться приведенными в [34] кривыми, имея в виду получение лишь таких результатов, которые могут качественно объяснить наблюдаемые на опыте закономерности.

Отдельные графики для траекторий и поглощения, имеющиеся в [34], пересчитаны по уравнениям (4.2) и (4.1) в кривые распространения для частот 500, 750, 1000 и 1500 кГц. Дальнейшие пункты этого параграфа посвящены анализу полученных таким образом кривых распространения и вопросам качественного сопоставления расчетных и экспериментальных кривых.

### 4.1.3. Высота отражения

Для объяснения особенностей расчетных кривых распространения необходимо знать высоту области отражения в зависимости от длины трассы, частоты и ионосферного профиля. Ионосферные профили для разных условий представлены на рис. 4.2, а расчетные зависимости — на рис. 4.3. Они хорошо совпадают с экспериментальными данными [34—37], полученными импульсным вертикальным и наклонным зондированием в этом диапазоне частот.

Наиболее простая зависимость  $h(D)$  для всех ионосферных профилей наблюдается на  $f = 500$  кГц. Отражение при любой длине трассы (любом угле падения) происходит только от слоя  $E$ . На частоте 750 кГц зависимость  $h(D)$  для профилей ионосферы  $a$  и  $c$  осталась такой же, как и на  $f = 500$  кГц. Для профиля  $b$  зависимость существенно изменилась: при углах взлета от  $90$  до  $80^\circ$  отражение происходит от области  $F$ , затем оно постепенно опускается к промежуточной области  $F - E$  (углы  $70 - 50^\circ$ ), и при дальнейшем уменьшении угла отражение скачком перемещается в  $E$ -область. Поэтому на трассах протяженностью от 200 до 350 км одновременно присутствуют однократно отраженные лучи от областей  $F - E$  и  $E$ . На частоте  $f \sim 1000$  кГц при  $D < 200$  км волна может отражаться и от  $E$ - и от  $F$ -области, а при  $D > 350$  км — при любом профиле от  $E$ . На  $f \sim 1500$  кГц волна практически всегда отражается от  $F$ -слоя, только при очень сильных возмущениях (профиль  $c$ ) может отражаться от  $E$ -области на трассах, длиннее 200 км.

### 4.1.4. Расчет кривых распространения

Рассмотрим формирование кривых распространения при отражении от области  $E$  на  $f = 750$  кГц для двух моделей ионосферы. Так как при профиле  $a$  отражение происходит только

от слоя  $E$ , кривые распространения (рис. 4.4) имеют закономерный плавный ход с одним максимумом на  $D \sim 250$  км. Обращает на себя внимание очень большое поглощение (больше 40 дБ) на трассе протяженностью 180 км. При слегка возмущенной ионосфере (профиль  $b$ ) результирующая кривая образуется при сложении двух отдельных частей: на длине трассы  $50 \div 300$  км — отраженная от  $F$ - и промежуточной  $F-E$ -области и на  $D = 250-800$  км — отраженная от  $E$ -области. Характер этой кривой (с двумя максимумами на разных расстояниях) резко отличается от всех кривых распространения, ранее обсуждавшихся в литературе. Если даже предположить, что обе отраженные волны в области «провала» будут складываться в фазе, то и в этом случае глубина провала (т. е. разность между вторым максимумом и минимальной напряженностью в точке пересечения кривых) составит 11 дБ. При обычных допущениях о равновероятности разности фаз двух лучей на интервале  $(0-2\pi)$  глубина провала составит около 14 дБ.

На рис. 4.5 приведены результирующие зависимости  $E(D)$  для всех профилей и частот. Самые простые кривые, как и следовало ожидать, получились для профиля  $a$ , хотя и здесь кривые для частот 1000 и 1500 кГц «двугорбые» — с двумя максимумами. Для профиля  $b$  два максимума наблюдаются уже на частоте 750 кГц (на  $f = 1500$  кГц второй максимум на графике не виден, так как он приходится на  $D = 900$  км). Напряженность поля на частотах 500, 750 кГц уменьшилась, а на высоких частотах и близких расстояниях несколько возросла. Для про-

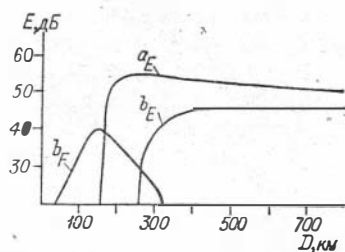


Рис. 4.4. Расчетные кривые напряженности поля профилей  $a$  и  $b$ ;  $f = 750$  кГц.

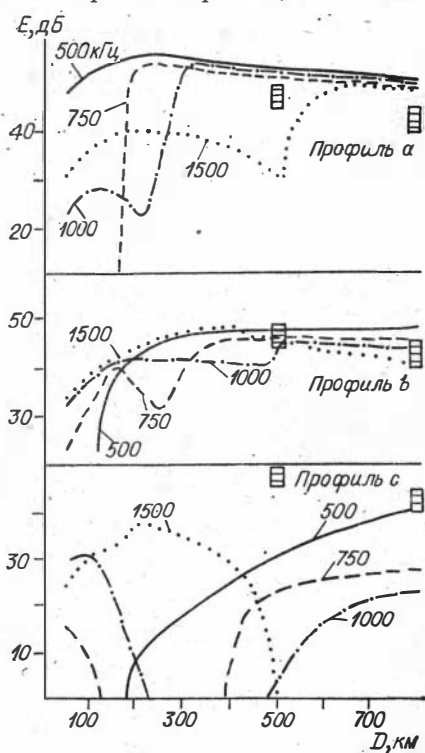


Рис. 4.5. Расчетные кривые напряженности поля для профилей  $a$ ,  $b$ , и  $c$ .

филя  $c$  появились глубокие «мертвые» зоны, где напряженность поля падает до  $-30 \div -50$  дБ (на  $f = 500$  кГц до 150 км, на  $f = 750$  кГц от 150 до 350 км, на  $f = 1000$  кГц от 250 до 450 км и на  $f = 1500$  кГц от 550 до 800 км). Последняя закономерность характерна для всех профилей — провал на кривых удаляется от передатчика с увеличением рабочей частоты.

Несколько замечаний о возможном характере кривых на частотах, меньших 500 кГц. Так как скачкообразное изменение высоты отражения (от  $F$  к  $E$ ) при изменении длины трассы практически невозможно на частотах от 150 до 500 кГц, на этих частотах можно ожидать «гладкие» кривые распространения с одним максимумом. Однако экспериментальные данные (см. § 4.2) имеют противоречивый характер, что говорит о необходимости дальнейших теоретических и экспериментальных исследований в указанной области.

#### **4.1.5. О методике сравнения расчетных и экспериментальных кривых распространения**

Сравнивать расчетные данные, имеющие различный характер для профилей  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , можно только с экспериментальными кривыми, построенными на большом статистическом материале. Кривые, описанные в [12, 38] для  $D > 500$  км, удовлетворяют этому требованию (см. рис. 4.5, где заштрихованные прямоугольники на  $D = 500$  и 800 км — зоны, через которые проходят указанные кривые).

Расчетные кривые построены для  $I = 68^\circ$ , а экспериментальные приведены к  $I = 61^\circ$ , однако их можно непосредственно сравнивать, ибо поправка  $E$  на различное наклонение не будет превышать 0,5 дБ на трассах короче 1000 км [38].

Сравнение расчетных кривых с экспериментальными на расстояниях 500—800 км показывает, что для профиля  $a$  они на 4—5 дБ выше кривых, приведенных в [12, 38], для профиля  $c$  значительно ниже; кроме того, кривые разных частот имеют недопустимо большой разброс. Наибольшее согласие с экспериментом имеют кривые, рассчитанные по профилю  $b$ . Этого и следовало ожидать, так как профили  $a$  и  $c$  являются «необычными»: первый — из-за глубокой «долины» между областями  $E$  и  $F$  и большей, чем обычно, критической частоты  $E$ -слоя; второй — из-за резко увеличенной ионизации в нижней области  $E$ , которая вызывается только сильными геомагнитными бурями.

Каждая из рассмотренных моделей ионосферы обладает различной вероятностью существования. Наличие большего числа профилей при известной вероятности существования каждо-

го из них позволило бы сконструировать более реальные суммарные кривые распространения (при фиксированных вероятностях каждого отдельного профиля). Причем мерой их достоверности может служить степень совпадения сконструированных кривых и кривых для  $D > 500$  км [12, 38].

#### 4.1.6. Выводы

Анализ кривых, построенных по ионосферным профилям, позволяет утверждать, что:

— для частот, которые при любых ионосферных условиях и длине трассы в пределах 50—500 км отражаются только от одной области ионосферы, кривые распространения имеют гладкий ход с одним максимумом. Этим требованиям удовлетворяют частоты, меньшие 500 кГц;

— на частотах, больших 500 кГц, возможно скачкообразное изменение высоты отражения при изменении длины трассы (угла падения). Это является причиной появления провала на кривой распространения. Кривая приобретает двугорбый характер с двумя максимумами, она состоит как бы из двух самостоятельных частей, первая из которых определяется в основном  $F$ -модой, а вторая —  $E$ -модой. В окрестности провала необходим учет и  $F$ - и  $E$ -мод;

— глубина провала и его расположение на оси расстояний должны в значительной степени зависеть от времени ночи, года, солнечной активности. Первый максимум двугорбой кривой может быть и выше и ниже второго максимума в зависимости от преобладания или потерь поглощения, или геометрических потерь;

— возможность резкого изменения высоты области отражения на  $f > 500$  кГц в течение ночи ( $E$ -мода —  $h = 100$  км,  $F$ -мода —  $h = 240$  км) значительно усложнит получение экспериментальных кривых распространения. В этих условиях необходимо экспериментально определять часовое медианное значение как напряженности поля, так и высоты отражения (угла прихода). В противном случае невозможно осуществить переход от реально применяемых передающих антенн, особенно антифединговых, к короткой антенне с электрической длиной, меньшей  $0,25\lambda$ .

В заключение отметим, что экспериментальные кривые, полученные в [32, 39] с соблюдением указанных здесь требований, дают результаты, качественно совпадающие с расчетными кривыми.

## § 4.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

### 4.2.1. Экспериментальные данные и их обработка

Кривые распространения МККР для вертикально поляризованной ионосферной волны и больших расстояний, рассмотренные в предыдущей главе, созданы на основе долговременных работ в разных странах. Хотя кривые начинаются с  $D = 300$  км, анализ первичных данных показывает, что из-за незначительного числа измерительных трасс длиной 300—500 км и регистрации на них суммарного поля  $E = (E_z^2 + E_{\text{н}}^2)^{0,5}$  достоверность этих кривых на участке менее 500 км вызывает сомнения. Поэтому в 1968 г. в СССР по инициативе НИИРадио были начаты работы по созданию кривых распространения вертикальной компоненты ионосферной волны для трасс длиной от 50 до 500 км.

Основные экспериментальные работы проведены в 1968—1975 гг. ИГиГ СО АН СССР, лабораторией радиофизики Омского государственного педагогического института и Новосибирским электротехническим институтом связи. Измерения проводились тремя методами: импульсным наклонным зондированием [32], методом рамка — штырь (см. § 3.5.4) и регистрацией суммарного поля на трассах, где  $E_z < E_{\text{н}}$ . Регистрируемые частоты были сгруппированы около 200, 500, 750, 1000 и 1500 кГц, для которых построены кривые распространения. Сведения о длине трасс, количестве часов регистрации и методах измерения приведены в табл. 4.1.

Т а б л и ц а 4.1

| Частота, кГц | Длина трасс, км                            | Часы регистрации | Метод          |
|--------------|--|------------------|----------------|
| 200          | 80, 150, 205, 250                          | 2850             | Рамка — штырь  |
| 500          | 280, 310, 360                              | 464              | Импульсный     |
|              | 75, 150, 230                               |                  | Суммарное поле |
| 750          | 400, 470, 670                              | 1488             | Рамка — штырь  |
|              | 80, 100, 120, 150, 160, 180, 305, 310, 450 |                  |                |
|              | 165, 185, 250, 270, 405, 430, 700, 775     | 1295             | Суммарное поле |
| 1000         | 75, 150, 230                               | 400              | Импульсный     |
|              | 120, 170, 210, 290, 310, 390, 450, 560     | 5090             | Рамка — штырь  |
| 1500         | 180, 400, 435                              | 261              | Суммарное поле |
|              | 75, 150, 230                               | 400              | Импульсный     |
|              | 80, 150, 205, 315, 320, 460, 480           | 2658             | Рамка — штырь  |
|              | 160, 400, 600                              | 313              | Суммарное поле |

Для построения кривых напряженности поля использовались медианные за весь срок наблюдений значения часовых медиан для интервала времени вблизи местной полуночи. Медианные значения для каждой трассы были приведены к эталонным условиям: 1) излучаемая мощность 1 кВт; 2) передающая антенна — вертикальный излучатель с электрической длиной меньше  $0,25 \lambda$ , установленная на хорошо проводящей земле; 3) солнечная активность минимальная.

Измерения импульсным методом проводились на трассах, направленных вдоль долготы, остальными методами — в различных направлениях. Все трассы расположены на средних широтах от  $45$  до  $58^\circ$  с. ш. Поправок на магнитное наклонение не производилось.

При измерениях импульсным методом обычно наблюдалось несколько отраженных от ионосферы импульсов. Поэтому медианное значение, используемое при построении кривых распространения, вычислялось по формуле:  $E_m = (E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + \dots)^{0,5}$ , где  $E_{1m}$ ,  $E_{2m}$ , ... — медианные значения сигналов, отраженных с разных высот ионосферы.

Суммарное поле измеряли в основном станции технического контроля Министерства связи СССР при помощи типовой аппаратуры на вертикальную антенну [41]. Следует отметить, что при отношении  $E_H/E_3 \geq 3$  можно пренебречь присутствием земной волны в суммарном сигнале, так как возникающая при этом максимальная ошибка определения медианного значения амплитуды ионосферной волны будет меньше 30% [14]. В случае равномерного распределения фазы ионосферного сигнала относительно земного ошибка не будет превышать 5%. Поэтому для измерений выбирали такие трассы, на которых днем  $E_3$  меньше медианного значения ночного суммарного поля по крайней мере на 10 дБ (имеющиеся исключения на  $f \approx 750$  кГц обсуждены дальше).

Экспериментальные кривые распространения, очевидно, должны удовлетворять двум ограничивающим условиям: 1) кривые распространения для малых расстояний должны стыковываться на  $D = 500$  км с кривыми распространения для больших расстояний; 2) напряженность поля на всех частотах рассматриваемого диапазона и расстояниях 50—500 км не должна превосходить величины, определяемой равенством (4.1), при  $R = 1$ .

Правда, из-за многоскачкового распространения и эффекта фокусировки медианное значение напряженности поля может иногда превысить величину  $E_0$ . Однако расчеты показывают, что при отражении без потерь поле на расстоянии 300 км, образованное однократным отражением от  $E$ -слоя, увеличится всего на 1,5 дБ при одновременном приходе еще двух лучей (двукратный  $E$  и однократный  $F$ ). На более коротких расстояниях

добавка еще меньше. Эффект фокусировки на коротких трассах дает столь же незначительный вклад. В то же время среднегодовое значение поглощения на частоте 1000 кГц превышает 6 дБ [42], что значительно больше вкладов многолучевости и фокусировки.

#### 4.2.2. Кривые распространения

Годовые медианные значения напряженности поля вертикальной компоненты ионосферной волны, полученные тремя принципиально различными методами на 57 трассах длиной от 75 до 700 км, позволяют построить кривые распространения, сравнить методы измерений и осуществить взаимную проверку данных. На рис. 4.6 приведены экспериментальные данные и построенные по ним кривые распространения.

Экспериментальные точки для  $f = 200$  кГц получены только методом рамка — штырь (импульсное измерение на низких частотах требует создания дорогостоящих передающих антенн, а регистрация суммарного поля неприменима из-за влияния земной волны, которая на этих частотах сравнима с ионосферной на трассах длиной до 500 км). Кривая, проведенная по экспериментальным точкам, хорошо стыкуется с кривой распространения для больших расстояний (см. штриховые линии на рис. 4.6). Начиная со 180 и до 500 км разность между максимально возможной напряженностью  $E_0$  и напряженностью, определяемой кривой распространения, приблизительно постоянна и равна 6 дБ. Это хорошо согласуется с известными экспериментальными данными о поляризационных потерях и поглощении на частоте 200 кГц.

Для трасс короче 180 км потери увеличиваются, достигая 9 дБ на 125-м км и 14 дБ — на 85-м км. Причина этого — возрастание отклоняющего поглощения. Для вертикального падения на рассматриваемой частоте поглощение равно  $15 \div 20$  дБ (меньшее значение соответствует минимуму солнечной активности, большее — максимуму [43]).

К сожалению, измерения методом рамка — штырь не проводились в интервале расстояний 90—140 км. В то же время в работе [44] приводится экспериментальная кривая распространения на частоте 272 кГц, имеющая двугорбый характер с провалом около 20 дБ на расстоянии 120—140 км. Появление провала объясняется в [44] существованием постоянного квазибрюстеровского угла для вертикально поляризованной волны, падающей на границу раздела свободного пространства с ионосферой. Однако ясно выраженный брюстеровский угол может появиться только при резкой границе раздела, что трудно ожидать при  $\lambda \approx 1$  км. С другой стороны, сам метод получения экспериментальной кривой, основанный на выделении  $E_{\text{и}}$  из записей суммарного поля, на столь малых расстояниях и

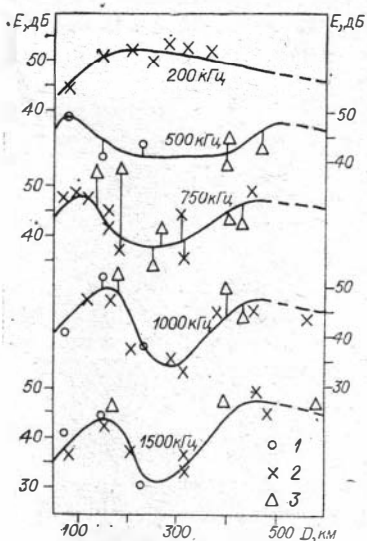


Рис. 4.6. Экспериментальные кривые напряженности поля для коротких расстояний.

1 — импульсный метод, 2 — метод рамка — штырь, 3 — метод суммарного поля.

низких частотах вызывает очень серьезные возражения. Перечисленные факты заставляют с осторожностью относиться к данным [44], но в то же время показывают, как необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования в этой области.

Экспериментальная кривая для частоты 500 кГц получена по результатам измерений двумя методами: импульсным (75, 150 и 230 км) и регистрацией суммарного поля (400, 470 и 670 км). Кривая имеет небольшой провал на расстояниях 150—400 км. В то же время, согласно импульсным измерениям, на всем интервале расстояний отражение происходит только от  $E$ -слоя. Изменения напряженности поля здесь объясняются, по-видимому, изменением траектории луча и частотным ходом интегрального поглощения, имеющего максимум на частоте  $f_i \approx 260$  кГц [43]. Поэтому при изменении угла падения  $i$  (длины трассы) меняется  $f_i = f \cos i$  и поглощение проходит через максимум на расстояниях около 350 км. Измерения на частоте 750 кГц проводились методом рамка — штырь и регистрацией суммарного поля. Как видно из рис. 4.6, регистрация суммарного поля на этой частоте и трассах, меньших 200 км, дает значительно большие значения напряженности поля (на 10—15 дБ) по сравнению с методом рамка — штырь. Анализ первичных данных показывает, что на этих трассах было достаточно сильным влияние земной волны (среднегодовое значение  $E_s$  было всего на 8 дБ меньше среднегодового значения суммарного поля).

Экспериментальная кривая для частоты 750 кГц двугорбая

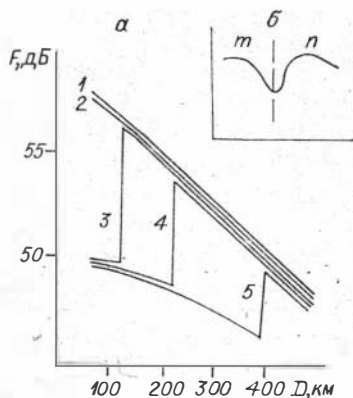


Рис. 4.7. Кривые распространения, рассчитанные по формуле (4.5) (а) и влияние поглощения и геометрических потерь на точки разрыва (б).

$f = 300$  кГц (1), 500 (2), 750 (3), 1000 (4), 1500 кГц (5).



с равными максимумами около 48 дБ на расстояниях 120 и 460 км и провалом около 14 дБ на расстоянии 220 км. Причины двугорбости подробно рассмотрены в § 4.1, она обусловлена скачкообразным изменением высоты отражения в зависимости от длины трассы. Большой разброс экспериментальных точек около 300 км объясняется, видимо, тем, что в области провала небольшое различие по частоте может привести к резкому изменению высоты отражения. Так как при наклонном падении на коротких трассах частота 750 кГц находится около критической частоты слоя  $E$ , условия распространения должны сильно зависеть от времени года и солнечной активности.

На частоте 1000 кГц измерения проводились тремя методами, и все они дали достаточно близкие результаты. Экспериментальная кривая для частоты 1000 кГц двугорбая. Первый максимум около 50 дБ наблюдается на расстоянии 150 км, второй — около 47 дБ на расстоянии 470 км. Провал глубиной 14 дБ приходится на  $D = 180$  км.

До первого максимума медианное значение напряженности поля больше  $E_0$  при  $h = 240$  км. Это закономерно, так как в середине ночи на трассах до 200 км вероятность отражения от  $E$ -слоя около 50%. По этой причине (равновероятность  $E$ -и  $F$ -мод) разброс напряженности поля от времени ночи на таких расстояниях особенно велик.

Измерения на частоте 1500 кГц, проведенные тремя методами, дали практически совпадающие результаты. Экспериментальная кривая здесь также двугорбая. Как и следовало ожидать, значения  $E(D) < E_0(D)$ , рассчитанных для  $h = 240$  км. Экспериментальная кривая существенно расходится с теоретическими данными, рассмотренными в предыдущем параграфе. На расчетных кривых провал находится на расстояниях, превышающих 500 км, на экспериментальной — между 220—230 км. Такое расхождение обязано достаточно частому присутствию  $E$ -моды на трассах, больших 200 км, тогда как по расчетам для профилей  $a$  и  $b$  она появлялась только с  $D = 500$  км.

### 4.2.3. Выводы

В заключение этого параграфа отметим, что сравнение рассмотренных кривых, приведенных на рис. 4.6, с кривыми МККР для больших расстояний [12, 38] показывает, что:

— они достаточно хорошо стыкуются на расстоянии 500 км, а от 300 до 500 км имеют противоположный ход. Кривые МККР от 300 до 500 км на всех частотах имеют уменьшающуюся на 8—9 дБ напряженность поля, предлагаемые кривые для  $f > 700$  кГц на этой же дистанции дают увеличивающееся на 12—15 дБ поле;

— на трассах длиной 300 км напряженность поля на низких частотах (200 кГц) по кривым МККР больше на 3—4 дБ,

на  $f > 700$  кГц напряженность по кривым МККР больше на  $\sim 20$  дБ;

— рассмотренные кривые являются непересекающимися (большей частоте соответствует меньшая напряженность поля) с расстояний, на которых на всех частотах начинает преобладать  $E$ -мода распространения; это расстояние совпадает с положением провала на кривых при  $D \approx 270$  км.

Экспериментальные кривые для расстояний до 500 км построены по данным, полученным различными организациями тремя принципиально отличными методами. Все они хорошо совпадают, что подтверждает достаточную надежность как методов измерений, так и самих данных. Кроме того, модельные расчеты, качественно подтвердившие ход экспериментальных кривых, помогли найти теоретическое объяснение необычному ходу кривых распространения (наличие провала).

Таким образом, эти кривые можно предложить в качестве основы для проектирования радиолиний протяженностью меньше 500 км [45] вместо ранее использовавшихся кривых [38].

#### **§ 4.3. УТОЧНЕНИЕ МЕТОДА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ИОНОСФЕРНОЙ ВОЛНЫ НА ЧАСТОТАХ СВ-ДИАПАЗОНА**

Модифицированный метод, предложенный СССР, принят в качестве основы для прогнозирования напряженности поля Промежуточной рабочей группой МККР [12]. Он позволяет рассчитывать напряженность поля пространственной волны по уравнению (см. § 2.2)

$$F_0 = V + G_S - L_p + 105,3 - 20 \lg l - 10^{-3} k_R l. \quad (4.4)$$

Для изотропной антенны и излучаемой мощности, равной 1 кВт ( $V = 0$ ), распространения над сушей ( $G_S = 0$ ), числа солнечных пятен, равного нулю,  $37^\circ$  геомагнитной широты ( $k_R = 1,9 f^{0,15}$ ) и без учета поляризационных потерь ( $L_p = 0$ ) значение напряженности поля пространственной волны определяется по уравнению

$$F = 105,3 - 20 \lg l - 10^{-31,9} f^{0,15} l. \quad (4.5)$$

По предложению Великобритании, внесенному в МККР [46], указанный метод расчета предлагается использовать и на трассах короче 500 км, учитывая скачкообразное изменение расстояния наклонного распространения при отражении от  $F$ - или  $E$ -слоя. Для этого расстояние наклонного распространения вычисляется как

$$l = (D^2 + 4h^2)^{0,5}. \quad (4.6)$$

Здесь  $D$  — длина трассы;

$$h = \begin{cases} 100 \text{ км при } f \leq f'; \\ 220 \text{ км при } f > f', \end{cases} \quad (4.7)$$

где  $f' = 350 + [(2,8D)^3 + 300^3]^{1/3}$ ,  $f$  — излучаемая частота, кГц.

Покажем, что этот метод на коротких трассах не дает удовлетворительных результатов, так как в точках, где меняются моды распространения, скачкообразно меняется и напряженность поля.

На рис. 4.7, а представлены кривые распространения, рассчитанные по (4.5) для частот 200, 500, 750, 1000 и 1500 кГц и расстояний короче 500 км. Для  $f < 650$  кГц высота отражения (4.7) при любой длине трассы равна 100 км и кривые имеют обычный для изотропного излучателя вид с небольшой частотной дисперсией, обусловленной членом  $f^{0,15}$  в уравнении (4.5). Для  $f > 650$  кГц у кривых наблюдаются точки разрыва, находящиеся от передатчика на расстояниях от 50 ( $f = 660$  кГц) до 460 км ( $f = 1600$  кГц). В окрестностях таких точек разрыва значение напряженности поля неопределенно, в пределах от 3 до 8 дБ. Совершенно очевидно, что значение неопределенности будет возрастать при использовании антенн, отличных от изотропной. Это связано с тем, что в точке разрыва скачком увеличится слагаемое  $V$  из уравнения (4.4), так как у обычно применяемых антенн повышается мощность, излучаемая под низкими углами.

Итак, кривые распространения, представленные на рис. 4.7, показывают, что в тех точках, где происходит смена мод распространения, скачком возрастает напряженность поля. Отражение от  $F$ -слоя переходит к  $E$ -слою на  $D \approx 120$  км для  $f = 750$  кГц, 230 км для 1000 кГц и  $D = 405$  км для  $f = 1500$  кГц. Возрастание напряженности поля в указанных точках связано с действием трех факторов: резким уменьшением геометрических потерь —  $20 \lg l$ ; уменьшением затухания —  $10^{-3} k_R \cdot l$ , так как оно зависит от  $l$ ; возрастанием  $V(G)$ . Поскольку все перечисленные факторы действуют в одну сторону (положительный член возрастает, а два отрицательных уменьшаются), скачкообразное возрастание (точка разрыва) напряженности поля является неизбежным. Но считать, что среднегодовое медианное значение напряженности поля  $F_0$  достаточно верно описывается кривыми с точками разрыва, невозможно. Такое поведение кривых не находит ни теоретического обоснования, ни экспериментального подтверждения.

Авторы работы [46], предлагая формулу (4.7), исходили из того, что скачкообразно изменяется высота отражения при изменении длины трассы на частотах, больших 600 кГц. Однако они совершенно не учли двух дополнительных факторов.

1. В окрестностях скачка абсорбционные потери резко меняются, поскольку волна, еще отражающаяся от  $F$ -слоя, но уже близко подошедшая к точке разрыва, имеет эквивалентную частоту, достаточно близкую к критической частоте  $E$ -слоя. Поэтому она испытывает большое так называемое неотклоняющее поглощение в  $E$ -слое. Волна, только что перескочившая (в точке разрыва) на  $E$ -слой, имеет эквивалентную частоту, меньшую, но почти равную критической частоте слоя  $E$ , и, проходя в вершине слоя длинный путь, испытывает большое отклоняющее поглощение. Таким образом, коэффициент поглощения сложным образом зависит от  $D$  в окрестностях точки разрыва. Очевидно, он должен иметь максимальное значение в точке разрыва и плавно уменьшаться до значений, определяемых формулой (4.5), вправо и влево от этой точки.

2. Переход от одной моды распространения к другой на фиксированной частоте происходит не при одном и том же расстоянии, т. е. точка разрыва может перемещаться по оси  $D$  даже при работе на одной и той же частоте. Данное положение довольно тривиально и объясняется большим непостоянством параметров нижней ионосферы. Расстояние, в пределах которого перемещается точка разрыва, меняется в достаточно широком диапазоне. Период перемещения точки разрыва и особенно диапазон перемещений, очевидно, должны зависеть от времени года. Однако этот вопрос до настоящего времени практически не исследован.

Учет дополнительных факторов трансформирует кривые с разрывом в кривые с плавным переходом от части  $m$  к части  $n$  (см. рис. 4.7, б), первая из которых дает напряженность поля при отражении от  $F$ -слоя, а вторая — от  $E$ -слоя. Причем максимум кривой  $n$  может быть и выше и ниже максимума кривой  $m$  в зависимости от того, какие потери преобладают: или потери поглощения, или геометрические потери (из-за изменения длины пути  $l$ ). Очевидно, что параметры провала (глубина и его расположение по оси  $D$ ) на реальной трассе будут сильно зависеть от диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости, ибо две части кривой распространения соответствуют различным высотам отражения.

Обсуждение кривых распространения (см. рис. 4.7, а), полученных методом, найденным в [46], показывает, что для расчета  $l$  необходимо использовать другую зависимость  $h$  от  $f$  и  $D$ , чем та, которая дается условием (4.7).

Анализ теоретических и экспериментальных данных позволил построить более обоснованную модель изменения высоты отражения. Аналитическое представление этой модели сводится к следующим условиям:

$$\begin{aligned} \text{если } f' &\leq 600 \text{ кГц, то } h = 100 \text{ км,} \\ \text{если } f' &\geq 1000 \text{ кГц, то } h = 220 \text{ км,} \end{aligned} \quad (4.8)$$

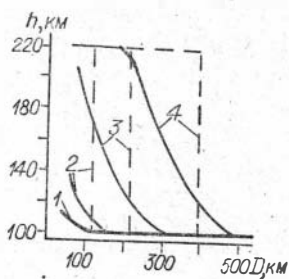


Рис. 4.8. Результаты расчета высоты отражения (штриховая линия — модель (4.7), сплошная — (4.8)).

$f = 650$  кГц (1), 750 (2), 1000 (3), 1500 кГц (4).

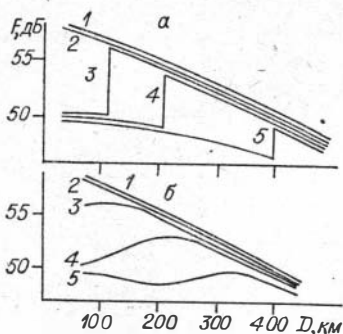


Рис. 4.9. Кривые распространения, рассчитанные по формуле (4.5) для моделей (4.7) (а) и (4.8) (б).

$f = 200$  кГц (1), 500 (2), 750 (3), 1000 (4), 1500 кГц (5).

если  $600 < f' < 1000$  кГц, то  $h = 0,3 f' - 80$  км,

$$\text{где } f' = f \frac{200}{(D^2 + 40000)^{0,5}}$$

Результаты расчета высоты отражения по моделям (4.8) и (4.7) приведены на рис. 4.8. Плавное изменение высоты отражения по модели (4.8) приводит и к плавному изменению (без точек разрыва) геометрических и абсорбционных потерь в уравнении (4.4).

Кривые распространения, рассчитанные по (4.5) для изотропной антенны с использованием обеих моделей изменения высоты отражения, показаны на рис. 4.9. Анализ этих графиков позволяет заключить, что использование модели, задаваемой условием (4.8), исключает точки разрыва на кривых распространения. Однако сравнение расчетных кривых распространения (см. рис. 4.9) с экспериментальными кривыми, рассмотренными в § 4.2, показывает, что они совпадают только на расстояниях, меньших  $\sim 100$  км и больших  $\sim 400$  км. На расстояниях от 100 до 400 км экспериментальные значения напряженности поля на частотах выше 600 кГц значительно меньше рассчитанных по формуле (4.5), что объясняется появлением добавочного поглощения, когда эквивалентная частота падающей волны достаточно близка к критической частоте E-слоя ионосферы.

Для того чтобы формулой (4.4) можно было пользоваться на любых расстояниях, желательно не изменять выражения для члена  $k_R$ , характеризующего абсорбционные потери в любой точке отражения, за исключением точек, где эквивалентная частота падающей волны близка к критической частоте слоя. Поэтому введем в формулу (4.4) новый член, характеризующий

эти потери, который назовем критическим поглощением  $L_k$ . Очевидно,  $L_k$  должно равняться нулю за пределами зоны, в которой эквивалентная частота близка к критической частоте слоя. Вычитая из рассчитанных значений напряженности поля экспериментальные, можно получить графики для критического поглощения на частотах 750, 1000, 1500 кГц.

Найденные таким образом кривые критического поглощения достаточно хорошо описываются функцией

$$L_k = (aD^2 + bD - c)^{0,5}, \quad (4.9)$$

где  $a = -0,0085$ , а коэффициенты  $b$  и  $c$  зависят от частоты следующим образом:

$$b = 3,12 + 0,011f,$$

$$c = 100 + 0,279f \text{ при } f \geq 750 \text{ кГц}, \quad (4.10)$$

$$c = 612 - 0,404f \text{ при } f < 750 \text{ кГц}.$$

При этом  $L_k = 0$ , если  $bD < |aD^2 - c|$ .

Экспериментальные кривые и кривые, рассчитанные по формулам без учета  $L_k$

$$F = 105,3 - 20 \lg l - 10^{-31,9} f^{0,15} l$$

и с учетом  $L_k$

$$F = 105,3 - 20 \lg l - 10^{-31,9} f^{0,15} l - L_k, \quad (4.11)$$

приведены на рис. 4.10. Отклонение аппроксимированных кривых от экспериментальных не превышает  $\pm 1,5$  дБ, что говорит о вполне удовлетворительном характере аппроксимирующей функции.

Полученные результаты позволяют предложить изложенную методику расчета для уточнения метода прогнозирования напряженности поля пространственной волны на частотах от 150 до 1600 кГц на трассах длиной до 500 км (для средних широт).

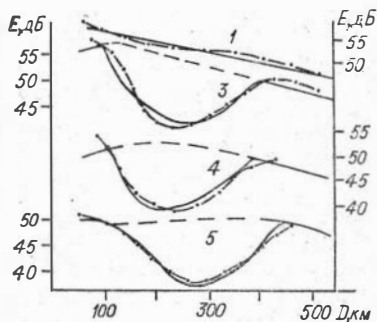


Рис. 4.10. Сравнение различных кривых распространения (сплошная линия — формула (4.11) с учетом поправок (4.9), (4.10); штрихпунктирные линии — экспериментальные кривые; штриховые — без учета поправки (4.9)). Усл. обозн. кривых 1—5 см. в подписи к рис. 4.9.

#### § 4.4. РАСЧЕТ ЗОН ФЕДИНГА ПО КРИВЫМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Разработка новых кривых распространения в ДВ- и СВ-диапазонах привела к изменению расчетных оценок границ зон вещания и, в частности, границ зон ближнего фединга. Так как разность фаз между пространственной и поверхностной волной в ДСВ-диапазоне в ночное время суток непостоянна, то на тех расстояниях, где напряженности этих полей сравнимы, возможны очень глубокие замирания. Территория, лежащая между границами, где  $E_3 = 2 E_H$  и  $E_H = 2 E_3$ , называется зоной ближнего фединга. Протяженность и расположение зоны фединга зависят от условий распространения как земной, так и ионосферной волны.

Рассчитаем зоны фединга для почв с проводимостью от  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $10^{-1}$  См/м, частот 150—1500 кГц и передающих антенн различных типов. При расчете воспользуемся кривыми распространения ионосферной волны для близких расстояний (приведенными на рис. 4.8) и кривыми распространения земной волны, взятыми из [49].

##### 4.4.1. Короткий вертикальный штырь

Этот тип антенны редко используется на практике, но он принят, согласно рекомендациям МККР, в качестве эталонной антенны. Для определения границ зон фединга построим на одном графике кривые распространения ионосферной (сплошные линии) и земной (штриховые) волны так, как это сделано в нижней части рис. 4.11 для частот 200, 750, 1000 и 1500 кГц. В верхней части рисунка показано изменение расстояния до ближней ( $E_3 = 2 E_H$ ) и дальней ( $E_H = 2 E_3$ ) границ зоны максимального фединга, а также линии  $E_3 = E_H$  в зависимости от проводимости почвы. Хорошо видно расширение зоны фединга при некоторых значениях проводимости из-за двугорбости кривых распространения ионосферной волны на частотах, больших 700 кГц.

Данные рис. 4.11 сгруппированы на рис. 4.12, где показано изменение расстояния до ближней (а) и дальней (б) границ зоны фединга в зависимости от частоты для четырех значений проводимости почвы.

Рассчитывать на уверенный прием сигнала в любое время суток можно только на территории, находящейся до ближней границы зоны фединга (см. рис. 4.12, а). Необходимо определить мощность передатчика, который бы обеспечивал надлежащую напряженность поля на этой территории. Величина необходимой напряженности поля для уверенного приема сигнала определяется уровнем помех, а так как этот уровень зави-

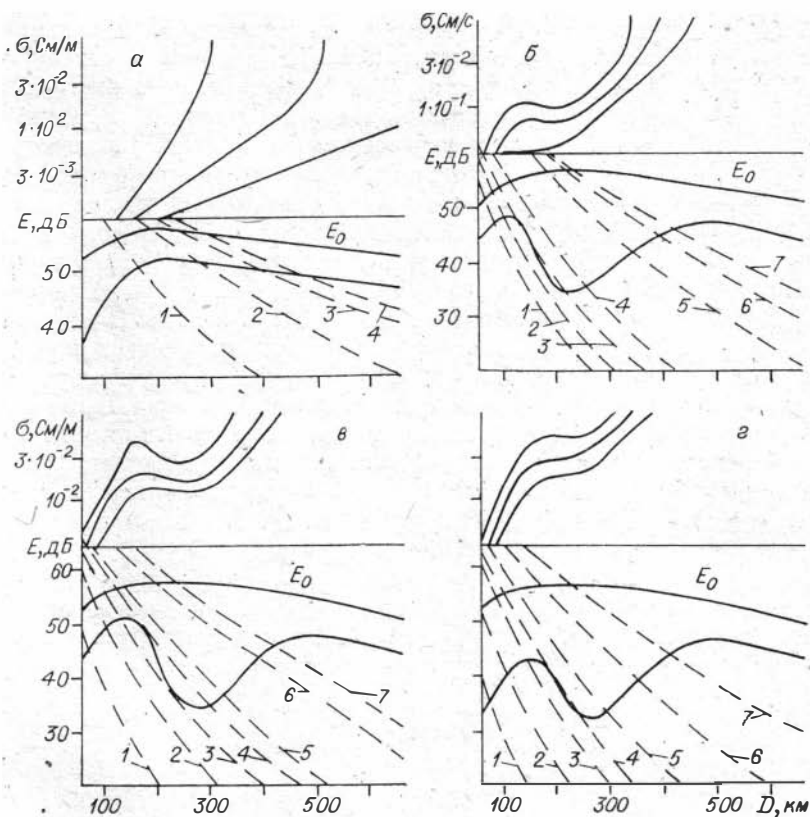


Рис. 4.11. Зоны фединга на различных частотах.

а)  $f = 200$  кГц:  $\sigma = 10^{-4}$  См/м (1),  $3 \cdot 10^{-3}$  (2),  $10^{-2}$  (3),  $3 \cdot 10^{-2}$  (4); б)  $f = 750$  кГц:  $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$  См/м (1),  $5 \cdot 10^{-3}$  (2),  $7 \cdot 10^{-3}$  (3),  $10^{-2}$  (4),  $3 \cdot 10^{-2}$  (5),  $10^{-1}$  (6), 4 (7); в)  $f = 1000$  кГц:  $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$  См/м (1),  $10^{-2}$  (2),  $1.5 \cdot 10^{-2}$  (3),  $2 \cdot 10^{-2}$  (4),  $3 \cdot 10^{-2}$  (5),  $10^{-2}$  (6), 4 (7); г)  $f = 1500$  кГц:  $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$  См/м (1),  $10^{-2}$  (2),  $2 \cdot 10^{-2}$  (3),  $3 \cdot 10^{-2}$  (4),  $5 \cdot 10^{-2}$  (5),  $10^{-1}$  (6), 4 (7).

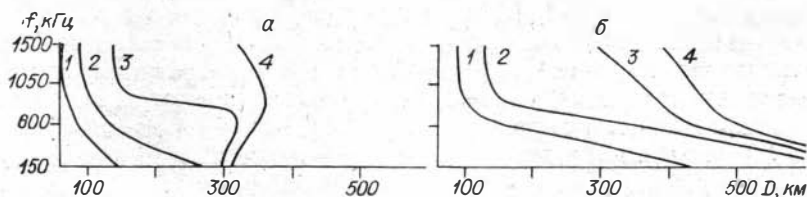


Рис. 4.12. Расстояния ближней и дальней границ зоны фединга в зависимости от частоты и проводимости почвы.

$\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$  См/м (1),  $10^{-2}$  (2),  $3 \cdot 10^{-2}$  (3),  $10^{-1}$  (4).



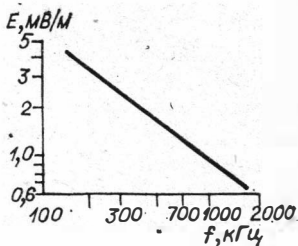


Рис. 4.13. Зависимость минимально необходимой напряженности поля от частоты.

Сплошные линии — границы зоны фединга. Хорошо видно, что передатчик мощностью 30 кВт не всегда обеспечивает минимально необходимую напряженность поля до ближней границы зоны фединга, а мощностью 50 кВт обеспечивает необходимую напряженность поля при любых условиях, т. е. при всех проводимостях почвы и на любых частотах.

Обращая особое внимание на этот вывод (вопросы экономики и увеличения числа каналов из-за уменьшения взаимных помех при меньшей мощности передатчиков), подчеркнем, что он получен только для самого простого типа антенн.

#### 4.4.2. Антенна с регулируемым распределением тока (АРРТ)

Кривые распространения ионосферной волны содержат в неявном виде статистическую информацию не только об изменении геометрических, абсорбционных и поляризационных потерь, но и об углах падения волны на ионосферу. Последнее обстоятельство создает известные трудности при переходе от антенн типа короткого вертикального вибратора к антеннам с другими диаграммами направленности.

Для определения зоны фединга какой-либо реальной антенны, например АРРТ, необходимо пересчитать для нее кривые распространения с учетом диаграммы направленности в вертикальной плоскости. Для АРРТ использовались экспериментальные (модельные) диаграммы направленности в вертикальной плоскости, приведенные в [50]. Коэффициент усиления АРРТ определялся для оптимального режима, при котором в секторе углов возвышения 50—90° обеспечивался минимальный уровень излучения. С учетом той же статистики изменения высот отражения, для которых строились кривые § 4.2, были рассчитаны кривые распространения для АРРТ при различных режимах ее настройки на частотах 750, 1000 и 1500 кГц. Из нескольких кривых, полученных для каждой частоты, выбрано

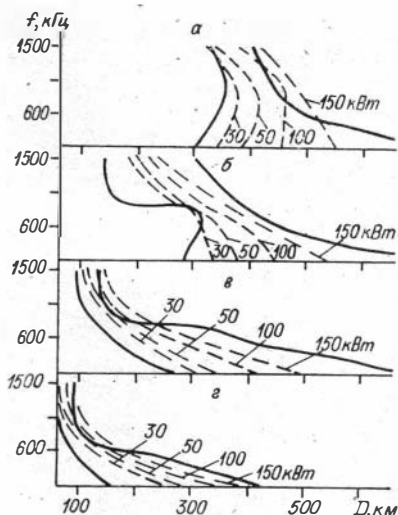


Рис. 4.14. Границы зон фединга и зон с минимально необходимой напряженностью поля при различных излучаемых мощностях.

$$\sigma = 10^{-2} \text{ См/м (а), } 3 \cdot 10^{-2} \text{ (б), } 10^{-3} \text{ (в), } 3 \cdot 10^{-3} \text{ (г).}$$

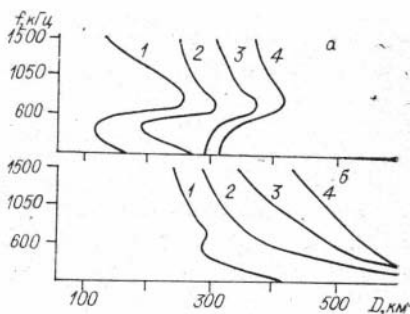


Рис. 4.15. Границы зон ближнего (а) и дальнего (б) фединга для АРРТ при различных значениях проводимости почв.

$$\sigma = 3 \cdot 10^{-3} \text{ См/м (1), } 10^{-2} \text{ (2), } 3 \cdot 10^{-2} \text{ (3), } 10^{-1} \text{ (4).}$$

по одной кривой распространения, соответствующей тому «оптимальному» режиму работы АРРТ, при котором напряженность поля пространственной волны на близких расстояниях наименьшая. Эти режимы для

антенны высотой 257 м оказались следующими:

| $f$ , кГц | $w$ , Ом | $H_1$ , м | $L$    |
|-----------|----------|-----------|--------|
| 750       | 115      | 102,8     | 0,194λ |
| 1000      | 115      | 102,8     | 0,233λ |
| 1500      | 170      | 84,8      | 0,368λ |

$w$  — волновое сопротивление антенны;  $H_1$  — высота экрана;  $L$  — длина шунта настройки;  $\lambda$  — длина волны.

Для указанных частот и параметров АРРТ определены границы зоны ближнего фединга при проводимости почвы от  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $10^{-1}$  См/м.

Результаты расчетов приведены на рис. 4.15. Анализ рис. 4.12, а и 4.15 показывает, что на частотах выше 600 кГц ближняя граница зоны фединга отодвигается от передатчика на вдвое-трое большее расстояние при использовании АРРТ

Таблица 4.2

| Частота, кГц | $3 \cdot 10^{-3}$ См/м |      | $1 \cdot 10^{-2}$ См/м |      | $3 \cdot 10^{-2}$ См/м |      |
|--------------|------------------------|------|------------------------|------|------------------------|------|
|              | R/R'                   | S/S' | R/R'                   | S/S' | R/R'                   | S/S' |
| 1500         | 2,2                    | 4,8  | 2,7                    | 7,3  | 2,3                    | 4,8  |
| 1000         | 3,3                    | 11   | 2,8                    | 7,8  | 2,3                    | 5,3  |
| 750          | 3,5                    | 12   | 2,6                    | 6,8  | 1,2                    | 1,4  |

вместо элементарного вибратора. Отношение радиусов зоны, свободной от фединга, при использовании АРРТ ( $R$ ) и элементарного вибратора ( $R'$ ), а также отношение площадей этих зон ( $S$  и  $S'$  соответственно) в зависимости от частоты и проводимости почвы приведены в табл. 4.2.

Таким образом, применение антифединговой антенны при правильном выборе рабочих частот (в зависимости от проводимости почв) позволяет в значительной мере расширить полезную площадь зоны вещания.

## Глава 5

### СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

#### § 5.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

На приемную антенну действует поле, являющееся суммой земной и ионосферных компонент. Обычные антенные системы не разделяют этих составляющих, и потому замирания принимаемого сигнала обусловлены как замираниями ионосферной волны, так и взаимодействием между земной и ионосферными волнами.

Для радио- и геофизики представляют интерес законы распределения, характеризующие ионосферную волну. Для проектирования систем вещания, связи и навигации большое значение имеют характеристики суммарного поля  $E_{\Sigma}$ .

Казалось бы, что изучив закон распределения амплитуд ионосферной волны, мы сможем рассчитать и закон распределения суммарного ночного поля  $E_{\Sigma}$ . Однако если нам неизвестно распределение фазы ионосферной волны, но показано, что значения от 0 до  $2\pi$  не равновероятны [25], то получить закон распределения амплитуд  $E_{\Sigma}$ , даже зная законы распределения  $E_{и}$  и  $E_{з}$ , мы не сможем. Только в том случае, если  $E_{и}$  подчиняется рэлеевскому распределению, модуль векторной суммы двух независимых векторов (рэлеевского  $E_{и}$  и вектора постоянной амплитуды  $E_{з}$ ) будет определяться обобщенным распределением Рэя (Райса) независимо от закона распределения фазы [51].

В работах [18, 52] отмечено, что квазиэкстремальные значения ночного поля [18] или его кривые распределения [52], изменяясь в зависимости от времени суток и года, остаются практически постоянными при изменении длины трассы  $D$  и частоты передатчика  $f$ . Однако с физической точки зрения ясно, что глубина замираний ночного поля  $E_{\Sigma}$  и все параметры.

закона распределения амплитуд должны в сильнейшей степени зависеть от соотношения напряженностей интерферирующих полей, если они имеют неодинаковый характер. На расстояниях до  $\sim 700$  км, по крайней мере для длинноволновой части рассматриваемого диапазона, это соотношение будет определяться напряженностью поля земной волны  $E_z$  и однократно отраженной ионосферной  $E_n$ , т. е. частотой передатчика и длиной трассы. На больших расстояниях и частотах, где замирания в основном обусловлены интерференцией двух и более ионосферных волн и влиянием земной волны можно пренебречь, отношение напряженностей интерферирующих полей будет величиной, слабо зависящей от частоты и расстояния, и, следовательно, там параметры закона распределения действительно могут быть независимыми от  $D$  и  $f$ . Таким образом, вывод о независимости (или, точнее, о несущественной зависимости) кривых распределения амплитуд ночного СВ-поля от  $D$  и  $f$  на длинных трассах и высоких частотах не может быть применен к трассам, где и в ночное время нельзя пренебречь влиянием земной волны.

Большой диапазон изменений (как во времени, так и от трассы к трассе) многочисленных детерминированных и случайных факторов, влияющих на параметры закона распределения амплитуд, серьезно затрудняет анализ экспериментальных данных и практическое использование полученных результатов. Поэтому оправданы попытки обнаружить связь между законом распределения и какой-либо одной с физически ясной природой величиной  $A$ , от которой в наибольшей степени зависят параметры распределения  $E_\Sigma$ . В то же время мы должны иметь возможность с достаточной достоверностью прогнозировать значения  $A$  при заданных детерминированных факторах.

В качестве такой величины наиболее удобно выбрать отношение напряженности интерферирующих полей  $E_z/E_n$ , поскольку, зная его, мы можем строить теоретические законы распределения и сравнивать их с экспериментальными. Кроме того, для экспериментального определения этой величины в большинстве случаев можно не проводить специальных измерений, а определять ее по результатам регистрации  $E_\Sigma$ . Прогнозирование значения  $A$  также возможно, если указаны конкретные трассы и условия наблюдений.

Очевидно, данная методика анализа может оказаться пригодной только для трасс, где основные интерферирующие поля имеют резко различные статистические характеристики ( $E_z$  и  $E_n$ ) и величины этих полей сравнимы. На трассах, где можно пренебречь  $E_z$  и где результирующее поле  $E_\Sigma$  образовано суммой лучей с различным числом отражений от ионосферы (но, очевидно, с близкими статистическими характеристиками), нельзя ожидать большой зависимости параметров закона распределения от отношения  $E_n/E_{(n+1)}$ .

## § 5.2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМПЛИТУД СИГНАЛОВ НА КОРОТКИХ ТРАССАХ

### 5.2.1. Характеристики амплитуд ионосферных сигналов

Для изучения распределения амплитуд отраженных от ионосферы сигналов использовались экспериментальные данные о напряженности поля:

1) вертикальных и горизонтальных компонент на трассах с параметрами  $f = 182$  кГц,  $D = 500$  км и  $f = 254$  кГц,  $D = 350$  км в августе 1971 г. [27]. Измерения проводились на две взаимно перпендикулярные рамки в зоне, где земная волна подавлена горными хребтами и медианное значение суммарного ночного поля более чем в 10 раз превышало значение дневного поля;

2) на шести трассах [54] с  $f \sim 1000 \div 1500$  кГц и  $D \sim 300 \div 600$  км в июле — августе 1972—1973 гг. на взаимно перпендикулярные рамки и штырь. Выделение вертикальной компоненты поля производилось методом рамка — штырь;

3) импульсного передатчика с  $f \sim 500, 1000, 1500$  кГц и  $D = 75, 150, 230$  км [32].

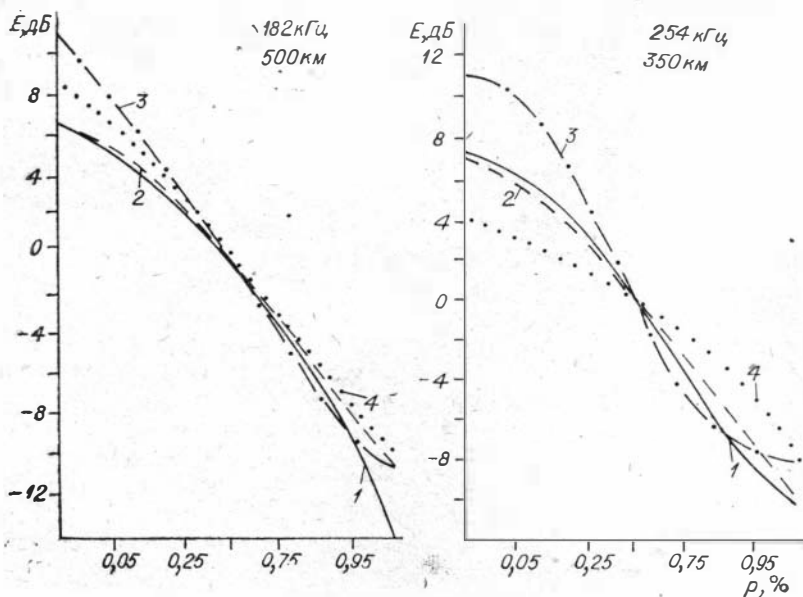


Рис. 5.1. Интегральные распределения амплитуд.  
 $E_{\Gamma}$ ,  $T = 1$  ч (1);  $E_{\text{В}}$ ,  $T = 1$  ч (2);  $E_{\Gamma}$ ,  $T = 19$  ч (3);  $E_{\text{В}}$ ,  $T = 19$  ч (4).

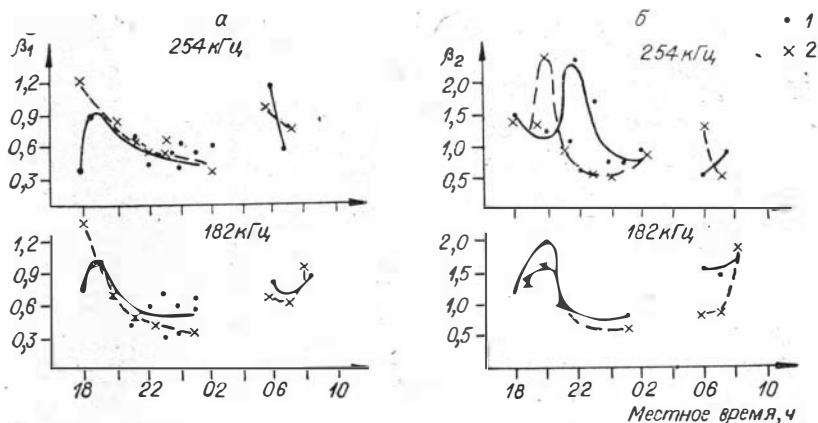


Рис. 5.2. Асимметрия ( $\beta_1$ ) и эксцесс ( $\beta_2$ ) кривых распределения.  
1 — вертикальная, 2 — горизонтальная поляризация.

Для каждого часового интервала всех трасс строились интегральные распределения амплитуд вертикальной  $E_V$  и горизонтальной  $E_H$  компоненты отраженного сигнала. Примеры таких распределений приведены на рис. 5.1. Сравнения распределений  $E_V$  и  $E_H$  для вечерних часов ( $T = 19$  ч) и местной полночи ( $T = 1$  ч) показывают, что в промежутке между вероятностями 0,1 и 0,9 эти распределения носят общий характер (разница не превышает 1 дБ). Значительное отклонение  $E_V$  от  $E_H$  в 19 ч на частоте 254 кГц объясняется тем, что в это время  $E_{и} \ll E_{з}$ . Для количественной оценки были привлечены центральные моменты третьего (асимметрия, см. рис. 5.2, а) и четвертого (эксцесс, см. рис. 5.2, б) порядков. Усреднение параметров производилось по абсолютной величине. Как видно, обе величины имеют вполне определенный суточный ход. Асимметрия имеет наибольшие значения в вечерние и утренние часы, при этом больших значений ( $\sim 1,4$ ) она достигает у горизонтального поля и находится на уровне 0,4 ночью для обеих компонент и частот. Большим изменениям подвержен эксцесс, который достигает в вечерние часы значения 2,8 и держится на уровне 0,5 в середине ночи. Отсюда можно сделать вывод, что названные центральные моменты и для вертикального и

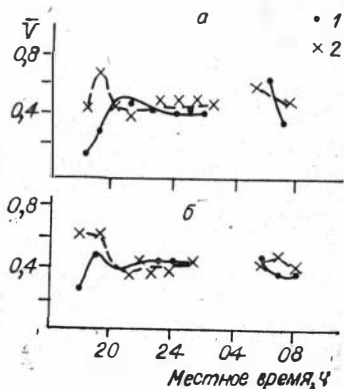


Рис. 5.3. Коэффициенты вариаций для трасс с  $f = 254$  кГц,  $D = 350$  км (а) и  $f = 182$  кГц,  $D = 500$  км (б). Усл. обозн. 1, 2 см. в подписи к рис. 5.2.

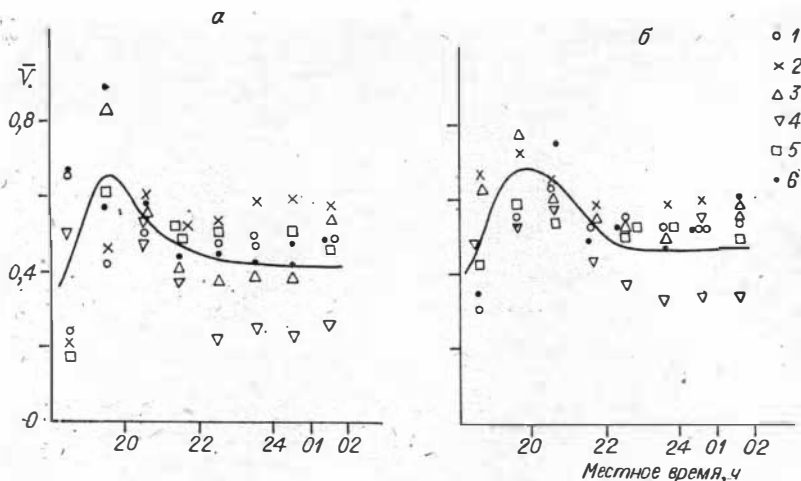


Рис. 5.4. Коэффициенты вариаций для  $E_V$  (а) и  $E_G$  (б).

$D = 325$  км,  $f = 1439$  кГц (1);  $D = 145$  км,  $f = 998$  кГц (2);  $D = 450$  км,  $f = 1439$  кГц (3);  $D = 470$  км,  $f = 1475$  кГц (4);  $D = 560$  км,  $f = 998$  кГц (5);  $D = 595$  км,  $f = 1475$  кГц (6).

для горизонтального поля имеют общую закономерность изменения и близки по величине.

Коэффициенты вариаций вычислялись как  $\bar{V} = \sigma/\bar{E}$ , где  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение;  $\bar{E}$  — математическое ожидание, которые также имеют ярко выраженный суточный ход, т. е. увеличиваются в вечерние и утренние часы и держатся на уровне 0,4 ночью (рис. 5.3, 5.4).

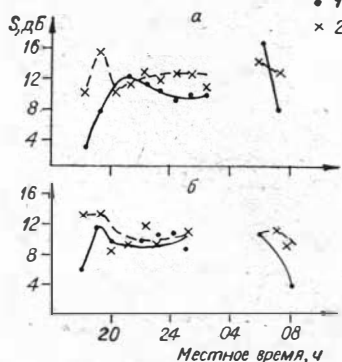


Рис. 5.5. Суточный ход глубины замираний для трасс с  $f = 254$  кГц,  $D = 350$  км (а) и  $f = 182$  кГц,  $D = 500$  км (б). Усл. обозн. 1, 2 см. в подписи к рис. 5.2.

Для проектировщиков систем связи может представить интерес и такая величина, как глубина замираний. На рис. 5.5 и 5.6 представлен ее суточный ход для обеих компонент ионосферной волны.

Проведенный анализ показал, что законы распределения вертикальной и горизонтальной компонент ионосферной волны близки друг к другу. К таким выводам приводит и анализ изменения напряженности поля импульсного передатчика.

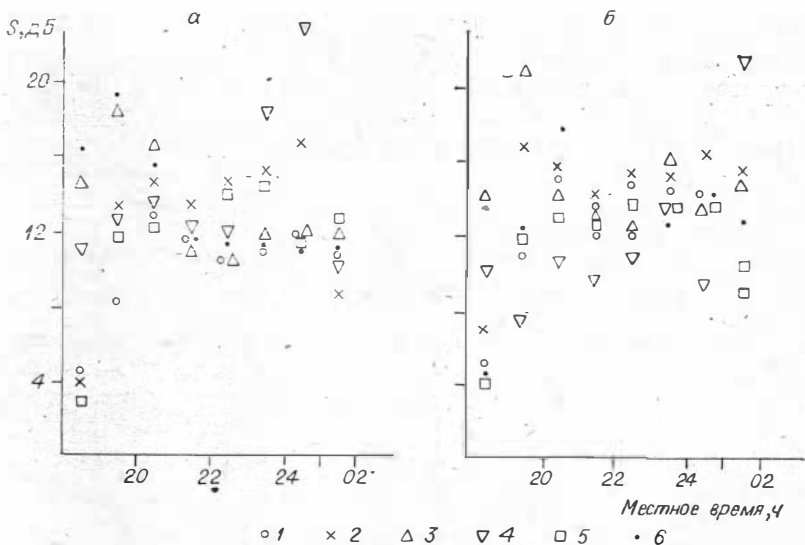


Рис. 5.6. Суточные значения глубины замираний для  $E_V$  (а) и  $E_G$  (б).  
Усл. обозн. 1—6 см. в подписи к рис. 5.4.

### 5.2.2. Экспериментальные данные по амплитуде суммарного поля

Описанные в настоящем параграфе результаты получены на трассах, где напряженность поля земной волны  $E_3$  не меньше 10% от суммарной напряженности поля  $E_\Sigma$  в ночное время. Обработке подвергались годовичные записи напряженности ночного поля (1963 г.) на следующих трассах:  $D = 660$  км,  $f = 227$  кГц и  $D = 750$  км,  $f = 209$  кГц (всего 3437 ч). Кроме того, в феврале — апреле 1969 г. проводилась одновременная запись  $E_\Sigma$  на 32 трассах ( $D = 60 \div 700$  км) передатчика с частотой 394 кГц (всего 3186 ч).

Для сравнения данных, полученных на различных трассах, все результаты приведены к единому уровню отсчета. В качестве такого уровня было выбрано медианное значение напряженности поля  $E_{0,5}$ , которое для всех трасс принималось равным единице. Несмотря на то, что дисперсия медианы в 1,5 раза больше дисперсии среднего, предпочтение было отдано ей, так как медиана легче определяется по экспериментальным данным и в отличие от среднего при достаточно большом объеме выборки ее распределение как случайной величины близко к нормальному независимо от характера распределения генеральной совокупности. Таким образом, величина, закон распределения которой в дальнейшем рассматривается, есть отношение среднего значения действующей напряженности поля, опре-



деленного на минутном интервале, к медианному значению  $E_{0,5}$ , определенному на часовом интервале.

Для каждого пункта регистрации и определенного интервала вычислялось отношение  $A = E_3/E_{и}$ . Величина  $E_3$  измерялась в дневное время, когда напряженность поля  $E_{\Sigma} \simeq E_3$ . Для получения оценки  $E_{и}$  использовалась методика, предложенная в [55].

### 5.2.3. Сравнение экспериментальных распределений амплитуд с различными законами распределения

Во многих работах предполагается, что распределение ночного  $E_{\Sigma}$  за 30—60-минутный отрезок времени подчиняется или логарифмически-нормальному закону, или закону Рэля. Это мнение нашло отражение и в документах МККР [38, 56]. Поэтому первоначально проверялась степень совпадения эмпирического распределения амплитуд  $E_{\Sigma}$  на описанных трассах с указанными законами.

Часовые интервалы записи были распределены по группам с одинаковым отношением  $E_3/E_{и}$ . Для каждой из этих групп построены эмпирические кривые распределения. На рис. 5.7 приведены образцы этих кривых для нескольких значений  $E_3/E_{и}$ . Масштаб по оси абсцисс выбран таким, что позволяет

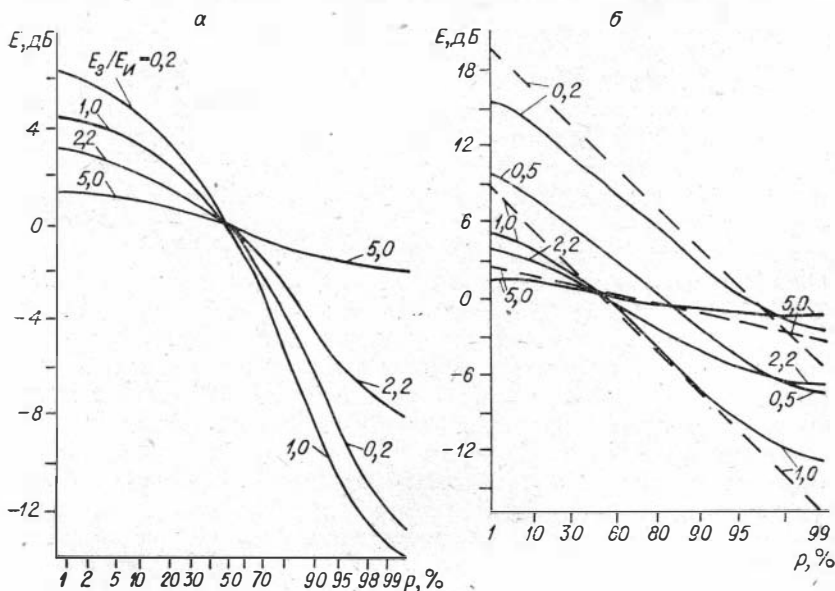


Рис. 5.7. Эмпирические кривые распределения часовых записей для разных значений  $E_3/E_{и}$ .

а — логарифмически-нормальный масштаб; б — масштаб закона Рэля.

логарифмически-нормальный закон распределения (а) и закон Рэлея (б) изобразить прямой линией. Сравнение экспериментальных кривых (сплошные линии) с теоретическими (штриховые) показывает, что экспериментальные функции распределения значительно отклоняются от теоретических.

Для получения более надежной количественной оценки в [26] использовался критерий согласия (теорема Колмогорова), который также показал несовместимость эмпирических распределений с теоретическими законами. Однако для  $E_3/E_n < 0,5$  отклонение распределения с  $p = 99\%$  от закона Райса не превышает 1,2 дБ, что позволяет сделать следующий вывод: при  $E_n > 2E_3$  экспериментальная кривая распределения приближается к закону Райса.

Рассмотренные статистические распределения основаны на теоретических предположениях относительно свойств канала распространения, которые могли бы встретиться при ночном распространении волн СВ-диапазона. Но несоответствие кривых распределения говорит о том, что предположения, положенные в основу этих законов, в большинстве случаев не описывают реального механизма распространения. Следовательно, можно пойти по формальному пути подбора различных функций распределения, содержащих произвольные параметры. Эти функции должны быть такими, чтобы при изменении параметров было можно согласовать измеренные и вычисленные кривые распределения с точностью, удовлетворяющей выбранному критерию согласия. Отметим, что предложенный путь не очень много дает радиофизикам, занимающимся изучением механизмов распространения, но может вполне удовлетворить проектировщиков радиосистем.

Возможен и второй вариант формального описания экспериментальных функций распределения. Он заключается в разложении эмпирической кривой на ряд кривых, соответствующих известным теоретическим законам. Однако найти удовлетворительную физическую интерпретацию такого разложения довольно трудно. Поэтому появились работы, в которых рассматриваются сложные функции распределения с несколькими параметрами, меняющимися по различным законам распределения с физически ясной природой. Так, в [57] рассчитаны и построены графики интегральной функции распределения такого процесса, распределение вероятностей огибающей которого подчиняется закону Рэлея, а изменение параметра распределения Рэлея описывается логарифмически-нормальным законом. В [19] также сравниваются экспериментальные данные с распределением, которому подчиняется сигнал вида  $E = E_1 \cdot E_2^n$ , где  $E_1$ ,  $E_2$  — компоненты, распределение которых подчиняется логарифмически-нормальному и рэлеевскому законам соответственно.

В [51] подробно рассмотрено четырехпараметрическое распределение, основанное на простой физической модели канала и включающее в себя как частные случаи усеченно-нормальное распределение Рэля и Райса. Однако математические трудности, связанные с использованием такого сложного распределения, заставляют на практике [56, 58] обращаться к двухпараметрическому  $m$ -распределению неотрицательной функции от многих случайных аргументов (распределение Накагами) [59], являющемуся удовлетворительной аппроксимацией более общего четырехпараметрического распределения.

Полагая, что амплитуды и фазы составляющих сигналов изменяются случайным образом, плотность вероятности огибающей суммарного поля при  $m$ -распределении приближенно описывается формулой Накагами

$$W(E_{\Sigma}) = \frac{2}{\Gamma(m)} \left(\frac{m}{\Omega}\right)^m E_{\Sigma}^{2m-1} e^{-\frac{m}{\Omega} E_{\Sigma}^2},$$

где  $E_{\Sigma} \geq 0$ ,  $\Gamma(m)$  — гамма-функция, а два параметра,  $\Omega$  и  $m$ , определяются через огибающую сигнала следующим образом:

$\Omega = \overline{E_{\Sigma}^2}$  — средняя мощность принимаемого сигнала,  
 $m = \frac{\Omega^2}{(E_{\Sigma}^2 - \Omega)^2} \geq 0,5$  — отношение квадрата средней мощности сигнала к дисперсии его мгновенной мощности. Из  $W(E_{\Sigma})$  нетрудно получить функцию распределения:

$$P(F) = \frac{m^m}{\Gamma(m)} \int_{F/10 \lg e}^{\infty} \exp[m(x - e^x)] dx = \frac{1}{\Gamma(m)} \int_{mF/10 \lg e}^{\infty} x^{m-1} e^{-x} dx,$$

где  $F = E_{\min}$ , дБ;  $x = E_g$ , дБ.

Эта функция при  $m = 0,5$  описывает усеченно-нормальное распределение, при  $0,5 < m < 1$  — замирания «глубже рэлеевских», при  $m = 1$  — рэлеевское замирание, при  $m > 1$  дает удовлетворительную аппроксимацию для функции распределения Райса и при  $m \rightarrow \infty$  описывает незамирающий процесс. Сравнение (при помощи теоремы Колмогорова) экспериментальных распределений для различных  $A$  с  $m$ -распределением показало, что они не совпадают. О характере несовпадения дает представление рис. 5.8, а, где представлены экспериментальная (штриховая линия) и теоретическая (сплошная) зависимости между параметрами  $m$  и глубиной замираний  $S$ . Так как параметр  $m$  имеет ясный физический смысл и может использоваться для характеристики надежности связи, интересно проследить за его связью с  $A$ . Рис. 5.8, б показывает, что при  $A > 1$  эту зависимость можно представить как  $m = (2,4 \div 3,4) A$ . Кривые на рис. 5.8 построены по усредненным за 5 дней апреля 1969 г. данным, полученным при обработке 60-минутного от-

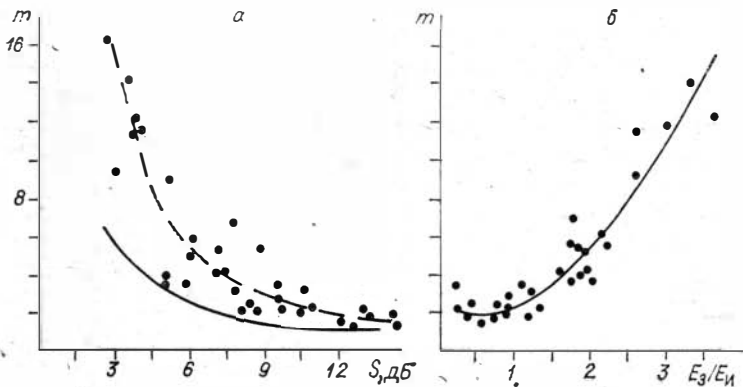


Рис. 5.8. Зависимость параметра распределения Накагами  $m$  от глубины замирания  $S$  (а) и связь между параметром  $m$  и отношением  $E_3/E_H$  (б).

резка записи (24 ч 00 мин — 01 ч 00 мин) на 32 трассах при частоте передатчика 394 кГц.

Если все усредненные эмпирические кривые распределения при различных  $A$  не описываются  $m$ -распределением, то 21% отдельных экспериментальных кривых (для одного часового отрезка) хорошо совпадает с  $m$ -распределением; из них 12% при  $m > 1$  (в основном  $1,8 \div 4,0$ ) и 9% при  $m < 1$ . Для распределений Райса и логарифмически-нормального совпадение эмпирических кривых, полученных для отдельных часовых реализаций, с теоретическим законом наблюдалось соответственно в 8 и 11% всех случаев.

При помощи критерия Бартлета [60] показано, что выборочные дисперсии для каждой совокупности с определенным значением  $E_3/E_H$  не являются оценками одной и той же генеральной дисперсии с вероятностью, превышающей 99%. Таким образом, подтверждено наличие стохастической связи между параметрами экспе-

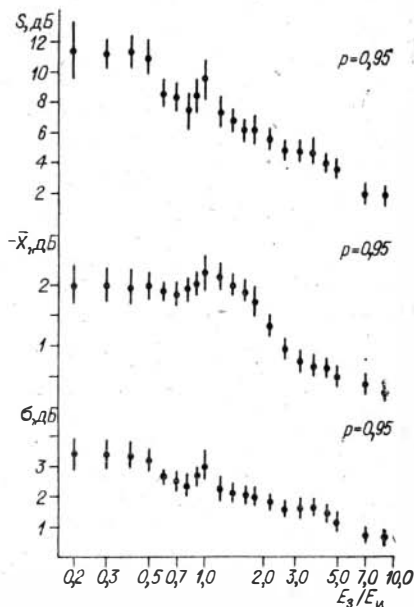


Рис. 5.9. Связь между параметрами экспериментального распределения и отношением  $E_3/E_H$ .

риментального распределения и отношением  $E_3/E_{II}$  (для некоторых параметров она показана на рис. 5.9). Анализируя рис. 5.9, можно сделать следующие выводы: наибольшее отличие эмпирического распределения от нормального наступает при  $E_3/E_{II} \sim 1$ ; математическое ожидание  $\bar{X}$  экспериментальных распределений меньше медианы (наибольшее отклонение — 2,5 дБ); на трассах, где  $E_{II} > 2E_3$ , параметры распределения практически не зависят от этого отношения, и наоборот, там, где  $E_{II} < 2E_3$ , учет данной величины при определении параметров распределения обязателен.

#### **5.2.4. Изменение параметров распределения амплитуд в зависимости от времени суток**

Изменение параметров распределения амплитуд  $E_{\Sigma}$  в течение суток полностью подчиняется зависимости параметров от отношения  $E_3/E_{II}$ . Рис. 5.10—5.12 показывают изменение глубины замираний, текущих среднеквадратичного отклонения  $\sigma(t)$  и среднего  $\bar{X}(t)$  в течение ночи на нескольких трассах в апреле 1969 г. при  $f = 394$  кГц. Характер поведения этих величин в течение ночи позволяет сделать важный вывод о нестационарности процесса замираний на СВ в ночное время.

Известно, что для стационарного процесса его текущее среднее значение  $\bar{X}$  и дисперсия  $\sigma$  являются постоянными, не зависящими от текущего времени. То, что текущие  $\bar{X}$  и  $\sigma$ , вычисленные на интервале постоянной длительности ( $T = 60$  мин), с шагом скольжения, равным 20 мин, резко меняют свои значения при перемещении интервала на 2—3 шага (см. рис. 5.12, трассы 265—580 км), указывает на нестационарность процесса замираний на интервале 40—60 мин. Характер нестационарности меняется с изменением длины трассы, и она достигает наибольшей величины на расстояниях порядка 400 км, т. е. там, где  $E_3 \simeq E_{II}$ .

#### **5.2.5. Изменения, обусловленные длиной трассы и проводимостью почвы**

Рассмотрим зависимость глубины замираний от длины трассы. На рис. 5.10 показаны изменение  $S$  в течение ночи на трассах длиной 510, 380 и 280 км ( $f = 394$  кГц, апрель) и зависимость  $S$  от  $A$ . Хорошо видно, что в то время суток, когда на трассах  $E_3 > E_{II}$  (вечерние и утренние часы),  $S$  зависит от длины трассы. В ночные часы, когда на расстояниях 510 и 380 км  $A < 1$ , глубина замираний на них одинакова и больше, чем на трассе длиной 280 км, где сохраняется  $A > 1$ . Анализ этих закономерностей для всех остальных трасс приводит к выводу, что глубина замираний и другие параметры распределения

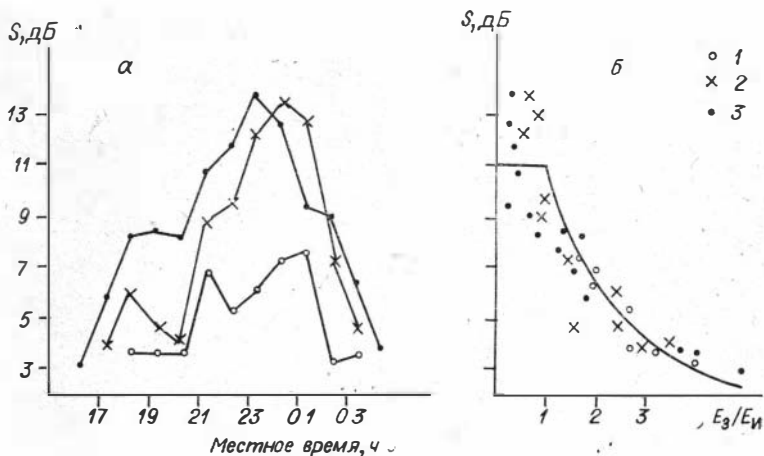


Рис. 5.10. Зависимость глубины замираний от времени суток (а) и отношения  $E_3/E_{II}$  (б).

Длина трассы, км: 280 (1), 380 (2), 510 (3).

$E_{\Sigma}$  зависят от длины трассы только для тех линий связи и в то время суток и года, когда значение отношения  $E_3/E_{II} > 0,7 \div 1,0$ . Причем с увеличением длины трассы (но пока  $E_3/E_{II} > 0,7$ ) уменьшается  $A$  и увеличиваются глубина замираний и другие параметры (по абсолютной величине), характеризующие закон распределения  $E_{\Sigma}$ .

Все сказанное справедливо для трасс с одинаковыми электрическими характеристиками почв. Если проводимость почв различна, то могут наблюдаться существенные отклонения. На рис. 5.11 показаны изменения глубины замираний и отношения  $E_3/E_{II}$  в течение ночи ( $f = 394$  кГц, апрель) на линиях связи длиной 455 и 470 км. При столь незначительной разнице в протяженности, казалось бы, можно ожидать одинаковых значений отношения  $E_3/E_{II}$  для обеих трасс. Однако на более короткой трассе  $S$  на 6—7 дБ больше, а  $A$  в 2—3 раза меньше, чем на другой трассе, т. е. наблюдается обратная зависимость этих величин от длины трассы. Такое серьезное расхождение ожидаемых

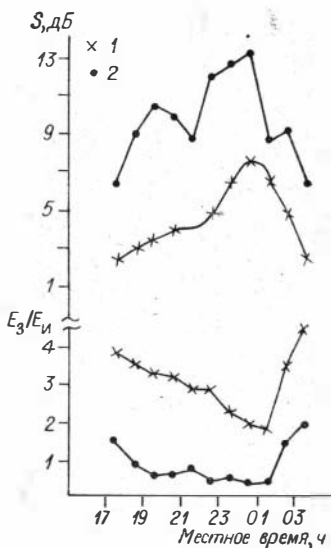


Рис. 5.11. Зависимость глубины замираний и отношения  $E_3/E_{II}$  от времени суток для разных трасс.

Длина трассы, км: 470 (1), 455 (2).

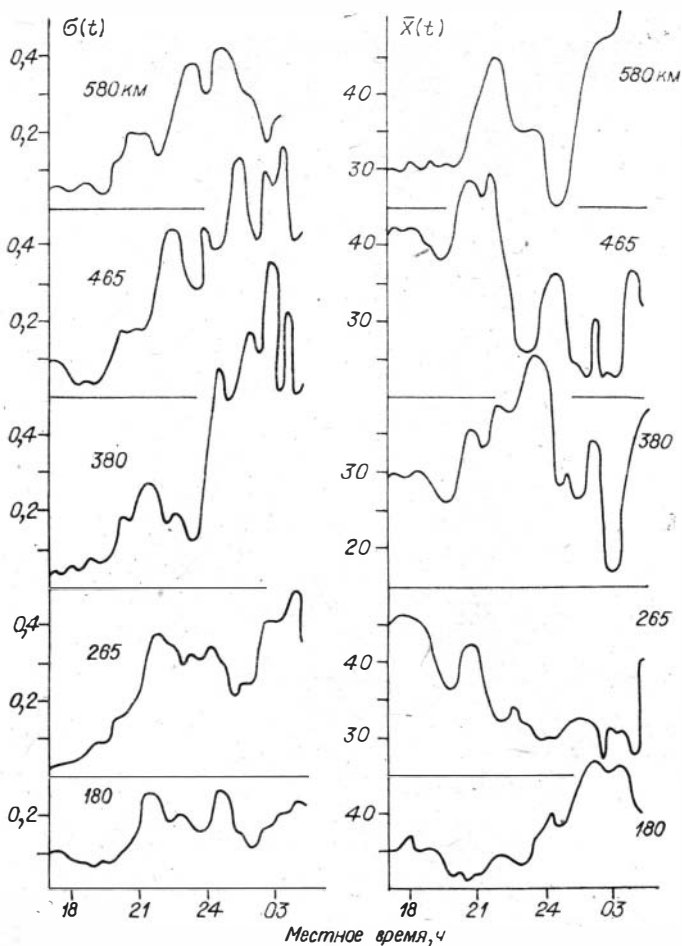


Рис. 5.12. Зависимость дисперсии и текущего среднего от времени суток для трасс различной длины.

и наблюдаемых значений  $S$  и  $A$  связано с существенно различными типами почв на этих трассах. Трасса длиной 455 км проходит в основном над черноземами с локальной проводимостью  $\sim 4 \cdot 10^{-2}$  См/м; а около 80% трассы с  $D = 470$  км проходит над солончаками с локальной проводимостью  $\sim 10^{-1}$  См/м. Если учесть, что рельеф этих трасс одинаков (равнина), а характер растительности (на трассе с  $D = 470$  км леса нет, а с  $D = 455$  км 60% березовые рощи) только усугубляет различие локальных проводимостей, то ясно, что эффективная проводимость почв отличается еще значительно. Все это привело к увеличению напряженности поля земной волны на трас-

се длиной 470 км более чем в 2 раза по сравнению с другой трассой (455 км), а следовательно, и к разному изменению параметров замираний ночного поля.

### 5.2.6. Выводы

Анализ 6623 ч записей напряженности ночного поля СВ, произведенных на трассах, где нельзя пренебречь влиянием земной волны ( $E_z > 0,2 E_H$ ), позволяет сделать следующие выводы.

1. В 77% случаев экспериментальные кривые распределения амплитуд, полученные на 60-минутном участке реализации, не описываются ни одним из нижеперечисленных теоретических законов: обобщенным рэлеевским, логарифмически-нормальным и  $m$ -распределением; 21% кривых описывается  $m$ -распределением (12% при  $m > 1$  и 9% при  $m < 1$ ); 7% — логарифмически-нормальным и 11% — обобщенным рэлеевским.

2. Рекомендации МККР по определению параметров замираний при ионосферном распространении [56] не могут быть использованы для трасс, где  $E_z > 0,5 E_H$ , т. е. для расстояний до 500—700 км на суше и 1000—1200 км на море.

3. Существует зависимость характера закона распределения амплитуд от длины трассы, частоты передатчика, диаграмм направленности антенн, состояния ионосферы, электрических характеристик почвы. Так как на различных трассах, в разное время суток, сезоны и годы указанные факторы непостоянны, сравнение результатов и выяснение этих зависимостей очень сложно. Представление данных, зависящих от многочисленных факторов, в удобной для практики форме также затруднительно. Поэтому оправданной является методика изучения характера закона распределения амплитуд в зависимости от единого параметра  $A = E_z/E_H$ .

4. Установленные зависимости параметров эмпирического закона распределения от величины  $A$  хорошо объясняют изменение глубины замираний от длины трассы и времени суток. Сезонные колебания носят сложный характер, который не определяется только поведением отношения  $A$  в течение года.

5. Изменение текущей дисперсии и математического ожидания в течение ночи показывает, что процесс медленных замираний напряженности ночного поля СВ является нестационарным уже на отрезках реализаций в 40—60 минут.

6. Приведенные в работе кривые могут быть использованы для ориентировочных расчетов замираний на СВ-трассах с учетом  $E_z$ . Необходимо дальнейшее, более полное изучение сезонных изменений, зависимости от геомагнитной широты и от частоты сигналов.



### § 5.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ ЗАМИРАНИЙ НАПРЯЖЕННОСТИ НОЧНОГО ПОЛЯ НА СРЕДНИХ ВОЛНАХ

Знание спектральных характеристик медленных замираний значительно облегчает создание оптимальных систем передачи информации. Так, в канале с медленными замираниями возможна реализация оптимального когерентного приема, когда при приеме непрерывно учитывается изменение параметров канала и приемное устройство становится адаптивным. Спектр медленных замираний определяет длительность и частоту повторения интервалов, в течение которых максимальна вероятность приема с ошибкой, поскольку при возникновении плохих условий приема и ошибке в предшествующем элементе сигнала велика вероятность ошибки и при приеме следующего элемента (явление «группировки ошибок»). Условная вероятность ошибочного приема для определенных систем передачи информации и различных законов распределения рассмотрена в работе [51].

Все сказанное имеет большое значение для СВ-диапазона (в дальнейшем просто СВ), где медленные замирания есть одновременно и наиболее глубокие замирания. При этом под системой передачи информации подразумеваются не только системы связи, мало распространенные в указанном диапазоне, но и радиовещание и радионавигация. Результаты экспериментального изучения спектров медленных замираний на СВ изложены в [61], где анализируются текущие значения энергетического спектра в зависимости от различных технических и геофизических условий. Однако оценку связи между медленными замираниями и условной вероятностью ошибочного приема легче провести не по энергетическим спектрам, а по распределениям среднего числа  $m$  и длительностей  $T$  выбросов над квазимиимальным ( $E_{0,9}$ ) и квазимаксимальным ( $E_{0,1}$ ) уровнями.

В самом деле, помеха от какого-либо передатчика оценивается по квазимаксимальному уровню сигнала, т. е. уровню, превышаемому в течение 10% анализируемого временного интервала, создаваемого этим передатчиком в точке приема. С другой стороны, помехоустойчивость зависит от квазимиимальной напряженности поля, т. е. уровня, превышаемого в течение 90% времени, создаваемой своим передатчиком в точке приема. Поэтому для любой системы передачи информации далеко не безразличен характер распределения длительностей положительных выбросов  $T_{0,1}$  над уровнем  $E_{0,1}$  (т. е. отрезков реализаций с  $E \geq E_{0,1}$ ) и отрицательных выбросов  $T_{0,9}$  (где  $E < E_{0,9}$ ) под уровнем  $E_{0,9}$ .

Для нахождения указанных зависимостей обработаны записи напряженности поля двух радиовещательных передатчиков с частотами 155 и 539 кГц за отдельные месяцы 1962—1963 гг. [62]. Длины трасс соответственно равнялись 1550 и

860 км (направление запад — восток). Обработка регистрограмм велась по часовым интервалам. Общее число обработанных временных интервалов на частоте 155 кГц составляло 490 ч, а на частоте 539 кГц — 1383 ч.

Первоначально определялись изменения медианы, квазимаксимального и квазиминимального значения напряженности поля в течение ночи в различные сезоны (рис. 5.13). Затем находилось количество выбросов с различными длительностями над уровнями  $E_{0,1}$  и  $E_{0,5}$  (положительные выбросы) и под уровнем  $E_{0,9}$  (отрицательные выбросы). Физический смысл медианы и децилей, а также выбранная длина интервала обработки (один час) ограничивают максимальные длительности выбросов шестью минутами для  $T_{0,1}$  и  $T_{0,9}$  и тридцатью минутами — для  $T_{0,5}$ . На рис. 5.14 представлены среднегодовые интегральные распределения длительностей выбросов  $T_{0,1}$ ,  $T_{0,5}$  и  $T_{0,9}$  для двух часовых интервалов, центрированных относительно местной полночи в середине трассы. На каждом графике указано общее количество выбросов  $n$ . Хорошо видно, что кривые распределения длительностей выбросов далеки от какого-либо симметричного закона распределения, в том числе и нормального. Медианные значения длительностей много меньше середины диапазона изменения (для выбросов над медианным уровнем в 6 раз, над уровнями децилей в 3 раза). Очевидно, что длительность выбросов существенно зависит от физических усло-

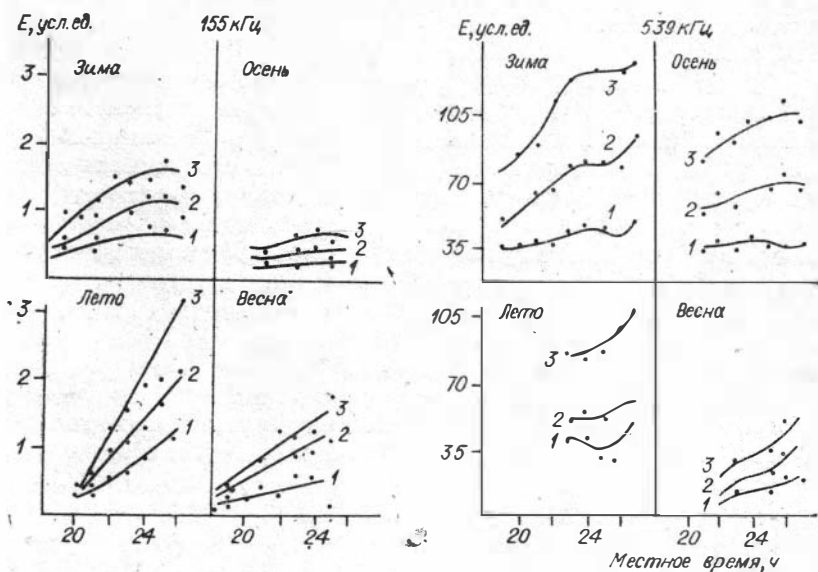


Рис. 5.13. Изменение напряженности поля в течение ночи в различные времена года.

1 —  $E_{0,1}$ ; 2 —  $E_{0,5}$ ; 3 —  $E_{0,9}$ .

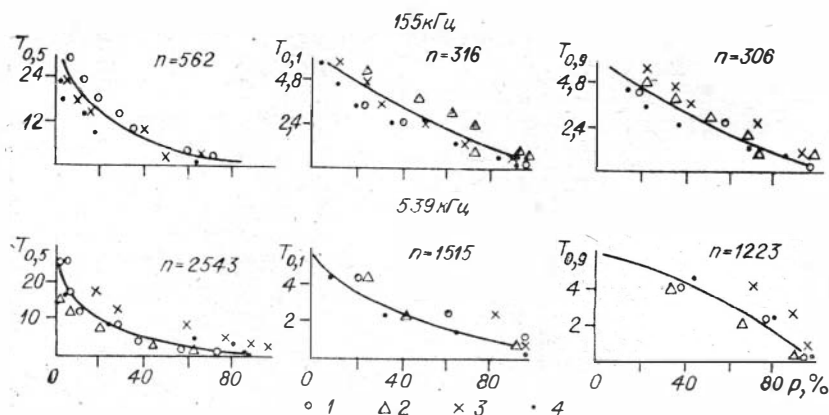


Рис. 5.14. Среднегодовые интегральные распределения длительностей выбросов.

1 — зима, 2 — весна, 3 — лето, 4 — осень,

вий в области отражения, т. е. от гелио- и геофизических процессов. Это подтверждают наблюдаемые закономерные сезонные изменения величин  $T_{0,1}$ ,  $T_{0,5}$  и  $T_{0,9}$  (см. отдельные точки на рис. 5.14). Важным параметром, характеризующим замирания, является среднее число выбросов на каком-либо уровне за час регистрации  $m = n_i/N_i$ , где  $n$  — общее число выбросов за данное время суток в течение цикла регистрации;  $N$  — общее число часов регистрации, приходящихся на это время суток в течение цикла регистрации.

На рис. 5.15 представлены изменения среднего числа выбросов в зависимости от времени суток для трех уровней напряженности поля: медианы  $m_{0,5}$ , верхней  $m_{0,1}$  и нижней  $m_{0,9}$  децили. В вечернее время на частоте 155 кГц  $m$  стремится к единице, затем с увеличением напряженности поля отраженной волны возрастает и во второй половине ночи достигает максимального значения. Такой суточный ход  $m$  объясняется тем, что вечером преобладает земная волна и замирания практически обусловлены только изменением разности фаз между земной и ионосферной волной (изменением амплитуды последней можно пренебречь). На  $f = 155$  кГц и  $D = 1550$  км изменение разности фаз на  $360^\circ$  произойдет при вертикальном перемещении области отражения на 3—4 км. При скоростях вертикального перемещения, характерных для нижней ионосферы, для этого потребуется 1,5—2 часа.

В ночное время, когда  $E_{\text{и}} > E_{\text{з}}$ , наиболее глубокие замирания объясняются многолучевостью, изменением поглощения и поляризации при отражении от ионосферы. Эти процессы протекают с квазипериодами, равными минутам — десяткам минут. Поэтому количество выбросов на всех уровнях увеличивается от минимально возможного (один выброс) до максималь-

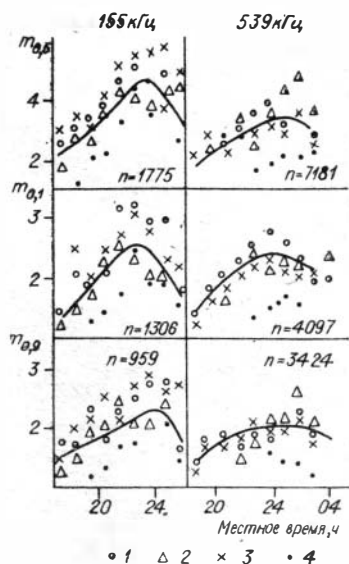


Рис. 5.15. Изменения среднего числа выбросов для трех уровней напряженности поля. Усл. обозн. 1—4 см. в подписи к рис. 5.14.

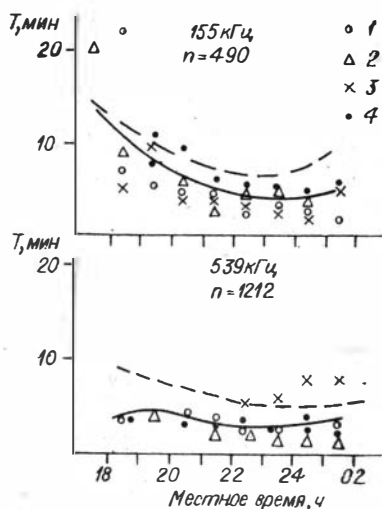


Рис. 5.16. Сравнение средней длительности выбросов  $T_{0,5}$  (штриховая линия) с медианным значением длительности выбросов  $M(T_{0,5})$  (сплошная). Усл. обозн. 1—4 см. в подписи к рис. 5.14.

ного, характерного для данной трассы и геофизических условий. Сезонные зависимости (отдельные точки на этих же графиках) показывают, что максимальное число выбросов зависит от времени года.

По среднему числу выбросов на каком-то уровне можно рассчитать среднюю длительность выбросов  $\bar{T} = \Delta t/m$ ; например, средняя длительность выбросов на медианном уровне для часовой реализации  $\bar{T}_{0,5} = 30 \text{ мин}/m_{0,5}$ . Величина  $\bar{T}$  находится более простыми методами, чем медианное значение длительности выбросов  $M(T)$ , так как последнее определяется только при построении кривых распределения, подобных рис. 5.14. Однако для расчета параметров радиолиний более представительным будет медианное, а не среднее значение длительности выброса. Если бы распределение длительностей подчинялось нормальному закону, то  $\bar{T} = M(T)$ , для остальных распределений это равенство может и не выполняться. Проведенное сравнение  $\bar{T}$  и  $M(T)$  для двух исследуемых радиолиний (рис. 5.16) показало, что средняя длительность выброса всегда больше медианного значения. Только в ранние вечерние часы они стремятся к одному и тому же предельному значению при  $m = 1$ . Суточный и сезонный ход  $\bar{T}$  и  $M(T)$ , как и следовало ожидать, подобны.

### § 5.4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИОНОСФЕРНЫХ РАДИОВОЛН СВ-ДИАПАЗОНА

Имеется значительное количество работ с результатами измерений поляризационных параметров отраженных от ионосферы радиоволн. Обширный обзор литературы по этому вопросу можно найти в [63, 64]. Однако подавляющее большинство экспериментов проводилось на коротких волнах. В то же время дисперсионные свойства ионосферы очень существенно влияют и на распространение радиоволн СВ-диапазона. Рассмотрим результаты экспериментальных исследований параметров поляризации в полосе частот 150—1600 кГц.

В одной из первых работ по измерению поляризации ионосферных радиоволн этого диапазона [65] описаны метод измерения и результаты регистрации излучения на двух частотах — 914 и 1300 кГц. Проведены единичные измерения, которые затем сравнивались с расчетами по магнитоионной теории. Выбирались результаты измерений только при простых и стабильных условиях распространения. Характеристики трасс и экспериментальные результаты приведены в табл. 5.1.

В [66] измерения поляризации проводились на частоте 150 кГц при вертикальном падении на ионосферу. Средние значения эллиптичности (отношение малой оси эллипса к большой) и угла отклонения большой оси эллипса к западу от магнитного севера равны соответственно 0,41 и 70,9° для 30 отдельных наблюдений.

Другие результаты измерений получены в Индии [67]. Регистрация велась с 19 ч 00 мин до 23 ч 00 мин на две взаимно перпендикулярные рамки, одна из которых располагалась в плоскости падения волны. Приведены данные для пяти частот с различными длинами трасс. Для каждой частоты строились экспериментальные кривые распределения, по которым определялись наиболее вероятные значения модуля и аргумента коэффициента поляризации (табл. 5.2). Модуль коэффициента поляризации

$$P = \frac{E_H}{E_V} = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} \cos i,$$

где  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  — ЭДС, наводимая в рамке, находящейся в плоскости падения, и в рамке, перпендикулярной плоскости паде-

Т а б л и ц а 5.1

| Частота,<br>МГц | Длина<br>трассы,<br>км | Азимут<br>(к востоку<br>от севера) | Отношение<br>осей эллипса,<br>спроектиро-<br>ванного<br>на Землю | Азимут малой оси<br>(от севера) | Направ-<br>ление<br>вращения |
|-----------------|------------------------|------------------------------------|--|---------------------------------|------------------------------|
| 1,33            | 220                    | 183,5°                             | 0,58—0,65  | 9,5° к востоку                  | Левое                        |
| 0,914           | 350                    | 156°                               | 0,27—0,34  | 28,5° к западу                  | Левое                        |

Таблица 5.2

| Частота,<br>кГц | Длина<br>трассы,<br>км | $\Delta$ ,<br>град | $P$  |
|-----------------|------------------------|--------------------|------|
| 886             | 684                    | 55                 | 0,36 |
| 1000            | 636                    | 60                 | 0,52 |
| 730             | 990                    | 57,30              | 0,42 |
| 1167            | 756                    | 42,11              | 0,23 |
| 1100            | 1087                   | 26,36              | 0,30 |

ния;  $i$  — угол падения волны на ионосферу при высоте отражения 90 км;  $\Delta$  — разность фаз между  $E_v$  и  $E_r$ .

В течение всего периода измерений наблюдались волны только с левым направлением вращения. Обращает на себя внимание тот факт, что на всех частотах горизонтальная компонента ионосферной волны в 2—4 раза превышает вертикальную.

В [68] на длинной трассе  $\sim 2000$  км исследуются поляризационные характеристики ионосферного поля на частоте 164 кГц. Наблюдения, проведенные в мае — июле 1965 г., показали, что отраженная волна почти линейно поляризована в июне, июле и эллиптически поляризована в мае. Угол эллиптичности в мае равен  $15^\circ$ , в июне —  $5^\circ$ , в июле  $< 5^\circ$ . Угол отклонения большой оси эллипса от магнитного севера к востоку  $< 5^\circ$ .

Поляризационные измерения, описанные в [69], проводились на трассе длиной 50 км и частоте 1650 кГц. Наиболее вероятной является круговая поляризация.

Значительный интерес представляют результаты импульсного зондирования ионосферы на частотах 1050 и 1550 кГц при длине трассы 150 км [37]. Отношение амплитуд импульсов вертикальной компоненты к горизонтальной заключено в пределах 1,5—3,5 (медианные значения за час). Это касается отражений от  $E$ - и  $F$ -слоев.

Одна из первых попыток описать закон распределения модуля коэффициента поляризации ионосферного поля на СВ статистической моделью частично поляризованных радиоволн сделана в [70]. Применялись частоты 182 и 254 кГц, длины трасс 500 и 350 км соответственно, сигнал непрерывный, период осреднения 25 с. За основу была взята модель, полученная в [71] для одномодового сигнала КВ-диапазона. Использовать ее для описания функции распределения модуля коэффициента поляризации непрерывного длинноволнового сигнала можно по следующим причинам. Критическая частота слоя  $E$  в ночное время порядка 500—600 кГц, поэтому отражения от вышележащих слоев не происходит. Двукратные отражения также маловероятны, во-первых, из-за сравнительно коротких трасс, во-вторых, вследствие того, что эксперимент проводился в горной местности, т. е. имело место значительное рассеяние отраженного Землей сигнала. При условии, что одна из магнитных компонент полностью поглощается, сигнал в данном эксперименте можно рассматривать одномодовым. К сожалению, прямые экспериментальные данные о структуре и поляризации отраженных от ионосферы импульсов на трассах до 500 км и частотах  $< 500$  кГц практически отсутствуют, что не

Т а б л и ц а 5.3

| Частота,<br>кГц | Расстояние<br>между<br>приемником<br>и<br>передатчиком | P       | $\Delta$ | Темпе-<br>ратура |
|-----------------|--|---------|----------|------------------|
| 150             | 0  | 0,53    | 58°      | [66]             |
| 164             | 2000   | 5       | 64°      | [68]             |
| 182             | 500  | 0,5     | —        | [70]             |
| 254             | 350  | 0,3     | —        | [70]             |
| 730             | 990  | 0,42    | 57°30'   | [67]             |
| 886             | 684  | 0,36    | 55°      | [67]             |
| 914             | 350  | 1,09    | 76°40'   | [65]             |
| 1000            | 636  | 0,52    | 60°      | [67]             |
| 1050            | 150  | 1,5—3,5 | —        | [37]             |
| 1100            | 1087   | 0,30    | 26°36'   | [67]             |
| 1167            | 756  | 0,23    | 42°11'   | [67]             |
| 1130            | 220  | 0,925   | 83°40'   | [65]             |
| 1550            | 150  | 1,5—3,5 | —        | [37]             |
| 1650            | 50   | 1       | 90°      | [69]             |

позволяет гарантировать адекватность применяемой модели. Наиболее вероятные значения модуля коэффициента поляризации находятся в интервале 0,2—0,8. Удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических распределений дали 68% экспериментального материала.

Все перечисленные результаты приведены к одним параметрам в табл. 5.3. Как видно из таблицы и описаний экспериментов, сделать обобщение результатов весьма сложно. Исследования проводились различными методами, использовались различные типы сигналов (непрерывный и импульсный), широк диапазон частот, длин трасс и времен года.

Таким образом, вопрос о поляризации ионосферных радиоволн в полосе частот 150—1600 кГц остается открытым.

## Г л а в а 6

### **ИМПУЛЬСНОЕ НАКЛОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ В СВ-ДИАПАЗОНЕ**

#### **§ 6.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ**

Для исследования некоторых вопросов ионосферного распространения средних радиоволн целесообразно использовать такие радиосредства, как радиовещательные передатчики, и не только на длинных, но и на коротких трассах. В последнем

случае можно выделить отраженные сигналы из суммарного поля с помощью соответствующих приемных антенн. Однако эти методы не позволяют, конечно, построить детальную картину отраженных сигналов, выяснить их динамику и т. д.

Ответ на такие вопросы, как число отраженных импульсов, их групповые, фазовые задержки и их временные изменения, можно получить только импульсными методами. Оценки показывают, что, например, на расстояниях до 500 км земной и ионосферный импульсы или импульсы, отраженные от разных ионосферных слоев, достаточно хорошо разделяются, если их длительность  $< 100$  мкс. Для зондирования на протяженных трассах ( $> 1000$  км) необходимы более короткие импульсы, что в СВ-диапазоне получить трудно. Кроме того, зондирование на коротких трассах, где земной практически не меняющийся во времени импульс может быть уверенно принят, позволяет использовать его в качестве синхронизирующего; он может служить и как эталон при определении амплитуд отраженных импульсов, по нему могут калиброваться групповая и фазовая задержки.

Первые опыты по наклонному зондированию ионосферы на коротких трассах с помощью средних радиоволн относятся еще к 1930 г. [72]. В эксперименте использовался метод качающейся частоты на частотах около 1400, 900 и 750 кГц на трассах протяженностью 131, 91 и 18 км. Авторы определяли только групповые задержки. Они показали, в частности, что в некоторых случаях в приемнике наблюдаются два сигнала с разной групповой задержкой, соответствующей кажущимся высотам отражения  $\sim 100-120$  и  $\sim 190-280$  км.

Более детальные эксперименты методом наклонного зондирования проведены в 1970—1975 гг.

## **§ 6.2. АППАРАТУРА И ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА**

В первый период (1970—1971 гг.) [32, 37] исследования осуществлялись с помощью колоколообразных импульсов длительностью  $\sim 80$  мкс, мощностью  $\sim 5$  кВт. Стабильность частоты кварцевого генератора была не хуже  $1 \cdot 10^{-8}$ . В качестве передающей использовалась вертикальная антенна высотой 30 м с емкостной нагрузкой. Резонансная частота антенны 800 кГц.

Эксперименты проводились на несущих частотах  $\sim 550$ ,  $\sim 1050$  кГц (каждую ночь — на одной из частот). Прием происходил одновременно в трех пунктах, удаленных от передатчика на расстояния  $\sim 75$ , 150 и 230 км, на рамочные антенны. Регистрация осуществлялась на киноплёнке. Однако в ряде случаев из-за высокого уровня помех не удавалось надежно регистрировать сигналы. Для получения более устойчивых ре-



зультатов была разработана и изготовлена помехоустойчивая аппаратура.

Чтобы повысить энергию зондирующего сигнала, в этой аппаратуре используется постоянный по амплитуде радиосигнал, промодулированный периодической двоичной псевдослучайной последовательностью (код Хафмена). Сигнал состоит из 31 элементарной посылки длительностью 100 мкс каждая. Фаза каждой посылки может принимать одно из двух значений — 0 или  $\pi$ . Автокорреляционная функция сигнала имеет основной максимум шириной 100 мкс.

Сформированный на промежуточной радиочастоте зондирующий сигнал фильтруется с помощью полосового фильтра так, что форма огибающей элементарной посылки становится колоколообразной. Полосовой фильтр дополнен фазокорректором, устраняющим паразитную внутриимпульсную фазовую модуляцию. Заметим, что если в качестве зондирующего используется фильтрованный фазоманипулированный сигнал, то изменения фронтов сигнала, особенно хвоста заднего фронта, вызванные частотной дисперсией в ионосфере, практически отсутствуют. Это способствует разделению волн по запаздыванию, улучшает оценки фазы, амплитуды, групповой задержки.

В приемном устройстве использован корреляционный метод приема с медленно скользящим опорным сигналом (последовательный по периоду анализ). С выхода антенного усилителя радиосигнал поступает на демодулятор, где перемножается на опорный сигнал. Последний формируется в генераторе двоичной псевдослучайной последовательности, аналогичном соответствующему генератору передатчика. Асинхронизм достигается сдвигом тактовой частоты этого генератора на 3—16 Гц.

Далее, с выхода демодулятора сигнал поступает на узкополосный радиочастотный фильтр-усилитель (интегратор по огибающей). Узкополосные фильтры выполнены на базе радиоприемника Р-672, который используется как супергетеродин с двойным преобразованием частоты. Для этого Р-672 дополнен фильтром второй промежуточной частоты 2,5 кГц. Полоса первого УПЧ (Р-672) 0,5 кГц. Фильтр 2,5 кГц имеет полосу 20 Гц, что устраняет выбросы «боковых лепестков» функции взаимной корреляции принимаемого и опорного сигналов. С выхода второй промежуточной частоты сигнал детектируется фазовыми детекторами, на которые подаются опорные сигналы 2,5 кГц с взаимным сдвигом фаз  $\pi/2$ . Регистрограмма в виде разнополярных импульсов записывается на ленте самописца. Введение фазовых детекторов и возможность корреляции фазовых характеристик приемника Р-672 позволяют оценивать фазовые соотношения между каналами.

Для удобства измерений в радиочастотном измерительном тракте используется ступенчатый аттенюатор и предусмотрено

оперативное проведение калибровки усиления каналов от внешнего генератора стандартных сигналов.

Для проведения измерений изготовлено четыре комплекта приемно-регистрирующей аппаратуры. Как показала длительная эксплуатация, аппаратура работала надежно и позволила получить достоверные экспериментальные данные.

Измерения с помощью описанной аппаратуры проводились в 1972—1973 гг. на тех же частотах и в тех же пунктах, что и в 1970—1971 гг.

### § 6.3. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения 1970—1971 гг. без использования помехоустойчивой аппаратуры позволили получить предварительные сведения о характере отраженных импульсов [37]. В частности, на частотах 1050 и 1550 кГц обычно наблюдалось несколько импульсов, отраженных с разных ионосферных уровней, а на частоте 550 кГц — в основном один, отраженный с высоты  $\sim 100$  км.

Установлено, что импульсы, отраженные с больших высот, имеют большую амплитуду в полночь, а с меньших высот — после захода и перед восходом солнца (рис. 6.1). Заметим, что такой характер зависимости амплитуд 1-го и 2-го отраженных импульсов от времени ночи достаточно убедительно свидетельствует о том, что мы имеем дело чаще всего не с «кратниками» (по величине групповой задержки это можно было предпо-

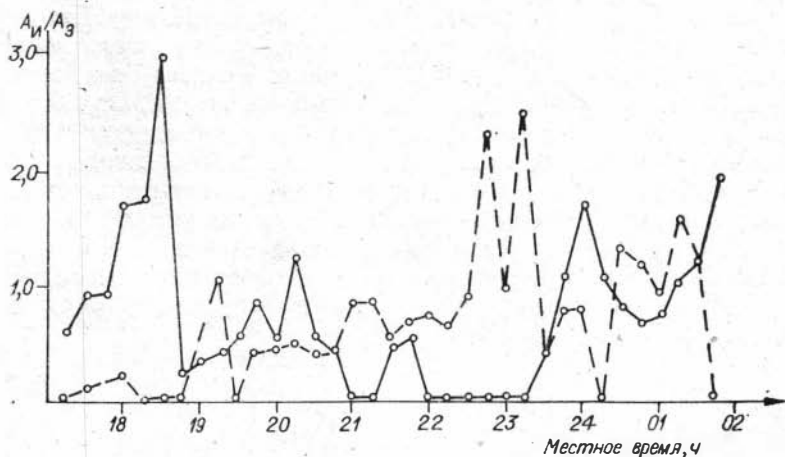


Рис. 6.1. Изменения амплитуд 1-го и 2-го отраженных импульсов в течение суток 8 декабря 1969 г.  $D = 150$  км,  $f = 1050$  кГц. Сплошная линия —  $h = 80-95$  км, штриховая —  $h = 170-220$  км.

ложить), а с отражением с разных высот ионосферы одного излученного сигнала.

Заметим в связи с этим еще раз, что предположение о разных высотах отражения волн для разных частот в СВ-диапазоне, принятое в рекомендациях МККР (см. гл. 2), нуждается, очевидно, в некотором корректировании: высота отражения сигналов — не постоянная величина, она изменяется в течение ночи и зависит от расстояния (уменьшается с увеличением расстояния).

### 6.3.1. Структура и амплитуда отраженных сигналов

Основные экспериментальные данные о поведении СВ-сигналов на коротких трассах получены в 1972—1974 гг. с помощью описанной помехоустойчивой аппаратуры. Проведено более 1000 ч передач на частотах 535, 1050 и 1550 кГц. Прием осуществлялся одновременно в трех указанных пунктах. На регистрограммах обычно четко видны земной и несколько отраженных сигналов. Пример регистрации показан на рис. 6.2. Расстояние между последовательными земными (0) сигналами соответствует временному интервалу  $\tau_0 = 3,1 \cdot 10^{-3}$  с. Количество отраженных сигналов обычно 1—3. Как и в предыдущих измерениях (1970—1971 гг.), здесь иногда обнаруживались сигналы заметной амплитуды, групповое запаздывание которых соответствует отражению с весьма больших высот ( $\sim 700$  км). Возможно, что это были какие-то кратные отражения, однако их природу однозначно установить не удалось.

Для определения значений амплитуд отраженных импульсов проведена специальная калибровка амплитуды земного импульса [14], построены кривые зависимости амплитуд от расстояния для указанных частот (см. § 4.2). Уже отмечалось, что данные прямых измерений амплитуд (импульсный метод) хорошо совпали с результатами, полученными при приеме передач радиовещательных станций с помощью специальной антенны. Это, с одной стороны, подтверждает целесообразность дальнейших измерений напряженности поля в СВ-диапазоне с использованием радиовещательных передач и приемных антенн типа рамка — штырь, с другой — показывает, что калибровка земного луча в измерениях с импульсными сигналами была выполнена надежно.

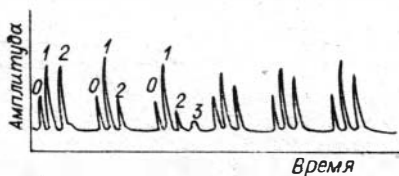


Рис. 6.2. Пример регистрации отраженных импульсов на самописце.

### 6.3.2. Групповая задержка

Анализ регистрограмм показал, что спектр групповых запаздываний сигналов достаточно четко разделяется на группы, каждая из которых соответствует определенной моде распространения (рис. 6.3) [14]. Можно заметить, что наряду с резкими экстремумами, соответствующими наибольшему значению числа импульсов  $N$  с определенным групповым запаздыванием  $\tau_n$ , имеются импульсы с иными групповыми задержками.

Данные о групповых запаздываниях сигналов в разных пунктах наблюдения приведены в табл. 6.1. Там же даны значения кажущейся высоты отражения сигналов  $h$ , вычисленные по формуле

$$h = \left[ \frac{1}{4} (\tau_n c)^2 + \frac{1}{2} D \tau_n c \right]^{1/2}$$

где  $c$  — скорость света;  $D$  — расстояние между передатчиком и приемником и  $p$  — процент регистрограмм, на которых обнаруживается соответствующий сигнал.

В таблице можно заметить наличие упомянутой тенденции к уменьшению кажущейся высоты отражения с ростом расстояния.

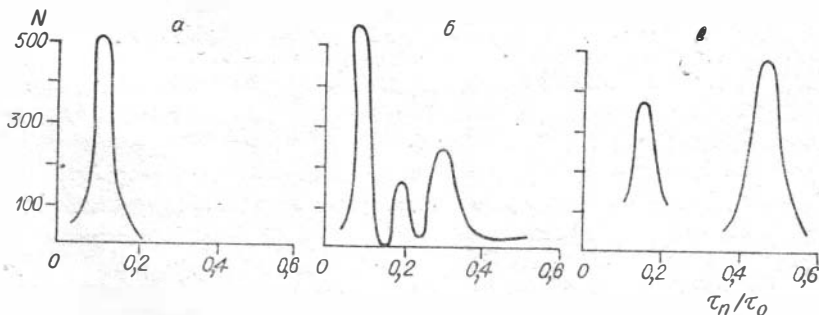


Рис. 6.3. Число импульсов с разным временем запаздывания.  
 $f = 535$  кГц (а), 1050 (б), 1550 (в).

Таблица 6.1

| Частота,<br>кГц | Расстояние,<br>км | 1-й сигнал |         | 2-й сигнал |         | 3-й сигнал |         |
|-----------------|-------------------|------------|---------|------------|---------|------------|---------|
|                 |                   | $h$ , км   | $p$ , % | $h$ , км   | $p$ , % | $h$ , км   | $p$ , % |
| 535             | 75                | 100—106    | 100     | —          | 5       | —          | 5       |
| 1050            | 75                | 100—120    | 100     | 210—230    | 44      | —          | 5       |
| 1550            | 75                | 100—120    | 83      | 215—230    | 33      | 245—380    | 83      |
| 535             | 150               | 95—125     | 95      | —          | 5       | —          | 5       |
| 1050            | 150               | 95—125     | 80      | 210—245    | 65      | 300—320    | 20      |
| 1550            | 150               | 95—125     | 71      | 210—245    | 43      | 290—320    | 14      |
| 535             | 230               | 90—100     | 100     | —          | 5       | —          | 5       |
| 1050            | 230               | 90—110     | 100     | 170—220    | 33      | —          | 5       |
| 1550            | 230               | 90—130     | 50      | 170—220    | 75      | —          | 5       |

### 6.3.3. Поляризация отраженных сигналов

Детальный характер поляризации отраженных импульсов можно выяснить путем приема сигнала на две взаимно перпендикулярные рамочные антенны, если измерять не только амплитуды, но и разность фаз между вертикально и горизонтально поляризованными составляющими. Из-

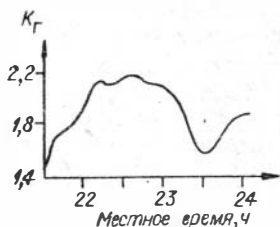


Рис. 6.4. Пример изменения  $K_r$  во времени. 14 августа 1974 г.

мерения амплитуд показали, что их отношение  $K_r = E_r/E_v$  изменяется примерно в интервале от  $\sim 0,5$  до  $\sim 2$  (рис. 6.4). Процесс изменения разности фаз существенно нестационарен, и для его изучения требуется более детальная регистрация сигналов, чем это имело место в применяемой аппаратуре. Тем не менее, и здесь удалось выяснить характер изменения фазы

во времени  $\Delta f_0 = \frac{d\varphi}{dt}$ , где  $\Delta f_0$  — мгновенный доплеровский сдвиг несущей частоты [73]. Для средних за 1 ч значений  $\Delta f_0$  характерны следующие величины:

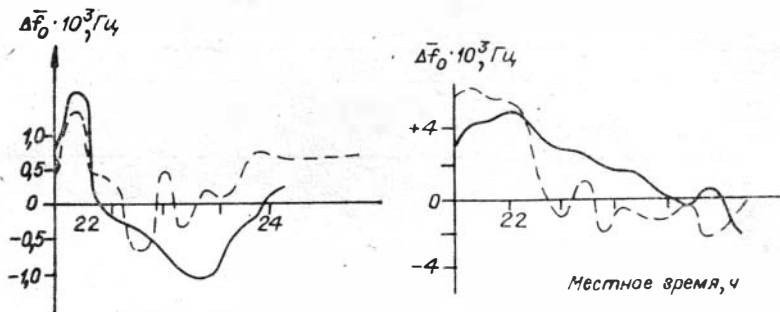
$$\Delta f_0 = 10^{-2} - 10^{-3} \quad \text{для } f_0 = 10^6 \text{ Гц;}$$

$$\Delta f_0 = 10^{-3} - 10^{-4} \quad \text{для } f_0 = 0,5 \cdot 10^6 \text{ Гц.}$$

На рис. 6.5 приведены примеры изменений  $\Delta f_0$  во времени отдельно для вертикальной (штриховая линия) и горизонтальной (сплошная) составляющих.

### 6.3.4. Некоторые статистические характеристики амплитуд отраженных импульсов

Как для практики радиосвязи, так и для физики ионосферы существенно знать характерное время изменений амплитуды отраженных сигналов. В табл. 6.2 приведены средние значе-



ис. 6.5. Примеры зависимости мгновенных доплеровских сдвигов частоты.

Т а б л и ц а 6.2

| Частота,<br>кГц | $D=75$ км | $D=150$ км | $D=230$ км |
|-----------------|-----------|------------|------------|
| 535             | 80 с      | 60 с       | 80 с       |
| 1050            | 70 с      | 40 с       | 70 с       |
| 1550            | 40 с      | 40 с       | 40 с       |

ния временных интервалов замираний, полученных по результатам измерений 1972—1974 гг. для интервала 23 ч 00 мин—24 ч 00 мин местного времени. Видно, что с ростом несущей частоты среднее время замираний несколько уменьшается и нет четкой зависимости времени замираний от длины трассы.

Следует заметить, что близкое по величине время замираний амплитуды сигналов наблюдалось при приеме на рамочную антенну, настроенную днем на минимум ионосферных волн радиовещательных станций. Например, в одном случае ( $f = 395$  кГц,  $D = 300$  км, осень 1968 г.) средний временной радиус автокорреляции на уровне 0,5 был равен 44 с, а в другом ( $f = 611$  кГц,  $D = 200$  км, осень 1969 г.) — 38 с.

Однако при регистрации на самописец нельзя получить информацию о более быстрых изменениях амплитуды (с периодом  $\leq 10$  с). Некоторые предварительные измерения показали, что такие «дрожания» амплитуды также имеют место, но со значительно меньшей величиной, чем рассмотренные ранее.

В заключение отметим, что все рассмотренные результаты получены на трассах, расположенных в средних широтах. Мы убедились, что и здесь они не носят исчерпывающего характера. Для высоких и низких широт подобные измерения вообще отсутствуют, а необходимость в них несомненна.

## Г л а в а 7

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ЗАПИСЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ**

#### **§ 7.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ**

Изучение записей напряженности поля средних радиоволн позволяет получить ценную информацию о динамике нижней ионосферы. Имеется, например, много работ по исследованию горизонтальных и вертикальных движений неоднородностей

ионизации методами пространственно- и частотно-разнесенного приема (см., например, [74, 75]). Поэтому в настоящей главе рассматривается только один метод спектрального анализа записей напряженности поля.

Как уже отмечалось, изменения напряженности суммарного поля в СВ-каналах вызваны одновременным действием многих причин, основные из которых следующие: изменения поглощения, поляризации и фазы отдельных мод, приходящих в точку приема.

Изменение характеристик земной волны происходит очень медленно и проявляется в виде среднесуточных и среднемесячных колебаний. Изменение поляризации, амплитуды и фазы ионосферных волн приводит к возникновению широкого спектра замираний суммарного поля. Рассмотрим влияние каждого из перечисленных факторов на спектральный состав замираний суммарного поля.

### 7.1.1. Поляризация

В диапазоне СВ применяются передающие антенны, излучающие линейно поляризованные волны в основном с вертикальной поляризацией. При отражении от ионосферы из-за действия земного магнитного поля волна оказывается эллиптически поляризованной, причем как наклон плоскости поляризации, так и соотношение полуосей эллипса могут изменяться во времени. При приеме на линейно поляризованные антенны это приводит к изменению ЭДС на их выходе, т. е. к замираниям принимаемой компоненты ионосферной волны.

Поляризация отраженной от ионосферы волны в значительной степени определяется областью, лежащей в самом начале отражающего слоя (предельная поляризация) [2, 76]. Нижняя кромка ионосферы является неустойчивым образованием, параметры ее существенно меняются за время, измеряемое секундами — десятками секунд. Следовательно, и замирания, обусловленные изменением поляризации ионосферной волны, должны быть сравнительно быстрыми. Это экспериментально подтверждено в [63], где изучались статистические характеристики поляризации радиоволн, отраженных от  $E$ - и  $F$ -области. Там же показано, что квазипериод изменения параметров эллипса поляризации обыкновенной компоненты, отраженной от  $E$ -области ионосферы, лежит в пределах 10—70 с, а период вращения эллипса, которое наблюдается при одновременном присутствии обеих магнитоионных компонент, изменяется от 2 до 40 с. На подобные же скорости вращения плоскости поляризации (2—10 оборотов в минуту) указывается в [78].

Многие параметры эллипса поляризации, полученные при отражении радиоволн от реальной, турбулентной ионосферы

[63], плохо объяснялись магнитоионной теорией, развитой для плоскостлой среды. Поэтому в [79] сделана попытка рассмотреть поляризацию волн, распространяющихся в статистически неоднородной среде. Найденные характеристики эллипса совпадают с полученными экспериментально в [63]. Кроме того, показано, что поляризация отраженной волны определяется нижним слоем ионосферы, имеющим толщину порядка радиуса корреляции неоднородностей. В этом случае поляризация будет зависеть от статистических характеристик нижнего края ионосферы, в свою очередь определяемых горизонтально перемещающимися неоднородностями. Малые неоднородности (до 1 км) задают средние характеристики поляризации отраженного сигнала с квазипериодом до нескольких десятков секунд, а крупномасштабные неоднородности в десятки и сотни километров, движущиеся со скоростью до 10 км/мин, должны, вероятно, вызывать медленные изменения поляризации сигнала с квазипериодом до нескольких десятков минут, которые экспериментально пока не обнаружены.

### *7.1.2. Поглощение*

Колебания амплитуды отраженного от ионосферы сигнала происходят из-за меняющегося во времени поглощения радиоволн в отражающем слое и в областях, лежащих ниже этого слоя. Так как поглощение происходит на всем пути радиоволны в ионосфере, быстрые независимые изменения параметров ионосферы, происходящие на отдельных участках пути радиоволны, взаимно компенсируют друг друга и практически не сказываются на общем поглощении. В этом смысле поглощение радиоволн в ионосфере не может приводить к быстрым замираниям сигнала. И наоборот, изменение параметров всего объема ионосферы, оказывающего существенное влияние на распространяющуюся радиоволну, приведет к медленным флуктуациям амплитуды отраженного сигнала. Так, хорошо известны колебания напряженности, связанные с циклом солнечной активности, с сезонными изменениями, с изменением условий освещенности в течение суток. Очень подробные результаты по суточному, месячному и годовому ходу поглощения, полученные методом А-3 (измерение поглощения при наклонном падении на СВ), представлены в [80, 81].

Горизонтальные перемещения крупномасштабных неоднородностей размерами в десятки и сотни километров вызывают значительно более быстрые изменения поглощения с квазипериодом в десятки минут. Кроме того, подобные же колебания поглощения могут появляться из-за вертикально перемещающихся возмущенностей в ионосфере. В работах [82, 83] (см. также приведенную в них библиографию) показано, что выше



максимума области  $F$  могут возникать возмущенности, быстро перемещающиеся вниз, вплоть до  $E$ -, а может быть, и  $D$ -области. Протякая до нижних слоев ионосферы, возмущенности вызывают увеличение поглощения радиоволн. Периодичность перемещающихся возмущенностей колеблется от 30 до 120 мин. Наиболее часто они, видимо, возникают в дневное время в зимний период. Периодические возмущенности с периодами  $\sim 30$  мин могут возникать также в районе солнечного терминатора.

### 7.1.3. Задержка во времени

Ионосферная волна приходит в точку приема с запаздыванием по фазе относительно земной из-за геометрической разницы хода и уменьшения скорости распространения волны, проходящей некоторую часть своего пути в ионосфере. Однако основной вклад в флуктуации фазы ионосферной волны вносят, конечно, колебания высоты области электронной концентрации, от которой происходит отражение. При изменении высоты отражающей области на  $\Delta h$  меняются длина траектории наклонного распространения на  $\Delta l$  и фаза на  $\Delta\psi = 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}$ .

В рассматриваемом диапазоне частот отклонение фазы на  $180^\circ$  произойдет как при уменьшении, так и при увеличении длины траектории на 100—1000 м. Вследствие флуктуаций параметров ионосферы, горизонтальных и вертикальных перемещений неоднородностей различного масштаба квазипериод колебаний фазы может варьировать в пределах от секунды до нескольких минут. Очевидно, что с уменьшением длины волны и расстояния между передатчиком и приемником частота колебаний фазы, величина этих колебаний, а также степень их нерегулярности будут увеличиваться.

Наши знания о законе изменения фазы очень неопределенны, и потому в некоторых работах делается предположение, что все значения  $\psi$  равновероятны. Однако из простых геометрических соображений можно сделать вывод, что при реально встречающихся отклонениях высоты ионосферы  $\Delta h$  на больших расстояниях от передатчика должна наблюдаться тенденция к появлению регулярных колебаний величины  $\psi$  и, следовательно, периодов замираний. Кроме того, во время некоторых геофизических процессов, приводящих к плавному перемещению высоты области ионосферы с постоянной электронной концентрацией, например заход и восход солнца, солнечные затмения, наблюдается закономерное изменение  $\psi$ , причем с довольно продолжительным периодом (до десятков минут).

Очевидно, в реальном СВ-канале связи увеличение или уменьшение потерь сопровождается изменениями задержки, поляризации, угла наклона фронта волны. Все это создает до-

полнительные трудности при изучении ионосферных параметров и не позволяет, в частности, по отдельным реализациям процесса замираний делать однозначные выводы о их причинах. Возникает необходимость в проведении такого анализа на вероятностно-статистической основе.

## § 7.2. МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Метод спектрального анализа является логическим продолжением метода квазифазовых измерений [84] на ДВ. Последний основан на регистрации суммарного дневного поля  $E$  на трассах, больших 1000 км,

$$E = (E_z^2 + E_{\Pi}^2 + 2E_z E_{\Pi} \cos \psi)^{0,5}. \quad (7.1)$$

Так как при этом напряженность поля земной волны  $E_z$  во много раз превышает напряженность поля ионосферной волны  $E_{\Pi}$ , наблюдаемые на записи  $E$  экстремумы появляются только из-за интерференции когерентных земной и ионосферной волн. При закономерных изменениях высоты отражения (в дневное время) легко определяются величина и направление изменения фазы. Поскольку записи дневного поля ДВ имеют гладкий характер, периодичность следования экстремумов определялась визуально.

Попытки применить квазифазовый метод для анализа ночных записей не привели к положительным результатам. В ночное время  $E_{\Pi}$  сравнимо или больше  $E_z$ , и поэтому экстремумы могли быть обусловлены как изменением величины  $E_{\Pi}$ , так и интерференцией  $E_{\Pi}$  с  $E_z$ . Сложный характер записей ночного поля не позволял визуально определять периоды интерференционных замираний. Кроме того, этот метод не «различает» направления фазовых флуктуаций, т. е. направление вертикального перемещения области отражения.

Усовершенствование квазифазового метода заключалось в замене визуального определения периодичности спектральным анализом записей. Это позволило обрабатывать сложные записи, в том числе и ночного поля, полученные на трассах, где  $E_z \leq E_{\Pi}$ . В самом деле, из (7.1) видно, что при  $E_z \geq E_{\Pi}$  наиболее глубокие замирания будут обусловлены интерференцией между  $E_z$  и  $E_{\Pi}$  даже в том случае, когда  $E_{\Pi}$  меняется от нуля до максимального значения. Таким образом, если провести спектральный анализ записи  $E$ , то выделенный при анализе процесс с максимальной амплитудой  $A$  будет иметь период  $T$ , соответствующий периоду интерференционного фединга  $E_z$  и однокачкового  $E_{\Pi}$ .

В наиболее простом случае, когда поле (7.1) в точке наблюдения представлено суммой двух векторов, а высота ионосферы

$h$  меняется со временем по линейному закону, разность фаз  $\psi$  из (7.1) будет периодической функцией времени с частотой изменения

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{d\psi}{dt} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dl}{dt} \quad (7.2)$$

где  $dl$  — изменение пути отраженного от ионосферы луча. Разлагая  $l$  в ряд по  $t$  и не учитывая члены высшего порядка (оценка показывает, что даже при скорости изменения  $h$ , равной 10 м/с, они дают изменение  $l < 20$  м), будем иметь [85]

$$T = \frac{\lambda}{2V} A, \quad (7.3)$$

где  $V = dh/dt$  — скорость перемещения области отражения;  $A$  — множитель, связанный с изменением геометрии трассы и без учета сферичности Земли равный [86]  $A = \left[ 1 + \left( \frac{D}{2h_0} \right)^2 \right]^{0.5}$ , где  $h_0$  — начальная высота отражения.

На трассах  $D > 500$  км необходимо учитывать сферичность Земли и использовать выражение для  $A$ , приведенное в [87]. Из (7.3) скорость вертикального перемещения области отражения, определенная по периоду фединга, возникающего из-за интерференции земной и ионосферной волн,

$$V_B = A \cdot \lambda / 2T. \quad (7.4)$$

Отметим, что в работах, выполненных до 1973 г., двойка в выражении (7.4) ошибочно опускалась [95], что привело к завышению значений скоростей, приведенных в [86—89, 92—94, 96, 97], в два раза.

Ошибка значения  $V_B$ , вычисленного по формуле (7.4), зависит от ошибки определения  $T$  при спектральном анализе и  $A$  из-за неточно известной начальной высоты отражения. Если начальная высота отражения может быть найдена с точностью  $\pm 10$  км, то ошибка  $\Delta A$ , зависящая от абсолютного значения  $h_0$  и  $D$ , не будет превышать 12%. Наиболее существенна ошибка при вычислении периода замираний. Очевидно, она зависит от длины отрезка реализации, характера замираний на этом отрезке и выбранного алгоритма обработки. Влияние этих условий обсуждается в [26]. Отметим, что при применении метода обработки [26] к контрольным реализациям с известным спектром ошибки при определении периодов не превышали 25%. Таким образом, наибольшая суммарная среднеквадратичная ошибка значения  $V_B$ , вычисленного по (7.4), очевидно, не будет превышать 30%.

При использовании квазифазового метода необходимо помнить о физических допущениях, положенных в его основу: а) при отражении нет фазового скачка или он неизменен; б) ме-

тод пригоден для трасс, на которых  $E_3 < 1,5 E_{II}$ ; в) во время наблюдений  $E_3$  постоянно; г) диаграммы направленности передающих и приемных антенн для наблюдаемых углов прихода неизменны; д) ионосфера изменяется только по одной координате — высоте. Любые процессы в ионосфере, приводящие к изменению фазового пути (горизонтальный и вертикальный дрейф, внутренние волны и пр.), рассматриваются как вертикальное перемещение области отражения. Это допущение оправдано большой чувствительностью метода к вариациям высоты; е) значения периодов интерференционных замираний, полученные при спектральном анализе, являются средними для интервалов обработки. Уменьшение длины интервала приближает усредненный период к истинному, но, с другой стороны, увеличивает погрешность вычисления, обусловленную природой спектрального анализа. В силу этого вычисление периодов производится обычно на участках в 30—60 мин.

### **§ 7.3. ЭФФЕКТЫ, НАБЛЮДАЕМЫЕ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ**

Эксперименты во время солнечных затмений не могут иметь самостоятельного значения для изучения условий распространения СВ и замираний суммарного поля  $E$ . Однако довольно прозрачная картина физических процессов, происходящих при солнечном затмении в ионосфере, делает его удобным «эталоном», при помощи которого значительно легче, чем в обычных условиях, проверить некоторые гипотезы и новые методики исследования. Так, рассмотренный в предыдущем параграфе метод определения скорости вертикальных перемещений области отражения был впервые применен для анализа явлений во время солнечного затмения [86, 87].

Исследования скорости вертикального перемещения области отражения при наклонном падении радиоволн на ионосферу проводились во время затмений 15 февраля 1961 г. и 22 сентября 1968 г. Измерения проводились на 18 трассах: 6 в 1961 [86, 87] и 12 в 1968 г. [89]. Напряженность суммарного поля записывалась как в день затмения, так и в контрольные дни, предшествующие и последующие за днем затмения.

Для каждой трассы по модели нижней ионосферы [90] с учетом поглощения, но без учета магнитного поля Земли определялась начальная высота отражения  $h_0$  и эквивалентная частота  $f_{\text{эКВ}} = f \cos \varphi^1$ . Параметры трасс и максимальная фаза затмения для области отражения приведены в табл. 7.1.

<sup>1</sup>) Так как закон секанса справедлив только при условии  $2\pi f \gg \nu_{\text{эф}}$ , где  $\nu_{\text{эф}}$  — эффективная частота столкновения, не выполняющемся на СВ, вычисленное значение эквивалентной частоты  $f_{\text{эКВ}}$  приобретает формальный характер, помогающий лишь производить сравнение данных.

| № трассы                             | $D$ , км | $f$ , кГц | $f_{\text{ЭКВ}}$ , кГц | Максимальная фаза | № трассы | $D$ , км | $f$ , кГц | $f_{\text{ЭКВ}}$ , кГц | Максимальная фаза |
|--------------------------------------|----------|-----------|------------------------|-------------------|----------|----------|-----------|------------------------|-------------------|
| Затмение 15 февраля 1961 г. [86, 87] |          |           |                        |                   | 3        | 600      | 272       | 68,6                   | 0,93              |
| 1                                    | 850      | 272       | 47                     | 0,82              | 4        | 800      | 366       | 74,8                   | 0,97              |
| 2                                    | 510      | 366       | 92                     | 0,99              | 5        | 780      | 366       | 76,6                   | 0,97              |
| 3                                    | 270      | 394       | 200                    | 0,89              | 6        | 470      | 366       | 114                    | 0,98              |
| 4                                    | 490      | 737       | 238                    | 0,98              | 7        | 500      | 394       | 116                    | 0,96              |
| 5                                    | 1650     | 151       | —                      | —                 | 8        | 450      | 394       | 127                    | 0,95              |
| 6                                    | 2100     | 236       | —                      | —                 | 9        | 300      | 366       | 167                    | 0,98              |
| Затмение 22 сентября 1968 г. [89]    |          |           |                        |                   | 10       | 725      | 737       | 167                    | 0,97              |
| 1                                    | 1100     | 151       | 25,2                   | 0,98              | 11       | 575      | 692       | 188                    | 1,00              |
| 2                                    | 575      | 151       | 36,1                   | 1,00              | 12       | 330      | 692       | 309                    | 0,97              |

До начала затмения на всех трассах регистрировалась практически одна земная волна  $E_3$ . С началом покрытия солнечного диска лунной электронной концентрация в нижней части ионосферы и поглощение уменьшаются и появляется отраженная от ионосферы волна  $E_{\text{п}}$ . С увеличением фазы затмения растут амплитуда ионосферной волны и длина пути, проходимого ионосферной волной из-за увеличения высоты области отражения с необходимой (для данной  $f_{\text{ЭКВ}}$ ) электронной концентрацией  $N$ .

В результате сложения земной и ионосферной волн напряженность поля  $E$  в месте приема изменяется. Образец записи  $E$  в период затмения (22 сентября 1968 г.) по трассам с наибольшей и наименьшей эквивалентной частотой приведен на рис. 7.1. Как видно, эффект затмения на трассах с малой  $f_{\text{ЭКВ}}$  начал проявляться практически сразу же с началом покрытия Лунной солнечного диска, а на трассах с большой  $f_{\text{ЭКВ}}$  — приблизительно за 10 мин до максимальной фазы затмения. Время окончания

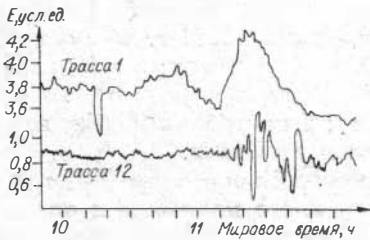


Рис. 7.1. Образцы записи напряженности поля в день затмения.

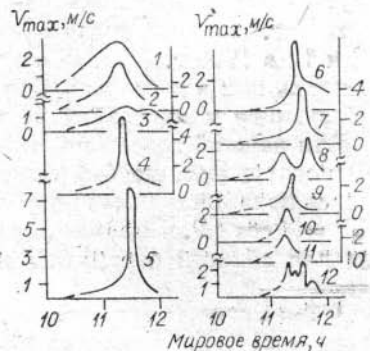


Рис. 7.2. Скорости изменения уровня отражения во время затмения. Номер кривой соответствует номеру трассы в табл. 7.1.

Рис. 7.3. Зависимость максимальной и средней скорости изменения уровня отражения от эквивалентной частоты.

1 — затмение 1968 г.; 2 —  $V_{\text{ср}}$  за первый период затмения 1961 г.; 3 —  $V_{\text{ср}}$  за первый период затмения 1968 г.

влияния затмения определить трудно, так как записи в контрольные дни показывают влияние захода солнца на напряженность суммарного поля начиная с 12 ч 15 мин — 12 ч 40 мин. Поэтому анализ записи напряженности проводился только до 12 ч 10 мин.

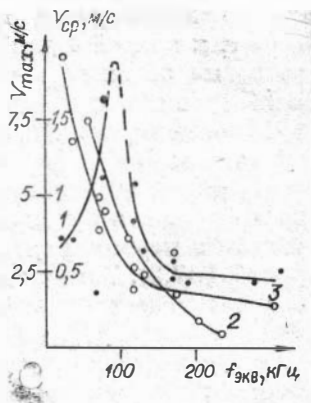
Во время затмения наблюдаются квазипериодические изменения напряженности поля в точке приема. Определив период  $T$ , с которым происходят изменения  $E$ , можно найти скорость изменения высоты отражения.

На рис. 7.2 показаны скорости изменения уровня отражения для всех трасс во время затмения. Сплошные кривые построены для тех временных интервалов 22 сентября, когда закономерные колебания напряженности поля превышали флуктуации напряженности в соответствующие моменты времени контрольных дней. Штрихами эти кривые продолжены до момента начала затмения. Большинство кривых имеет один максимум по времени, близкий к максимальной фазе затмения. Два выброса на кривых 3 и 8 объясняются, видимо, тем, что это самые восточные линии (Новосибирск — Омск и Омск — Тобольск) и влияние захода солнца проявилось здесь раньше, чем на других трассах.

Интересно проследить за максимальной скоростью изменения уровня отражения  $V_{\text{макс}}$  в зависимости от  $f_{\text{экр}}$ , т. е. от начальной высоты отражения (кривая 1 на рис. 7.3). Сначала с увеличением  $f_{\text{экр}}$  скорость растет, на частоте  $\sim 90$  кГц ( $h_0 \sim \sim 72$  км) приобретает максимальное значение, а затем уменьшается. Значения  $V_{\text{макс}}$  для трассы 3 выпадают из этого графика из-за того, что влияние затмения на названной трассе значительно меньше, чем на других (максимальная фаза всего 0,93).

Характер зависимости указывает на то, что в самой нижней части ионосферы космические лучи производят более сильную ионизацию, чем солнечное излучение. Так, в [91] отмечено, что высота, ниже которой эти лучи являются более сильным ионизирующим агентом, чем солнечное излучение, равна 75 км в период минимума солнечной активности и 65 км в период максимума. С этим хорошо согласуются анализируемые данные.

Зависимость  $V_{\text{ср}}$  за первый период затмения (от начала до



максимальной фазы) представлена кривой 2 для затмения 1961 г. и кривой 3 для 1968 г. (см. рис. 7.3). Средняя скорость во время обоих затмений увеличивается с уменьшением  $f_{\text{ЭКВ}}$ . В [87] это объяснялось тем, что относительные изменения электронной концентрации в нижних слоях ионосферы происходят во время затмения значительно быстрее.

Влияние затмения на ионосферные волны с малой  $f_{\text{ЭКВ}}$  можно обнаружить с самого начала затмения, а с большой  $f_{\text{ЭКВ}}$  — только в период, близкий к максимальной фазе затмения (см. рис. 7.1, 7.2). Таким образом, наличие во время всего затмения сравнительно небольшой скорости изменения уровня отражения для малых  $f_{\text{ЭКВ}}$  и больших скоростей, но в очень ограниченном временном интервале для больших  $f_{\text{ЭКВ}}$  при усреднении по всему времени затмения привело к возрастанию  $V_{\text{ср}}$  с уменьшением  $f_{\text{ЭКВ}}$ .

В [97] приведены данные о средней скорости на трассе Ташкент — Алма-Ата ( $f = 164$  кГц,  $D = 700$  км), полученные во время затмения 1968 г. (максимальная фаза в середине трассы 0,97). С учетом поправки (см. § 7.2) в выражении (7.4) эта скорость равна 1,5 м/с и хорошо совпадает с данными рис. 7.3.

#### § 7.4. СКОРОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ В ПЕРИОД ВОСХОДА — ЗАХОДА СОЛНЦА

Первоначально метод спектрального анализа записей  $E$  применялся для изучения только закономерных процессов в нижней ионосфере с известным направлением изменения фазы: солнечные затмения и периоды восхода и захода солнца [86, 92—95].

Установлены зависимости скорости  $V$  вертикального перемещения области отражения от начальной высоты отражения  $h_0$  в дневное время и в период восхода — захода солнца [93]. Высота отражения определялась по модели нижней ионосферы по формулам квазипоперечного распространения, так как при магнитных наклонениях  $\sim 70^\circ$  на горизонтальном участке траектории волны в области отражения условие квазипоперечности неплохо выполняется при любой ориентации трассы.

На рис. 7.4 показаны доверительные интервалы изменения скорости вертикального дрейфа в зависимости от  $h_0$  для восхода и захода солнца. Кривые построены по данным измере-

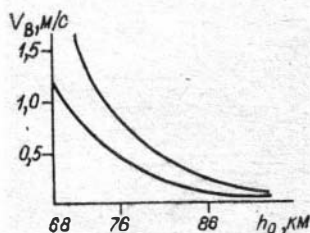


Рис. 7.4. Доверительные интервалы изменений скорости вертикальных перемещений в зависимости от высоты.

ний на 71 трассе [93, 95]. Наблюдения в количестве 4516 ч проводились на частотах от 150 до 1300 кГц и трассах длиной от 50 до 1100 км. Скорости определены по периодам интерференционных замираний, вычисленных на 30-минутных отрезках записей. Заметной разницы в скоростях для захода и восхода не наблюдается: она находится в пределах погрешности метода. Однако если обрабатывать короткие интервалы в 10—15 мин, центрированные относительно момента восхода — захода солнца на высоте  $\sim 60$  км, то скорости вертикального перемещения для захода останутся теми же, что и на рис. 7.4, а для восхода в 2—3 раза больше. Таким образом, для выяснения изменения  $V$  во времени в процессе захода — восхода солнца, видимо, необходимо провести скользящий спектральный анализ записей  $E$  на интервалах 15—30 мин с шагом скольжения не более 5 мин.

Данные рис. 7.4 получены в разное время года, что, естественно, несколько раздвинуло границы интервала наиболее вероятных скоростей. Подробного исследования сезонных зависимостей  $V$  не проводилось. Результаты [94], полученные при ежедневных годичных измерениях на трассе с  $f = 385$  кГц и  $D = 390$  км, говорят о том, что зимой  $V$  примерно на 15% больше летних значений.

В [97] приведены результаты, полученные в вечерние часы на трассе с  $f = 164$  кГц,  $D = 700$  км, по которым летние  $V$  в 2—3 раза больше зимних. Однако эти выводы сделаны по незначительному числу наблюдений (с июня 1968 г. по март 1970 г. произведено 42 записи поля).

### **§ 7.5. СКОРОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ В НОЧНОЕ ВРЕМЯ**

Анализ закономерных процессов позволил выявить принципиально новые возможности метода спектрального анализа по сравнению с классическим квазифазовым. В [89, 93] показано, что если в точку приема приходят земная, однократно отраженная и двукратно отраженные волны, то по результатам спектрального анализа можно определять не только значение скорости, но и направление перемещения области отражения. Таким образом, появляется основа для изучения этим методом записей ночного поля, когда изменение высоты области отражения носит хаотический характер, т. е. имеют место фазовые флуктуации.

Эти возможности использованы для изучения записей вечернего и ночного поля на  $f = 394$  кГц при одновременных измерениях на 30 трассах протяженностью от 150 до 600 км. Подробный анализ спектров показал, что с момента появления замираний  $E$  (примерно за 45—90 мин до захода солнца) в течение 2—3 ч (чем длиннее трасса, тем продолжительнее) наблю-



дается регулярный подъем области отражения. В остальное время регулярного вертикального перемещения области отражения обнаружить не удавалось. По скорости и времени регулярного подъема области отражения было найдено изменение высоты области отражения в вечернее время. На рис. 7.5 показана высота дневной и ночной области отражения для этих трасс, вычисленная по модели ионосферы [90]. Здесь штриховой линией указана высота области отражения, которая должна быть по данным о  $V$  после регулярного подъема ионосферы в вечерние часы. Экспериментальная кривая лежит ниже расчетной, так как зафиксированное время подъема оказалось меньше реального, особенно на коротких трассах. Действительно, наблюдаемые изменения поля становятся заметными, лишь когда коэффициент отражения от ионосферы будет больше дневного, и потому придется согласиться с тем, что мы начинаем наблюдать за ионосферой, когда область отражения находится выше дневного уровня.

В ночное время область отражения не движется в одном направлении со скоростью  $V_v$ , а перемещается в различных направлениях около постоянного уровня. Поэтому для ночного времени можно определить только некоторую эффективную характеристику скорости вертикального перемещения  $V_{эф}$ .

Значения  $V_{эф}$  оказались примерно в 2 раза меньше  $V_v$  в вечернее время для длинных трасс и равными  $V_v$  для коротких трасс. Характер изменения  $V_v$  и  $V_{эф}$  в зависимости от высоты отражения различен (рис. 7.6). Видимо, в ночное время  $V_{эф}$  практически постоянна на всех высотах, так как максимальные и минимальные значения скорости с учетом ошибки фактически перекрываются.

Казалось бы, что ночные колебания высоты области отражения должны происходить хаотично. Однако при спектральном анализе полутороговых записей (май 1962 — ноябрь 1963 гг.) ночного поля передатчика с частотой 209 кГц на трассе длиной 750 км обнаружено [96], что направление перемещения области отражения изменяется с довольно постоянным пе-

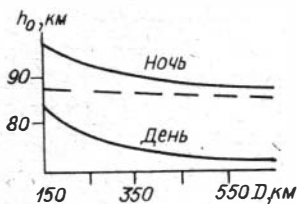


Рис. 7.5. Изменения высоты области отражения в вечернее время для разных трасс.

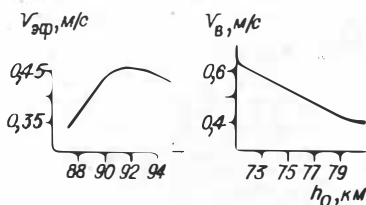


Рис. 7.6. Значения  $V$  для разных высот.

риодом в течение всей ночи. Период этих изменений зависит от времени года и меняется от 30 мин летом до 60 мин зимой. Одной из возможных причин такого явления могут быть волнообразные процессы в слое  $E$ . При горизонтальной скорости  $\sim 100$  м/с пространственный период волны будет около 300—700 км. При  $V_{эф} = 0,5$  м/с амплитуда волны будет порядка 1—2 км.

Обзор результатов, полученных методом спектрального анализа записей напряженности СВ-поля, показывает, что названный метод очень простыми и дешевыми средствами в отличие от других способов дает ценную информацию о процессах в  $D$ -и нижней части  $E$ -области ионосферы. Этому методу, как, собственно, и другим косвенным методам, присущи и некоторые недостатки. Одним из них является то, что данный метод не позволяет получать значений, близких к мгновенным, а дает результаты, усредненные как по времени, так и по пространству.

## Глава 8

### **НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ**

Нелинейные свойства ионизированной плазмы приводят к возникновению разнообразных эффектов при распространении в ней достаточно мощных радиоволн. К ним относятся такие явления, как кросс-модуляция, самовоздействие, возбуждение в ионосфере искусственных неоднородностей, и т. п. В некоторых случаях нелинейные эффекты могут существенно влиять на условия радиосвязи. Кроме того, они успешно используются для диагностики ионосферы, особенно нижней ее части. Именно поэтому интерес к «ионосферной нелинейности» все более расширяется.

При распространении мощных радиоволн в ионосфере различают два класса нелинейных явлений [2]: бесстолкновительные, несвязанные с соударениями частиц в плазме и имеющие место главным образом в верхней ионосфере, и явления, обусловленные нагревом плазмы под действием мощных электромагнитных волн. Последние преобладают в нижней ионосфере и свойственны радиоволнам не очень высокой частоты (средние, длинные волны). В связи с этим только нагревная нелинейность будет интересовать нас в дальнейшем.

## § 8.1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ НАГРЕВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ

Нагревные нелинейные эффекты обусловлены тем, что в поле мощных радиоволн электроны ионосферы приобретают добавочную энергию, которую они могут отдавать молекулам (ионам) при столкновениях лишь малыми порциями. В результате тепловая скорость электронов возрастает, меняются число столкновений электронов с тяжелыми частицами (молекулами, ионами) ионосферы и, следовательно, параметры среды — проводимость, коэффициент преломления.

Указанные изменения сказываются как на радиоволнах, вызывающих нагрев ионосферы (самовоздействие), так и на других, проходящих нагретую область (взаимодействие радиоволн). Вместе с процессами нагрева происходят процессы переноса энергии в другие, ненагретые области ионосферы, которые в определенных случаях также могут оказывать заметное влияние.

Основные уравнения, характеризующие распространение радиоволн с учетом нелинейных свойств ионосферы, могут быть записаны следующим образом [2]:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} NkT_e \right) = \vec{j} \vec{E} - \frac{3}{2} \delta v_{эф} (T_e - T), \quad (8.1)$$

$$m\vec{r} + mv_{эф}\dot{\vec{r}} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \left[ \dot{\vec{r}} \vec{H}^{(0)} \right], \quad (8.2)$$

$$\vec{j} = eN\vec{r}, \quad (8.3)$$

$$\Delta \vec{E} - \text{grad div } \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial \tau}. \quad (8.4)$$

Уравнение (8.1) описывает закон сохранения энергии. В левой части его фигурирует скорость изменения энергии электронов  $\frac{3}{2} NkT_e = \frac{mv^2}{2}$  — кинетическая энергия электронов. Член  $\vec{j} \vec{E}$  характеризует работу, производимую над электронами в единицу времени,  $\vec{j}$  — плотность тока. Последний член правой части (8.1) описывает энергию, теряемую электронами при соударениях с тяжелыми частицами ионосферы, имеющими температуру  $T$ . Здесь  $\delta$  — средняя доля энергии, теряемой электроном при соударении с тяжелой частицей. Как указывалось, в ионосфере даже при учете неупругих столкновений величина  $\delta$  невелика ( $\delta \sim 10^{-3} \ll 1$ ).

Система уравнений (8.1)—(8.4), вообще говоря, должна быть дополнена уравнениями переноса [98], которые в некоторых случаях могут существенно влиять на характер нагрева плазмы.

Мы ограничились здесь рамками так называемой элементарной теории, в которой используются некоторые усредненные характеристики электронов и не рассматривается вопрос о функции распределения электронов по скоростям при наличии внешних электромагнитных полей. Для большинства нелинейных задач, особенно относящихся к нижней ионосфере, такое рассмотрение достаточно точное [2].

Решение системы уравнений (8.1)—(8.4) представляет собой сложную задачу. Поэтому во многих случаях, особенно когда рассматривается сильная нелинейность, т. е. нельзя ограничиться учетом нелинейности в первом приближении, прибегают к различным численным методам решения. При слабой нелинейности часто удается получать аналитические выражения, при этом критерием применимости слабого приближения является условие  $|E| \ll E_p$ , где плазменное поле  $E_p$  такое, под влиянием которого энергия (температура) электронов изменяется в 2 раза. Имеем

$$E_p = \sqrt{\frac{3mkT\delta}{e^2}} (\omega^2 + v_{эф}^2), \quad (8.5)$$

откуда видно, что плазменное поле увеличивается с ростом частоты и, следовательно, нагревные нелинейные эффекты при одинаковых напряженностях поля в высокочастотном, например коротковолновом, диапазоне должны проявляться слабее, чем в низкочастотном (СВ, ДВ).

Перейдем теперь к рассмотрению некоторых конкретных нагревных нелинейных эффектов.

## § 8.2. КРОСС-МОДУЛЯЦИЯ РАДИОВОЛН

Кросс-модуляция радиоволн в ионосфере — люксембурггорьковский эффект — первый нелинейный эффект, обнаруженный еще в 1933 г. Состоит он, как известно, в следующем: если работает какая-либо мощная СВ- или ДВ-радиостанция частоты  $\omega_1$ , излучающая модулированные волны

$$E_1 = E_0(t) \cos \omega_1 t = E_{10}(1 + \mu \cos \Omega t) \cos \omega t, \quad (8.6)$$

где  $\Omega \ll \omega_1$ ,  $\Omega$  — частота модуляции,  $\mu$  — глубина модуляции, то под ее воздействием «модулируется» проводимость ионосферы. Когда возмущенную область ионосферы проходят другие волны частоты  $\omega_2$ , то они «приобретают» в ней модуляцию той же частоты  $\Omega$ .

Теоретическое рассмотрение явлений кросс-модуляции обычно осуществляется по следующей схеме: система уравнений (8.1)—(8.3) решается для плоской волны  $\vec{E}_1$  вида (8.6) либо в приближении слабого поля  $|\vec{E}_1| \ll E_p$ , либо для более об-

щего случая численно. При этом находят изменения эффективного числа столкновений, обусловленные влиянием мощного передатчика:

$$v_{эф} = v_{эф,0} + \Delta v_0 + \Delta v(t), \quad (8.7)$$

а затем определяют соответствующие изменения диэлектрической постоянной  $\epsilon$  и проводимости  $\sigma$  среды. Вторую волну частоты  $\omega_2$  обычно рассматривают в линейном приближении, без учета ее влияния на параметры ионосферы (чаще всего этого оказывается достаточно). Тогда, например, в приближении геометрической оптики можем написать

$$E_2 = E_{20} \exp \left[ -\frac{\omega_2}{c} \int \left( \kappa_0 + \frac{\partial \kappa_0}{\partial v} \Delta v \right) dS \right] \cos \left[ \omega_2 t - \frac{\omega_2}{c} \times \right. \\ \left. \times \int \left( n_0 + \frac{\partial n_0}{\partial v} \Delta v \right) dS \right]. \quad (8.8)$$

Связь величин  $n$  и  $\kappa$  с параметрами среды  $N$  и  $v_{эф}$  приведена в § 8.1. Если теперь учесть, что  $\left| \frac{\partial \kappa_0}{\partial v} \Delta v \right| \ll \kappa_0$  и  $\left| \frac{\partial n_0}{\partial v} \Delta v \right| \ll n_0$ , то, разлагая экспоненциал в ряд, получим для амплитуды

$$E_2 \sim E_{20} \left( 1 - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial \kappa_0}{\partial v} \Delta v \right) \exp \left( -\frac{\omega_2}{c} \int \kappa_0 dS \right). \quad (8.9)$$

Поскольку в выражении для  $\Delta v$  имеются периодические члены частоты  $\Omega$  и  $2\Omega$ , из (8.9) следует, что волна  $E_2$  будет также промодулирована по амплитуде с частотами модуляции  $\Omega$ ,  $2\Omega$ . Так как в выражении для  $\Delta v(t)$  присутствуют и периодические члены высокой частоты ( $2\omega_1$ ), в месте приема наряду с волной частоты  $\omega_2$  будут присутствовать и «сателлиты» — волны с комбинационными частотами  $\omega_2 \pm 2\omega_1$  [99]. Амплитуды этих волн обычно малы, и в дальнейшем останавливаться на них не будем.

Возвратимся к вопросу о модуляции низкой частотой ( $\Omega$ ,  $2\Omega$ ). Согласно (8.8), периодические члены такой частоты и ее обертоны содержатся не только в выражении для амплитуды волны  $E_2$ , но и для ее фазы. Поэтому в месте приема наряду с амплитудной мы можем наблюдать фазовую модуляцию данной волны [100].

Расчет кросс-модуляции по указанной схеме дает следующие выражения:

$$E_2 \cong E_{2m} [1 - \mu_\Omega \cos(\Omega t - \varphi_\Omega) - \mu_{2\Omega} \cos(2\Omega t - \varphi_{2\Omega})] \times \\ \times \cos[\omega t - \psi_0 - \beta_\Omega \cos(\Omega t - \xi_\Omega) - \\ - \beta_{2\Omega} \cos(2\Omega t - \xi_{2\Omega})], \quad (8.10)$$

$$\mu_\Omega = \frac{\mu_0 e^2 \omega_2}{3mkT\delta c} \int_S \frac{v_0 \frac{\partial \kappa_2}{\partial v_0}}{\omega_1^2 + v_0^2} \frac{\delta v_0 E_1^2}{\sqrt{\epsilon_2(S)} \sqrt{(\delta v_0)^2 + \Omega^2}} dS, \quad (8.11)$$

$$\mu_{2\Omega} = \frac{\mu_0^2 e^2 \omega_2}{12mkT\delta c} \int_S \frac{v_0 \frac{\partial \kappa_2}{\partial v_0}}{\omega_1^2 + v_0^2} \frac{\delta v_0 E_1^2}{\sqrt{\varepsilon_2(S)} \sqrt{(\delta v_0)^2 + 4\Omega^2}} dS, \quad (8.12)$$

$$\beta_{\Omega} = \frac{\mu_0 e^2 \omega_2}{3mkT\delta c} \int_S \frac{2\omega_2 v_0}{\omega_2^2 + v_0^2} \frac{v_0 \frac{\partial \kappa_2}{\partial v_0}}{\omega_1^2 + v_0^2} \frac{\delta v_0 E_1^2}{\sqrt{\varepsilon_2(S)} \sqrt{(\delta v_0)^2 + \Omega^2}} dS, \quad (8.13)$$

$$\beta_{2\Omega} = \frac{\mu_0^2 e^2 \omega_2}{12mkT\delta c} \int_S \frac{2\omega_2 v_0}{\omega_2^2 + v_0^2} \frac{v_0 \frac{\partial \kappa_2}{\partial v_0}}{\omega_1^2 + v_0^2} \frac{\delta v_0 E_1^2}{\sqrt{\varepsilon_2(S)} \sqrt{(\delta v_0)^2 + 4\Omega^2}}, \quad (8.14)$$

$$\varphi_{\Omega} = \operatorname{arctg} \frac{\Omega}{\delta v_0}; \quad \varphi_{2\Omega} = \frac{2\Omega}{\delta v_0}. \quad (8.15)$$

Выражения для  $\xi_{\Omega}$  и  $\xi_{2\Omega}$  для краткости не выписываем.

В формулах (8.11)–(8.14)  $E_1$  — амплитуда поля «греющей» волны в соответствующей точке области взаимодействия,  $\kappa_2$  и  $\varepsilon_2$  — значения соответствующих величин для волны  $\omega_2$ ; интегрирование ведется по пути волны  $E_2$  в области взаимодействия. Как уже указывалось, приведенные формулы получены в приближении слабого поля ( $|E_1|^2 \ll E_p^2$ ). Кроме того, мы пренебрегли анизотропией среды. Поскольку распространение волны  $\omega_2$  рассмотрено в приближении геометрической оптики, результаты справедливы только вне области отражения волны  $E_2$ .

При обобщении приведенных результатов на случай анизотропной среды (анизотропию учитываем для «греющей» волны, так как именно здесь учет ее иногда особенно важен), согласно, например, [2], величину

$\frac{E_1^2}{\omega_1^2 + v_0^2}$  нужно заменить следующей:

$$\frac{E_1^2 \cos^2 \gamma}{\omega_1^2 + v_0^2} + \frac{G^2 \sin^2 \gamma}{(\omega_1 - \omega_H)^2 + v_0^2} + \frac{E_1^2 \sin^2 \gamma}{(\omega_1 + \omega_H)^2 + v_0^2}, \quad (8.16)$$

где  $\gamma$  — угол между  $\vec{E}_1$  и  $\vec{H}^{(0)}$ . Отсюда следует, что при приближении частоты к местной гиромангнитной частоте величины  $\mu_{\Omega}$ ,  $2\Omega$  и  $\beta_{\Omega}$ ,  $2\Omega$  могут резонансно возрасти, если, конечно,  $\gamma = 0$ .

В литературе отсутствуют какие-либо конкретные рекомендации о методике теоретического учета возможной кросс-модуляции при размещении радиосредств различных частот и мощностей. Приведенные формулы в принципе позволяют выполнить соответствующие расчеты. Например, задавшись максимально допустимым значением кросс-модуляции при известных мощностях передатчиков, их частотах, диаграммах на-

правленности излучающих антенн и заданной модели ионосферы, можно оценить границы области, «нагретой» возмущающим передатчиком, выяснить характер траектории модулируемой волны и вслед за тем выполнить соответствующее интегрирование при разных частотах модуляции (лучше при низких, когда кросс-модуляция больше). Эффективность таких расчетов ослабляется недостаточным знанием параметров нижней ионосферы.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что если мощность «греющего» передатчика так велика, что созданное им в ионосфере поле  $|E_1| \geq E_p$ , то при расчетах необходимо учитывать эффект самовоздействия (см. § 8.3).

Среди работ по кросс-модуляции следует прежде всего отметить те, в которых исследовалась зависимость данного явления от модулирующей частоты  $\Omega$ . Это позволило авторам достаточно надежно определить параметр  $\delta v_{эф}$  в области взаимодействия [101]. Действительно, согласно (8.11), (8.12), имеем  $\mu_\Omega \sim \sim [(\delta v_{эф})_{ср}^2 + \Omega^2]^{-1/2}$ , где  $(\delta v_{эф})_{ср}^2$  — некоторое среднее значение этой величины в области взаимодействия. Тогда, например, для модулирующих частот  $\Omega_1 = 2\pi F_1$  и  $\Omega_2 = 2\pi F_2$  получим

$$(\delta v_{эф})_{ср}^2 = \frac{\mu_1^2 \Omega_1^2 - \mu_2^2 \Omega_2^2}{\mu_2^2 - \mu_1^2}, \quad (8.17)$$

где  $\mu_{1,2}$  — глубины кросс-модуляции при частотах  $\Omega_{1,2}$  соответственно. Найденные таким образом значения  $(\delta v_{эф})_{ср}$  были, видимо, первыми ее измерениями в условиях ионосферы. Высоту области взаимодействия можно экспериментально определять по разности фаз огибающей у волны  $E_2$  и у модулирующей волны  $E_1$  с учетом геометрии распространения [102].

В работах [101, 102] значения  $\delta v_{эф}$  получались в интервале  $5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^3$ , что, например, при  $\delta \sim 5 \cdot 10^3$  [98] соответствует значениям  $v_{эф} \sim 10^3 \div 3 \cdot 10^5$  <sup>1)</sup>. Измеренные в различные дни высоты изменялись от  $\sim 70$  до  $\sim 100$  км. Следует, однако, признать, что использованный в [102] метод определения высоты области взаимодействия был довольно грубым, в частности, из-за не совсем удачного расположения пунктов излучения и приема.

Значения кросс-модуляции, полученные в указанных работах, составляют единицы процентов, а в некоторых случаях достигают 10%. При использовании в качестве «греющих» не очень мощных передатчиков — 100—200 кВт (как это имело место в [101]), зависимость кросс-модуляции от мощности «греющего» передатчика можно считать линейной. Заметим, что

<sup>1)</sup> В [102] использовались заниженные значения  $\delta((1,3 \div 2,6) \cdot 10^{-3})$ , в силу чего приводимые там значения  $v_{эф}$  оказались несколько выше.

применение более мощных передатчиков привело авторов [102] к иному выводу, находящемуся в соответствии с теоретическими результатами. Вообще говоря, экспериментально зависимость кросс-модуляции от параметров «греющего» передатчика (от его частоты, мощности, типа антенны) изучена весьма недостаточно, что легко объяснимо техническими трудностями.

Совершенно не исследован вопрос о влиянии на величину кросс-модуляции параметров «модулируемого» передатчика, который очень важен для практики.

Как указывалось, при взаимодействии модулированных волн наряду с амплитудной кросс-модуляцией должна иметь место и фазовая. Нам неизвестны попытки обнаружить это явление<sup>2)</sup>. Однако такие наблюдения могут оказаться полезными. Действительно, из (8.11) и (8.13) видно, что в простейшем случае (изотропная среда, слабая нелинейность) получим

$$\beta_{\Omega}/\mu_{\Omega} = 2\omega_2 v_{3\phi}/(\omega_2^2 + v_{3\phi}^2). \quad (8.18)$$

Здесь  $v_{3\phi}$  — некоторое среднее значение этой величины на пути волны в нагретой области. Отсюда при  $\omega_2 \sim 10^6 \div 10^7$ ,  $v_{3\phi} \sim 10^5 \div 10^6$  имеем  $\beta_{\Omega}/\mu_{\Omega} \sim 2 \div 2 \cdot 10^{-2}$ . Например, при  $\mu_{\Omega} \sim 5 \cdot 10^{-2}$   $\beta_{\Omega} = 10^{-1} \div 10^{-3}$ . Если наблюдать значения  $\beta_{\Omega} \sim 10^{-3}$  не просто, то измерить паразитную фазовую модуляцию с индексом порядка  $10^{-1} \div 10^{-2}$  не составляет труда. Такие эксперименты целесообразно проводить одновременно с измерениями амплитудной кросс-модуляции. При этом, как отмечалось, можно найти  $\delta v_{3\phi}$ . Если теперь из (8.18) вычислить  $v_{3\phi}$ , то можно определить  $\delta$  непосредственно в условиях ионосферы. Из предыдущего видно, что этот параметр играет существенную роль в исследованиях ионосферной нелинейности, например, при изучении импульсной кросс-модуляции, и его определение непосредственно в условиях ионосферы представляется весьма нужным.

Имеется ряд экспериментальных данных о явлении кросс-модуляции тогда, когда частота «греющего» передатчика  $\omega_1$  близка к местной гиромангнитной частоте  $\omega_H$  [105—107]. При этом в некоторых случаях удалось наблюдать значительные величины кросс-модуляции (до  $\sim 12\%$ ) при мощности «греющего» передатчика 3,3 кВт [107] с четко выраженным резонансным характером.

В других работах [108] вариации частоты «греющего» передатчика вблизи гиромангнитной частоты не привели к заметному увеличению кросс-модуляции. Причина такого расхождения неясна. Можно лишь сделать предположение, что в этих работах несколько различались высоты области отражения

<sup>2)</sup> Фазовая кросс-модуляция имеет место также при взаимодействии импульсных радиоволн и используется там для определения  $v_{3\phi}$  [104].



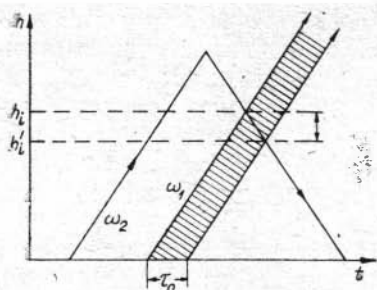


Рис. 8.1. Схема эксперимента по импульсной кросс-модуляции.

волн «греющего» передатчика и, следовательно, значения  $\nu_{эф}$  в области нагрева, так как при увеличении  $\nu_{эф}$  резонанс становится менее острым.

Остановимся теперь кратко на кросс-модуляции импульсных радиоволн [109]. Схема эксперимента следующая: из одного пункта вертикально вверх излучаются «греющие» импульсы и в 2 раза чаще — зондирующие. Возвращаясь вниз, один

из зондирующих импульсов проходит через нагретую область, второй — через остывшую (рис. 8.1). Сравнение амплитуды и фазы этих импульсов позволяет определять параметры нагретой области. Изменение времени задержки между греющим и зондирующим импульсами дает возможность регулировать высоту встречи и, следовательно, получать  $N(h)$ - и  $\nu_{эф}(h)$ -профили нижней ионосферы.

Описываемый метод исследования нижней ионосферы довольно широко распространен. Облегчает его использование то обстоятельство, что средние мощности «греющих» импульсных передатчиков могут быть не очень большими.

Теория эффекта, положенная в основу обработки экспериментальных данных [110], ограничивается обычно учетом нелинейности в первом приближении. В некоторых экспериментах применяются более мощные «греющие» установки, когда создаваемое в ионосфере поле больше плазменного. В [111] разработана теория, позволяющая в этом случае корректно обрабатывать экспериментальные результаты. Если при использовании слабых греющих импульсов изменения характеристик зондирующего импульса невелики и для их обработки необходимо некоторое время накапливать сигналы, то при применении мощных «греющих» установок могут изменяться параметры практически у каждой пары зондирующих импульсов. Это, конечно, позволяет получать более детальную во времени картину ионосферы.

### § 8.3. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ РАДИОВОЛН

До сих пор мы не рассматривали вопроса о влиянии нелинейности среды на «греющую» волну (самовоздействие). Впервые этот эффект обнаружен экспериментально в 1951 г. [93] в виде резкого уменьшения глубины модуляции у радиоволн с длиной 266 м (частота близка к гиромангнитной) при их рас-

пространении. Теория самовоздействия для слабой нелинейности ( $|E|^2 \ll E_p^2$ ) развита в работах [94—96] и для более общего случая сильной нелинейности — в работах А. В. Гуревича (см. [98] и цитированную там литературу).

Как уже указывалось, изменение параметров среды, вызванное мощной волной, приведет к изменению ее поглощения, коэффициента отражения, модуляции и т. д. Так как наряду с падающей в ионосфере имеется отраженная волна, при решении задачи нужно рассматривать совместное действие обеих волн на среду. Некоторые результаты такого рассмотрения будут приведены ниже. Поскольку, однако, отраженная волна часто бывает слабой, во многих случаях можно ограничиться учетом самовоздействия одной падающей волны.

Решение системы (8.1)—(8.4) в приближении геометрической оптики для изотропной плоскостройной среды может быть записано в виде [2]

$$E_0(z) = E_0(0)e^{-K(z)}\mathcal{F}, \quad (8.19)$$

где

$$K(z) = \frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa_0(z) dz, \quad \mathcal{F} = \mathcal{F}\left(\frac{E_0}{E_p}, \frac{\omega}{v_0}, K(z)\right)$$

— так называемый множитель самовоздействия. При написании выражения (8.19) не учтены обертоны высокой частоты  $3\omega$ ,  $5\omega$  . . . , которые образуются в нелинейной среде, но амплитуды которых обычно малы.

Формула (8.19) справедлива и для модулированных волн. В этом случае у сильной волны изменится глубина основного тона модуляции, появятся обертоны модуляции, возникнет фазовая модуляция [113, 114]. При слабой нелинейности для модулированной по амплитуде волны с глубиной модуляции  $M$ , частотой  $\Omega/2\pi$ , прошедшей в ионосфере некоторый путь  $S$ , имеем [114]

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{\omega}{c} \int \kappa dS\right) \left\{ 1 - \gamma \left[ 1 + M^2 \left( \frac{1}{2} + \frac{\delta v_0}{\Omega^2 + (\delta v_0)^2} \right) \right] \right\} \times \\ \times [1 + M_\Omega \cos(\Omega t - \xi_1) + M_{2\Omega} \cos(2\Omega t - \xi_2) + M_{3\Omega} \cos(3\Omega t - \xi_3)] \times \\ \times \cos\left[\omega t - \frac{\omega}{c} n\delta + \alpha + \beta_\Omega \cos(\Omega t - \chi_1) + \beta_{2\Omega} \cos(2\Omega t - \chi_2)\right], \quad (8.20)$$

где

$$\gamma = \frac{\pi e^2 E_0^2 (\omega^2 - v_0^2)}{32 \delta m k T (\omega^2 + v_0^2)^2} (1 - e^{-2K(S)}), \\ M_\Omega = M - \Delta M_\Omega, \quad \Delta M_\Omega = 2\gamma M (\delta v_0)^2 \times \\ \times \left\{ \frac{1 - \frac{M^2}{2}}{\Omega^2 + (\delta v_0)^2} + \frac{M^2}{8 [4\Omega^2 + (\delta v_0)^2]} \right\}^4$$

$$M_{2\Omega} = \frac{1}{2} \gamma M^2 \delta v_0 \left\{ \frac{25\Omega^2 + 9(\delta v_0)^2}{[\Omega^2 + (\delta v_0)^2][4\Omega^2 + (\delta v_0)^2]} \right\}^{1/2}.$$

Формул для обертона  $M_{3\Omega}$ , для индексов фазовой модуляции  $\beta_\Omega$ ,  $\beta_{2\Omega}$  и для фаз  $\alpha$ ,  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ ,  $\chi_1$ ,  $\chi_2$  мы для краткости не записываем. Из (8.20) видно, что глубина основного тона модуляции может либо увеличиваться при  $\omega < v_0$ ,  $\Delta M_\Omega < 0$ , либо уменьшаться, если  $\omega > v_0$ .

Экспериментальное исследование нелинейных искажений модуляции было выполнено в [116—119]. В [116] использовалась следующая методика измерений. Радиоволны передатчика частоты 200 кГц, модулированные чистыми тонами, принимались на расстоянии 150 км на две рамочные антенны. Одна из них принимала только отраженную волну, вторая — суммарное поле (см. гл. 3). Демодуляция измерялась по разности измеренных значений глубины модуляции. Авторам удалось построить зависимость  $\Delta M_\Omega(\Omega)$ , однако сами значения демодуляции были сравнительно небольшими. По-видимому, это обусловлено тем, что модуляция суммарного поля была также изменена вследствие нелинейности ионосферы (интенсивность ионосферной волны на таких расстояниях вполне сопоставима с интенсивностью земной) и, таким образом, в опытах отсутствовал «эталон» для отсчета нелинейности.

В связи с этим в [117—119] была принята такая методика, когда невозмущенное значение модуляции определялось в двух пунктах: по соответствующим приборам передатчика и на небольшом ( $\leq 20$  км) расстоянии от него, где отраженная волна отсутствовала. Измерения производились в темное время суток, а в отдельных случаях — перед восходом солнца. Для разных длин волн, на разных трассах изучалась зависимость  $\Delta M_\Omega$  от модулирующей частоты и от мощности передатчика. Не останавливаясь на деталях экспериментов, отметим лишь наиболее интересные из полученных результатов.

1. В некоторых случаях относительная демодуляция может достигать больших значений — до 27%.

2. Измеренные значения  $\delta v_{эф}$  имеют тот же порядок ( $\delta v_{эф} \sim \sim 10^3$ ), что и в экспериментах по кросс-модуляции.

3. При варьировании мощности передатчика существенно изменяется и  $\delta v_{эф}$ . Так, при уменьшении мощности  $P$  передатчика, излучающего волны с  $\lambda \approx 1300$  м, от  $P = 100\%$  до  $P = 40\%$   $\delta v_{эф}$  принимала значения от 1280 до 600. Это непосредственно свидетельствует о нагреве ионосферы распространяющейся волной.

4. При семи проведенных циклах измерений величина демодуляции на низких частотах модуляции мало (в пределах нескольких процентов) изменялась от одной ночи к другой и еще меньше — в пределах одного сеанса измерений.

5. Измерения  $\Delta M_{\Omega}$  при смене модулирующей частоты согласуются с (8.20) только при низких частотах модуляции ( $\Omega/2\pi \lesssim 160 \div 300$  Гц). В [117—119] такое несоответствие объяснялось влиянием интерференционных искажений модуляции, могущих возникать при многолучевом распространении радиоволн. Подобный результат имел место и в экспериментах, осуществленных на более длинной трассе [120]. При этом наблюдался квазипериодический характер изменений глубины модуляции в зависимости от модулирующей частоты. Наряду с указанным объяснением такого поведения кривой  $\Delta M_{\Omega}(\Omega)$  возможно и иное: влияние на искажения модуляции квазипериодической структуры, образующейся в ионосфере под действием поля мощной падающей и отраженной волн (см. § 8.4).

В экспериментах обнаружилось довольно большие изменения глубины основного тона модуляции, и потому, естественно, возникает вопрос о значении коэффициента нелинейных искажений, обусловленных нелинейными свойствами ионосферы. К сожалению, нам неизвестны какие-либо попытки экспериментальных исследований этой величины. Поэтому ограничимся здесь некоторыми теоретическими результатами.

Пусть мощная модулированная электромагнитная волна частоты  $\omega$  на нижней границе ионосферы создает поле типа (8.6) и его амплитуда

$$E = E_0(t) = E_{10}(1 + \mu_0 \cos \Omega t).$$

Будем считать, что в плазме  $v_{\text{эф}} = v_{\text{эф},0}(T_e/T)^{1/2} = v_0\tau$  (выбор зависимости  $v_{\text{эф}}$  от  $T_e$  с другим показателем степени, отличным от  $1/2$ , несколько усложняет рассмотрение, но, по-видимому, не приводит к качественно новым результатам).

Исходная система уравнений для амплитуды поля в среде, вытекающая из (8.1)—(8.4), может быть записана в виде [98]

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{v_{\text{гp}}} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\omega}{c} \kappa(\tau) \cdot E, \quad (8.21)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{\delta v_{\text{эф},0}}{2} (\tau^2 - 1) = \frac{\delta v_{\text{эф},0}}{2} \frac{E^2}{E_p^2} \frac{\omega^2 + v_{\text{эф},0}^2}{\omega^2 + v_{\text{эф},0}^2 \tau^2}. \quad (8.22)$$

Если  $\Omega \ll \delta v_{\text{эф},0}$  (квазистационарный случай), то вместо (8.22) получим

$$(\tau^2 - 1)(\omega^2 + v_{\text{эф},0}^2 \tau^2) = \frac{E^2}{E_p^2} (\omega^2 + v_{\text{эф},0}^2). \quad (8.23)$$

I. Пусть  $\omega^2 \gg v_{\text{эф},0}^2 \tau^2$ . Тогда решение (8.21) запишется [121] следующим образом:

$$E(z, t) = \frac{E_0(t) (\tau_0^2 - 1)^{1/2}}{\tau_0 \text{sh}K + \text{ch}K}, \quad (8.24)$$



Рис. 8.2. Зависимость коэффициента нелинейных искажений от глубины проникновения ( $\lg K$ ) и от начальной глубины модуляции  $\mu_0$  для разных значений  $E_{10}^2/E_p^2$ .

где

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{E_0^2(t)}{E_p^2} + 1}, \quad E_0(t) = E_{10}(1 + \mu_0 \cos \Omega t),$$

$$K = \frac{\omega}{c} \int \kappa_0(z) dz.$$

С помощью ЭВМ выполнен спектральный анализ (8.24), определены глубина основного тона модуляции  $\mu_1$ , амплитуды гармоник  $\mu_2$ ,  $\mu_3$  и, наконец, коэффициент нелинейных искажений

$$K_H = \frac{(\mu_2^2 + \mu_3^2 + \dots)^{1/2}}{\mu_1} \quad (8.25)$$

при разных значениях мощности передатчика, разных  $K = \frac{\omega}{c} \int \kappa_0 dz$ . Результаты таких расчетов приведены на рис. 8.2,

8.3. Цифры на кривых обозначают значения  $E_{10}^2/E_p^2$ . Видно, что коэффициент нелинейных искажений  $K_H \geq 0,1 \div 0,2$  уже при значениях  $K \sim 1$  и при сравнительно небольших значениях  $E_{10}/E_p \sim (1 \div 3)$ . Заметим, что значения мощностей передатчиков, которые создают такие поля в ионосфере, вполне реальны.

II. Пусть  $\omega^2 \ll \nu_0^2$ . В этом случае для коэффициента нелинейных искажений получено выражение [121]

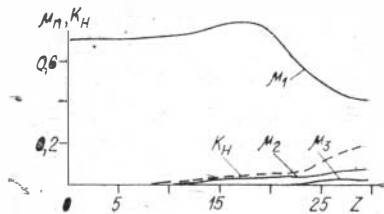
$$K_H \cong 0,31 \frac{\sqrt{E_p/E_0} K(z)}{\mu_0 - 0,3 \sqrt{E_p/E_0} K(z)}, \quad (8.26)$$

справедливое при сравнительно малых  $K(z)$ , когда

$$K(z) \ll 2\sqrt{E_0/E_p}. \quad (8.27)$$

Отсюда, например, при  $E_0/E_p \approx 1$ ,  $K(z) \approx 0,2$ ,  $\mu \approx 0,3$   $K_H \approx 0,26$ . Уже этот пример свидетельствует о том, что и в случае мощных низкочастотных волн коэффициент нелинейных искажений в ионосфере может быть велик.

Рис. 8.3. Амплитуды различных гармоник и коэффициент нелинейных искажений в зависимости от глубины проникновения волны в слой.



Таким образом, можно утверждать, что при распространении мощных радиоволн коэффициент нелинейных искажений за счет нелинейности ионосферы может достигать значений, недопустимых, например, для качественного радиовещания. Так как мощность радиовещательных передатчиков непрерывно растет, нам представляется весьма нужным проведение дальнейших более подробных теоретических расчетов и постановка экспериментальных исследований. Отметим сразу, что на значении коэффициента нелинейных искажений могут, например, существенно сказаться искусственные неоднородности, возникающие в ионосфере под действием мощных радиоволн, что не было учтено в приведенных выкладках.

#### § 8.4. НАГРЕВНЫЕ ИСКУССТВЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ИОНОСФЕРЕ

Как указывалось, при распространении мощных радиоволн в ионосферной плазме создаются не только искусственные неоднородности монотонного характера, но и неоднородности квазипериодические, возникающие при воздействии на ионосферу мощных радиоволн с различными волновыми векторами  $\vec{K}$ , но с одной частотой  $\omega$ .

В [122] показано, что неоднородности монотонного характера, созданные мощными радиоволнами, могут иногда существенно влиять на распространение других волн, особенно если их длина соизмерима с размерами «нагретого» слоя. Здесь рассмотрен случай, когда на ночную ионосферу падает необыкновенная мода волны, частота которой близка к местной гиромангнитной частоте. Были выполнены численные расчеты для почной модели ионосферы. На рис. 8.4 показаны изменения эффективного числа соударений на разных высотах ионосферы в зависимости от мощности «греющего» гиропередатчика. Видно, что существенные изменения  $\nu_{эф}$  и, следовательно, коэффициента поглощения происходят в слое толщиной  $\sim 10$  км. На рис. 8.5 приведена зависимость коэффициента отражения вертикально падающих радиоволн от ионосферы для разных несущих частот. Наиболее существенные изменения коэффициента отражения имеют место в области частот  $\sim 10 \div 60$  кГц, т. е. тогда, ког-

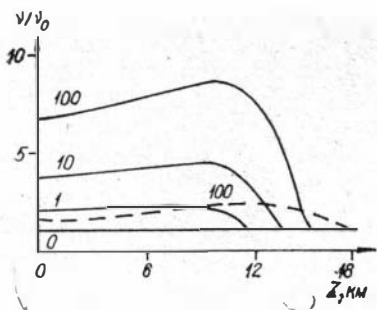


Рис. 8.4. Изменения эффективного числа соударений в ночной ионосфере при нагреве гироволной; цифры на кривых указывают значения  $(E/E_p)^2$ . Для сравнения показано изменение эффективного числа соударений днем (штриховая линия).

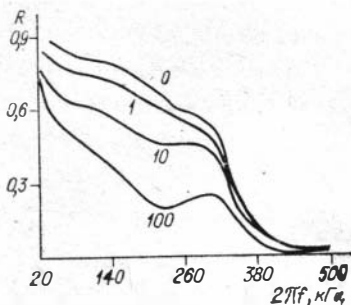


Рис. 8.5. Зависимость коэффициента отражения от нагретой ионосферы при разных значениях  $(E/E_p)^2$ , от частоты волны.

да соответствующие длины волн ( $\lambda \sim 5 \div 30$  км) близки к толщине нагретого слоя. Очевидно, в рассмотренном случае заметно изменятся траектории наклонно распространяющихся в возмущенной ионосфере радиоволн. Поэтому численное исследование наклонного распространения представляет несомненный интерес.

Обратимся теперь к искусственным неоднородностям квазипериодического характера. Такие неоднородности могут появиться в ионосфере, например, при распространении в среде мощных падающей и отраженной волн, при взаимодействии обыкновенной и необыкновенной составляющих радиоволн, различных мод при волноводном характере распространения радиоволны в приземном волноводе и т. д. Впервые на возможность создания в ионосферной плазме искусственных квазипериодических неоднородностей указано в [123], где обсуждается возникновение «решетки» под действием стоячей волны, образованной падающей и отраженной волнами. Возможность использования таких решеток в качестве отклоняющих систем для других распространяющихся в ионосфере радиоволн рассмотрена в [124].

Следует отметить, что вопрос о создании в ионосфере квазипериодических неоднородностей электронной температуры, достаточно протяженных и интенсивных по амплитуде, не был в свое время бесспорным. Достаточно сказать, что самовоздействие мощной радиоволны в ионосфере вполне могло ослабить отраженную волну настолько, что амплитуда решетки была бы совершенно незначительной. В этой связи очень полезными оказались исследования [125], где численно на конкретных ионосферных моделях с учетом нелинейного самовоздействия

волн показано, что в ионосферной плазме под действием радиоволны, вполне доступной по своей мощности, возможно образование квазипериодических неоднородностей электронной температуры; значительных по амплитуде и протяженности (рис. 8.6). Амплитуда квазипериодических возмущений, как и следовало ожидать, растет с приближением к точке отражения и влияние решетки здесь значительнее.

В этой же работе рассматривается возможность создания в ионосфере не только решеток электронной температуры, но и квазипериодических неоднородностей концентрации, которые образуются в плазме под воздействием неоднородного температурного поля.

Остановимся подробнее на образовании в изотропной ионосферной плазме под действием мощных падающей и отраженных волн квазипериодических возмущений электронной температуры. Этому вопросу посвящен целый ряд работ [126—128], в которых задача решалась самосогласованно, т. е. с учетом взаимодействия образующих решетку волн с самой решеткой. Исходная система уравнений имеет вид

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon'(\tau, z) E = 0, \quad \tau = \frac{T_e}{T} = \tau \left( \frac{|E|^2}{E_p^2} \right), \quad (8.28)$$

где диэлектрическая проницаемость  $\epsilon'$  зависит от электронной температуры  $\tau = T_e/T$ , которая в свою очередь определяется амплитудой поля:  $|E|/E_p$ . Здесь принято, что изменение электронной температуры под действием поля мощной волны носит локальный характер, т. е. процессы теплопроводности не принимаются во внимание. Учет этих процессов в [128] приводит к появлению дополнительного множителя  $(4k^2 L_T^2 + 1)^{-1}$ , где  $L_T = \sqrt{\kappa/N_0 \delta v_0}$ , который на ряде высот в ионосфере может отличаться от единицы. Выражение  $\tau = \tau \left( \frac{|E|^2}{E_p^2} \right)$  для высокочастотных волн ( $\omega^2 \gg v_0^2 \tau^2$ ) имеет достаточно простой вид:

$$\tau = 1 + |E|^2/E_p^2. \quad (8.29)$$

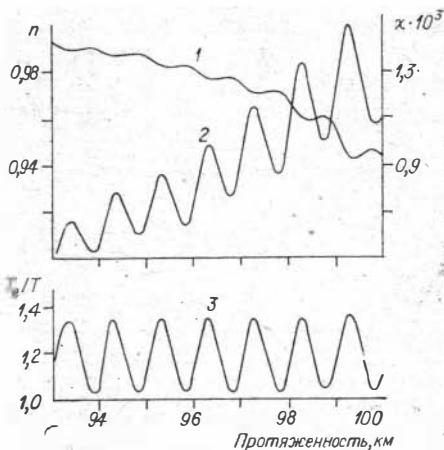


Рис. 8.6. Параметры ионосферы при нагреве ее волной частотой  $f = 155$  кГц; эквивалентная мощность  $P = 1240$  кВт,  $R = 0,636$ .



Решение волнового уравнения с  $\varepsilon = \varepsilon(\tau)$  ищется в приближении геометрической оптики с учетом многократного отражения волн от решетки. Тогда укороченные уравнения для амплитуд падающей и отраженной волн запишутся так:

$$\begin{aligned} \frac{dm_1}{dz} &= -2 \frac{\omega}{c} \kappa (1 + m_1 + 2m_2) m_1, \\ \frac{dm_2}{dz} &= 2 \frac{\omega}{c} \kappa (1 + 2m_1 + m_2) m_2, \end{aligned} \quad (8.30)$$

где  $m_1, m_2$  — относительные квадраты амплитуд падающей и отраженной радиоволн. Как видно из полученных уравнений, наличие пространственной решетки приводит к увеличению нелинейного поглощения волн и связано не только с дополнительным нагревом в поле двух мощных волн <sup>3)</sup>, но и с резонансным взаимодействием электромагнитных волн с решеткой. Профиль электронной концентрации в рассматриваемом приближении

$$\tau = 1 + m_1 + m_2 + 2\sqrt{m_1 m_2} \cos 2kz. \quad (8.31)$$

В общем случае выражения (8.30), (8.31) более сложного вида. Как показано в [127], система (8.30) при произвольных мощности передатчика и отношении  $v_0/\omega$  имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dm_1}{dz} &= -\frac{\omega}{c} \kappa_0 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n G_n \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^{n/2}, \\ \frac{dm_2}{dz} &= \frac{\omega}{c} \kappa_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} G_n \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^{n/2}, \end{aligned} \quad (8.32)$$

где  $G_n$  — фурье-компоненты относительной нелинейной проводимости, т. е.

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^T \frac{\kappa(r)}{\kappa_0} r^2 \cos n\psi d\psi, \quad r^2 = m_1 + m_2 + 2\sqrt{m_1 m_2} \cos \psi, \quad \psi = 2kz.$$

Электронная температура в этом случае — также сложная функция, содержащая целый ряд гармоник по  $\psi$ .

Важным вопросом в теории решеток является возможность создания решетки электронной концентрации. В нижней ионосфере такая решетка может возникнуть в ионосфере за счет температурной зависимости коэффициента рекомбинации. Действительно, как показали выполненные в [125] расчеты, учет этого факта приводит к созданию в ионосфере искусственных квазипериодических неоднородностей электронной концентрации, вполне достаточных, чтобы использовать их в качестве

<sup>3)</sup> В этом случае сомножитель в скобках в уравнениях (8.30) имел бы вид  $(1 + m_1 + m_2)$ .

отклоняющихся систем для распространяющихся в ионосфере радиосигналов. Однако расчеты в [125] проводились для стационарного случая, а это, к сожалению, не позволяет рассмотреть динамику процесса образования неоднородностей, которая может оказаться существенной. Действительно, время становления электронной концентрации  $\tau_N$ , обусловленное процессами рекомбинации, в ионосферной плазме достаточно большое:  $\sim 40-100$  с в дневных условиях и  $\sim 10^3$  с — ночью [125]. Если учесть, что различные статистические движения в ионосфере имеют характерные времена  $\gtrsim 10^2$  с, то ясно, что в ночных условиях образование квазипериодических неоднородностей за счет процессов рекомбинации невозможно. В дневных условиях, в которых  $\tau_N$  сравнимо с временами статистических перемещений, такая решетка концентрации может образоваться, хотя она может и не носить регулярного характера и амплитуда ее будет, видимо, меньше значений, полученных в [125].

Если рекомбинация не всегда может обеспечить создание решеток электронной концентрации ввиду больших значений времени  $\tau_N$ , то для диффузионных процессов с масштабами неоднородностей  $\sim \lambda$ , где  $3 \cdot 10^2$  м  $< \lambda < 30$  м, характерные времена значительно меньше  $\leq 1-10$  с на высотах  $\gtrsim 80-90$  км, что позволяет получить такие решетки. Подробное исследование диффузии и термодиффузии частиц, теплопроводности в среде на фоне созданного мощной волной профиля электронной температуры проведено в [128]. Как показано там, учет теплопроводности среды может привести к частичному расплыванию квазипериодического профиля электронной температуры, что выражается в появлении множителя  $(1 + 4k^2 L_T^2)^{-1}$ , а диффузионные процессы, протекающие на фоне заданной температурной решетки, создают в среде такой квазипериодический профиль концентрации электронов, что потоки частиц, пропорциональные  $\vec{\nabla} N$  и  $\vec{\nabla} T$ , уравниваются.

Искусственные квазипериодические неоднородности в ионосфере создаются не только падающей и отраженной радиоволнами, но и под действием обыкновенной и необыкновенной составляющих волны в анизотропной ионосферной плазме [129]. Пространственный период таких неоднородностей определяется соотношением  $(1/k_1 - 1/k_2)$ , где  $k_1, k_2$  — волновые числа нормальных составляющих поля волны. Когда  $k_1$  и  $k_2$  близки по величине, неоднородности мелкомасштабны и достаточно быстро расплываются. Если  $k_1$  и  $k_2$  существенно отличаются друг от друга, что наиболее сильно проявляется в области частот вблизи гирорезонанса, то размер неоднородностей может быть большим:  $\sim 1/k_{1,2}$ . Электронная температура в этом случае дается выражением

$$\frac{T_e}{T} - 1 = \frac{1}{v_s^2} \left\{ 2n_1 \kappa_1 (1 - k_{10}^2) |a_{1x}|^2 + 2n_2 \kappa_2 (1 - k_{20}^2) |a_{2x}|^2 + \right.$$

$$+ c_0 (\delta_1 + \delta_2) \left[ a_{1x} a_{2x}^* e^{-i \frac{\omega}{c} (n_1 - n_2) z} + a_{1x}^* a_{2x} e^{i \frac{\omega}{c} (n_1 - n_2) z} \right],$$

где  $n_{1,2}$ ,  $\kappa_{1,2}$  — показатели преломления и поглощения необыкновенной и обыкновенной составляющих;  $k_{10,20}$  — их коэффициенты поляризации;  $a_{1x}$ ,  $a_{2x}$  — их нормированные к  $E_p$

компоненты амплитуд;  $\delta_{1,2} = \left( \frac{\partial k_{1,2}}{\partial s} \right) s$ ;  $s = \frac{v}{\omega}$ ;  $ic_0 = \frac{n_1^2 - n_2^2}{k_{10} - k_{20}}$ .

Интересно, что в случае продольного и поперечного распространения волн, т. е. при  $\alpha = 0, \pi/2$ , эффект отсутствует.

Наличие в ионосфере искусственных квазипериодических возмущений обнаружено экспериментально по обратному рассеянию на них пробных волн [130, 131]. В частности, в [131] исследовалось обратное рассеяние необыкновенной компоненты волны с частотой  $f = 5,5 \div 5,7$  МГц на решетке, созданной стоячей волной обыкновенной компоненты возмущающего передатчика, работающего на частоте  $f = 4,6$  МГц. Рассеянный сигнал наблюдался регулярно, и по резонансу интенсивности обратного рассеяния удалось определить плазменную частоту в области неоднородностей. Рассеяние высокочастотной волны на искусственной решетке говорит о том, что имели место возмущения не только температуры электронов, а следовательно, и частоты столкновений  $\nu_{эф}$ , но и электронной концентрации.

Возможность использования искусственных квазипериодических неоднородностей ионосферной плазмы в качестве отклоняющей системы для проходящих волн сразу привлекла внимание исследователей. Рассматривалась решетка, заданная в виде синусоиды, и решалось волновое уравнение с  $\epsilon$ , зависящим от  $\cos 2kz$ .

В дальнейших работах [132, 133] показано, что рассеяние волн на подобных периодических структурах обладает ярко выраженными резонансными свойствами. Так, распространение волны в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , зависящей от  $\cos 2kz$ , дает последовательность полос пропускания и запираания, чередующихся с монотонным увеличением частоты. При наклонном падении волны на периодическую структуру наблюдается селективное отражение под углом при постоянной частоте, а на поверхности земли — типичная дифракционная картина, представляющая собой чередование областей «света» и «тени», подобно тому, как это происходит при падении светового луча на дифракционную пластинку. Здесь же рассчитан коэффициент отражения для однородных решеток, состоящих из конечного числа слоев. Однако реально созданные мощными передатчиками в ионосфере периодические структуры не являются однородными: их амплитуда и пространственный период медленно меняются по высоте вслед за ионосферными параметрами и компонентами поля волны.

Исследованию неоднородных решеток посвящена работа [134], где показано, что искусственно созданные квазипериодические структуры в ионосфере могут отражать пробные волны почти полностью, т. е. коэффициенты отражения от таких структур могут достигать значений  $R \rightarrow 1$ . Их можно использовать в практике для существенного увеличения дальности радиосвязи, в частности, для запитки и вывода энергии из межслоевого ионосферного волноводного канала.

Следует отметить, что в некоторых случаях созданные мощной радиоволной квазипериодические неоднородности носят нестационарный характер. Это имеет место, когда возмущающая ионосферу радиоволна промодулирована низкой частотой, частота отраженной волны сдвинута относительно частоты падающей на величину  $\Delta\omega \leq \delta\nu$  (например, из-за эффекта Доплера, если область отражения для мощной волны перемещается с некоторой скоростью вверх или вниз) и в некоторых других случаях. В перечисленных случаях пространственные квазипериодические возмущения параметров становятся движущимися, т. е. в среде распространяется волна возмущений, концентрации электронов и электронной температуры. Это, в свою очередь, приводит к резонансному взаимодействию между электромагнитными волнами, образующими движущиеся пространственные неоднородности с волной параметров среды. Резонанс обеспечивается выполнением условий:

$$\omega_1 - \omega_2 = \Omega, \quad k - k_2 = k_{\text{пр}},$$

где  $\omega_{1,2}$ ,  $k_{1,2}$  — частоты и волновые числа радиоволн,  $\Omega$  — частота волны возмущений,  $(k_{\text{пр}})^{-1}$  — ее пространственный период.

Рассматриваемое резонансное взаимодействие может привести к перекачке энергии из волны с большей частотой в волну с меньшей частотой [135, 136]. В частности, если представить синусоидальную модулированную по амплитуде мощную радиоволну в виде трех волн с частотами  $\omega + \Omega$ ,  $\omega$ ,  $\omega - \Omega$ , то резонансное взаимодействие между ними приведет к перекачке энергии по спектру, т. е. к дополнительной демодуляции сигнала. Это явление подробно исследовано в работах [137—140]. Представляется интересным тот факт, что зависимость величины демодуляции  $\Delta\mu$  от модулированной частоты  $\Omega$  в данном случае имеет квазипериодические слагаемые с фазой,

пропорциональной  $\frac{\Omega}{v_{\text{гр}}}$  z. Это позволяет говорить о некотором нелинейном фединге мощных модулированных радиоволн.

Таким образом, искусственные квазипериодические неоднородности приводят к значительным изменениям характера распространения как волн их порождающих, так и других радиоволн, распространяющихся в возмущенной области.

1. Кашировский В. Е., Кузубов Ф. А. Распространение средних радиоволн земным лучом. М.: Связь, 1971.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
3. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М.: Наука, 1972.
4. Geophysicalische Beobachtungsergebnisse der Ionosphäre. Atmospherie Noise. Berlin. Henrich Hertz Institut, 1973.
5. Виленский И. М., Шейнман Д. И. Некоторые результаты исследования распространения радиоволн.— Сборник докладов совещания ученых Западной Сибири. Омск, 1965.
6. Bell C. P., Knight P. Daytime Sky-wave propagation in the L. F. Broadcasting Band.— IWP 6/4, 1976, Doc. 26.
7. Материалы XI конференции МККР. Осло, 1966.
8. Виленский И. М., Удальцов А. Н., Шлюгер И. С. О напряженности поля радиоволн диапазона 150—1500 кГц, распространяющихся на большие расстояния от передатчика.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1970, т. 10, с. 262—267.
9. Гайворонская Г. В., Соболева Т. И., Тушенцова И. А., Цедина Е. Е. Трехмерная модель распределения эффективной частоты электронных соударений  $\nu_{эф}$  и суточный ход среднеширотных профилей  $N$  в спокойной ионосфере. Препринт № 9. М.: ИЗМИРАН, 1973.
10. Удальцов А. Н. О широтных изменениях напряженности поля ионосферной волны в ночное время.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1971, т. 11, с. 912, 913.
11. Виленский И. М. Особенности распространения радиоволн в нижней ионосфере и методы ее исследования. Докт. дис. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1972.
12. Заключительные акты региональной административной конференции по радиовещанию на средних и длинных волнах (районы 1 и 3). Документ МККР, ИК 6, 1974, № 16.
13. Wang J. C. H. Predicting medium frequency skywave field in North America.— IEEE, 1977, v. 65, N 7, p. 1085—1086.
14. Виленский И. М., Грехов О. М., Кузин Г. И. и др. Некоторые результаты экспериментального исследования распространения радиоволн СВ-диапазона на коротких трассах.— Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. Новосибирск, 1974, с. 67—82.
15. Гинзбург Э. И., Журавский О. Г., Нестерова И. И. Расчет поглощения и фазы отраженного от ионосферы коротковолнового радиосигнала (плоская модель, произвольное состояние ионосферного слоя).— В кн.: Распространение радиоволн и физика ионосферы. Новосибирск: Наука, 1981, с. 60—79.

16. **Bremer J., Singer W.** Diurnal, seasonal and solar-cycle variations of the ionospheric D- and E-regions.— J. Atm. Terr. Phys., 1977, v. 39, p. 25—30.
17. **Homuth H.** Beitrag zur Raumwellenausbreitung im Mittelwellen- und langwellenbereich bei Entfernungen um 7000 km.— Nachrichten techn. Fachber., 1974, Bd 48, S. 302—307.
18. **Тоймер Д., Мюллер К.** Программа ОИРТ по измерению и изучению ионосферного распространения длинных и средних волн.— Радио и телевидение, Прага, ОИРТ, 1964, № 6, с. 24—36.
19. **Sulanke H., Taumer F.** Die Eigenschaften von Höusigkeitsverteilungen der Raumwellenfeldstärke im Frequenzbereich zwischen 150—1600kHz.— Techn. Mitteilung. RFZ, 1967, N 4; 1968, N 1.
20. **Использование радиоспектра.** М.: Связь, 1969, с. 116.
21. **Файнберг Е. Л.** Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
22. **Маренко В. А., Потин С. Н., Ямпольский В. С.** Влияние параметров земли на диаграмму направленности рамочных антенн в ДСВ-диапазоне.— Радиофизика и исследования свойств вещества, Омск, 1978, вып. 8, с. 8—14.
23. **Определение напряженности поля пространственной волны на небольшом и среднем расстояниях из регистрации общего поля радиовещательных передатчиков.** Сообщение ГДР (по Рез. 46-I. ВИ 20-IV) ОИРТ. Техническая комиссия, IV. Берлин, 1965.
24. **Прейзер Л. Б., Каторгин В. А., Саркисянц В. А.** Об одном статистическом методе разделения сигналов пространственной и поверхностной волн в ДВ- и СВ-диапазонах.— В кн.: IX Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Ч. 1. Харьков, 1969, с. 127—129.
25. **Виленский И. М., Смирнова А. В., Эндиков Г. И.** Об измерении напряженности поля отраженных от ионосферы радиоволн диапазона 150—1500 кГц на небольших расстояниях от передатчика.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1969, т. 9, с. 758—759.
26. **Ямпольский В. С.** Статистические характеристики медленных замираний на средних волнах. Канд. дис. Омск, 1972.
27. **Потин С. Н., Штрапенин Л. Б., Ямпольский В. С.** О статистических характеристиках горизонтальной и вертикальной компонент ионосферной волны на частотах 180—260 кГц.— Сборник работ по физике. Омск, 1973, с. 22—27.
28. **Айфрамович Э. Л., Козин И. Д., Рубинштейн Б. М.** Спектральный анализ смещенной квадратурной компоненты комплексного радиосигнала ДВ-диапазона.— 5-й Межведомственный семинар «Распространение километровых и более длинных радиоволн». Новосибирск, 1979.
29. **Каторгин В. А., Прейзер Л. Б.** Об одной возможности разделения сигналов ионосферной и пространственной волны СВ-диапазона.— В кн.: Вопросы электросвязи. Киев: Техника, 1972, с. 124—127.
30. **Горбунов Г. Н., Штрапенин Л. Б.** О взаимно перпендикулярных рамках с общей нагрузкой.— Сборник работ по физике, Омск, 1973, с. 17—21.
31. **Ямпольский В. С.** Измерение напряженности поля ионосферных радиоволн ДСВ диапазона методом «рамка — штырь».— Радиофизика и исследование свойств вещества, Омск, 1975, с. 61—67.
32. **Виленский И. М., Кузин Г. И., Липай О. И. и др.** Исследование особенностей ионосферного распространения радиоволн СВ-диапазона.— В кн.: Исследование околоземного пространства. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1976, с. 6—17.
33. **Антоневич С. В., Проскурин В. П., Тайбин Б. З., Яневич Ю. М.** Определение профиля электронной концентрации по данным наклонного зондирования ионосферы в СВ- и ДВ-диапазонах.— XII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Ч. 1. Томск, 1978, с. 208—210. (Тезисы докл.)

34. Wakai N. Ray paths and absorption of MF and HF radio waves incident on the nighttime ionosphere.— J. Radio Res. Lab., 1971, v. 18, p. 191—208.
35. Hasegawa S., Kobayashi T. Characteristics of ionospheric waves in the MF Band measured at night by the vertical incidence method.— J. Radio Res. Lab., 1961, v. 8, p. 127.
36. Ulrich D. Impulsmessungen zur Untersuchung der Mittelwellenausbreitung.— Nachrichtentechn. Fachber., 1971, Bd 41, S. 59—66.
37. Виленский И. М., Грехов О. М., Нестерова И. И. О коэффициенте преобразования при распространении радиоволн СВ-диапазона.— Вопросы исследования нижней ионосферы, Новосибирск, 1972, с. 66—71.
38. Отчет 264. Документы X пленарной ассамблеи МККР. Т. 2. М.: Связь, 1964.
39. Ямпольский В. С., Потин С. Н., Штрапенин Л. Б. и др. Кривые распространения пространственной волны на частотах 150—1600 кГц и расстояниях до 500 км. М.: ВИНТИ, 1973, № 548—74 Деп.
40. Ямпольский В. С. Построение кривых распространения СВ-диапазона путем численных расчетов по моделям ионосферы.— Радиофизика и исследование свойств вещества, Омск, 1975, с. 3—13.
41. Гейн Э. Э., Курганов Л. С. Техника измерения напряженности поля радиоволн. М.: Связь, 1968.
42. Dieminger W. Physik der Ionosphäre und ihr Einfluss auf die Lang- und Mittelwellenausbreitung.— Rundfunk techn. Mitteil., 1968, Bd 12, N 1, S. 23—35.
43. Нестеров Г., Лаутер Е. Частотная зависимость ночного поглощения в цикле солнечной активности.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1970, т. 10, с. 1084—1085.
44. Определение вертикальной компоненты ионосферной составляющей для расстояний 30—300 км на частоте 272 кГц. Предложение ЧССР (ОСС-тема, 1972). Документы МККР. ПИ 17А-1/6-п. 1.
45. Кривые распространения пространственной волны на частотах 150—1600 кГц и расстояниях до 500 км (Вклад СССР).— Документы МККР. ПРГ 6/4, № 13-Е, 1975.
46. Методы прогнозирования напряженности поля пространственной волны на частотах от 150 до 1600 кГц. (Проект нового отчета).— Документы МККР. ПРГ 6, № 330-Е, 1974.
47. Кондриков Е. М., Ямпольский В. С. Анализ одного метода прогнозирования напряженности поля в ДСВ-диапазоне на трассах короче 500 км.— Радиофизика и исследование свойств вещества, Омск, 1976, с. 3—7.
48. Кондриков Е. М., Тишин С. А., Шлюгер С. С. и др. Уточнение метода прогнозирования напряженности поля пространственной волны на частотах от 150 до 1600 кГц.— Радиофизика и исследование свойств вещества, Омск, 1976, с. 8—12.
49. Отчет 368.— Документы X пленарной ассамблеи МККР. Т. 2. М.: Связь, 1964.
50. Белоусов С. П. Средневолновые антенны с регулируемым распределением тока. М.: Связь, 1974.
51. Кловский Д. Д. Передача дискретных сообщений по радиоканалам. М.: Связь, 1969.
52. Ebert W. Ionospheric propagation on long and medium waves.— EBU Rev., 1972, v. A, p. 71—73.
53. Иохим М. Кривые распространения земной волны, полученные с помощью ЭВМ.— Радио и телевидение, Прага: ОИРТ, 1974, № 1, с. 17—30.
54. Никулин Ю. В., Потин С. Н. О статистических характеристиках горизонтальной и вертикальной компонент ионосферной волны ДСВ-диапазона.— Радиофизика и исследование свойств вещества, Омск, 1975, с. 26—28.

55. Sprenger K., Lauter E. A. Verfahren zur Messung der ionosphärischen Absorption im Lang- und Mittelwellenbereich.— Schr. Nationalkom. Geod. und Geophys. DDR, 1966, Bd 2, S. 47—66.
56. Отчет 266.— Документы X пленарной ассамблеи МКРП. Т. 2. М.: Связь, 1964.
57. Дубро Э. Б., Комарович В. Ф., Лебединский Е. Б. Расчет распределений вероятностей амплитуд сигналов, сосредоточенных помех.— Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, с. 420—424.
58. Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970.
59. Nakagami M. Statical methods in radio wave propagation. N. Y.: Pergamon Press, 1960.
60. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М.: Наука, 1968.
61. Ямпольский В. С. О спектре медленных колебаний напряженности поля СВ.— Докл. IX Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Харьков, 1969.
62. Мальцева Л. А., Ямпольский В. С. О законах распределения длительностей выбросов напряженности ночного поля на ДСВ.— Сборник работ по физике, Омск, 1973, с. 28—33.
63. Таран В. И. Канд. дис. Харьков: ХПИ, 1961.
64. Морозов Ю. В. Канд. дис. М.: МГУ, 1972.
65. Eckersley T. L., Millington G. The limiting polarization of medium waves reflected from the ionosphere.— Proc. Phys. Soc., 1939, v. 51, p. 110—128.
66. Benner A. H., Grace C. H., Kelso J. M. Polarization of Low-Frequency Radio Waves Reflected from the Ionosphere.— Proc. IRE, 1950, v. 38; p. 951.
67. Khastgir S. R., Murty J. S. N. Experimental investigations on polarization characteristics, electron number density and electron collisional frequency of down-coming radio-waves at oblique incidence.— Ind. J. Phys., 1966, v. 40, p. 373—392.
68. Alurkar S. K., Ananthkrishnan S. Polarization of 164 kc/s Radio Wave Transmissions from Tashkent. Received at Ahmedabad.— Ind. J. Pure Appl. Phys., 1968, v. 6, p. 7—9.
69. Гойхман Э. Ш., Голубев Ф. П. Зависимость характера пеленгования от состояния ионосферы.— Труды ЦНИИИС, М., 1949, вып. 8 (67).
70. Потин С. Н., Ямпольский В. С. Распределение модуля коэффициента поляризации ионосферного ДВ-сигнала.— Вопросы исследования нижней ионосферы, Новосибирск, 1976, с. 28—32.
71. Березин Ю. В., Матиясевич Н. А., Смирнов В. Н. Поляризация радиоволн при частичном рассеянии.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1972, т. 12, с. 830.
72. Appleton E. V., Ratcliffe J. A. Same simultaneous observations on downcoming wireless waves.— Proc. Roy. Soc. A., 1930, v. 128, p. 133—140.
73. Виленский И. М., Грехов О. М., Кузин Г. И. и др. Характеристики ионосферных сигналов средневолнового диапазона при импульсном наклонном зондировании.— XI Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Т. IV. Казань: Изд-во Казанск. гос. ун-та, 1975, с. 60—61. (Тезисы докл.)
74. Ветер в ионосфере/Под ред. Э. С. Казимировского. Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
75. Поляков В. М., Щепкин Л. А., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Ионосферные процессы. Новосибирск: Наука, 1968.
76. Bradley P. A. Limiting polarization of radio waves of medium and highfrequency reflected from the ionosphere.— Proc. IEE, 1967, v. 114, N 12, p. 1837—1841.
77. Березин Ю. В. Метод прямого измерения вектора поля электромагнитной волны.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, с. 1718—1720.



78. Epstein M. R. Communication by polarization modulation.— Proc. IEE, 1968, v. 56, N 6, p. 1114, 1115.
79. Гусев В. Д., Бирюлин И. А. О влиянии неоднородностей на состояние поляризации радиоволн.— Ионосферные исследования. М.: Наука, 1968, № 15.
80. Лаутер Е. И., Хрустова Ю., Нестеров Г., Шпренгер К. Пространственные и временные вариации ионосферного поглощения в длинноволновом диапазоне при малых высотах солнца и в ночные часы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1965, т. 5, с. 1009; 1966, т. 6, с. 27.
81. Лаутер Е. И., Тржиска П. Годовой ход поглощения в диапазоне средних и длинных волн.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1965, т. 5, с. 1046.
82. Миркотан С. Ф., Кушнеревский Ю. В. Неоднородная структура и движения в ионосфере. М.: Наука, 1964.
83. Шарадзе З. С., Квавадзе Д. К. Вертикально перемещающиеся возмущенности в ионосфере.— Ионосферные исследования, М.: Наука, 1968, № 16, с. 163.
84. Brackwell N. R., Budden K. G., Ratcliff J. A. The ionospheric propagation of low frequency and VLF waves over distances less than 100km.— Proc. IEE, 1951, v. 98, N 53.
85. Бонч-Бруевич М. А. Излучение и распространение радиоволн. М.: Изд-во по технике связи, 1934.
86. Виленский И. М., Подлипалин Б. И. О скорости вертикального движения нижней ионосферы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1964, т. 4, с. 1072—1076.
87. Ямпольский В. С., Ржевцев В. В. К определению скорости вертикального движения нижней ионосферы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1966, т. 6, с. 1116—1120.
88. Ямпольский В. С. Использование спектрального анализа записей напряженности поля СВ для изучения процессов в нижней ионосфере.— Дрейфы и неоднородности в ионосфере. М., 1973, с. 144—149. (Докл. Международ. симпозиума).
89. Ямпольский В. С. Исследование нижней ионосферы во время солнечного затмения.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1970, т. 10, с. 360.
90. Иванов-Холодный Г. С. Исследование электронной концентрации в нижней части ионосферы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1964, т. 4, с. 417—427.
91. Иванов-Холодный Г. С. О механизме ионизации нижней части ионосферы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1965, т. 5, с. 705—707.
92. Виленский И. М., Смирнова А. В., Эндиков Г. И. Об эффективной скорости вертикальных перемещений нижней ионосферы во время захода и восхода солнца.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1968, т. 8, с. 589—951.
93. Виленский И. М., Смирнова А. В. О скорости вертикальных перемещений нижней ионосферы во время захода и восхода солнца.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1970, т. 10, с. 827—831.
94. Ямпольский В. С. О влиянии вертикальных перемещений нижней ионосферы на медленные изменения напряженности поля радиоволн.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1968, т. 8, с. 959—963.
95. Ямпольский В. С. Изучение процессов в нижней ионосфере методом спектрального анализа замираний напряженности поля на ДСВ.— Сборник работ по физике, Омск, 1973.
96. Ямпольский В. С. О периодическом изменении направлений перемещения в ночное время.— Ветры, дрейфы и неоднородности в ионосфере. М.: Наука, 1971, с. 111—114.
97. Аксельрод В. Ю., Герасимов Г. И., Козин И. Д. и др. Динамика нижней ионосферы. Алма-Ата: Наука, 1975.
98. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
99. Виленский И. М. К теории взаимодействия радиоволн в ионосфере.—

- ЖЭТФ, 1952, т. 22, с. 544—560; Гуревич А. В. Канд. дис. М., 1957.
100. Виленский И. М. К вопросу о взаимодействии радиоволн в ионосфере.— Изв. вузов. Радиофизика, 1962, т. 5, с. 468—472.
  101. Huxley L. G. H., Ratcliffe J. A. A survey of ionospheric cross-modulation.— Proc. Inst. Elec. Engrs., 1949, v. 96, part III, p. 433—440.
  102. Ratcliffe J. A., Shaw I. J. A study of the interaction of radio waves.— Proc. Roy. Soc., 1948, v. A 193, p. 311—317.
  103. Habercant E., Heinzelmann G., Vogt K. The measurement of ionospheric cross-modulation.— EBU Rev., 1971, v. A, N 126, p. 50—55.
  104. Ferraro A. J., Lee H. S., Weisbrod S. Phase Interaction. A new tool for investigation of *D*-layer.— J. Geophys. Res., 1969, v. 68, p. 1169—1174.
  105. Cutolo M. Gyro-interaction of radio-waves obtained by the pulse method.— Nature, 1947, v. 160, p. 834—835.
  106. Cutolo M., Ferraro R. Misura del grado di modulazione parassita nel fenomeno di girointerazione.— Alta Frequenza, 1948, v. 17, p. 212—216.
  107. Cutolo M. Effects of radio gyrointeraction and their interpretation.— Nature, 1950, v. 166, p. 98—99.
  108. Bell D. A. Ionospheric interaction in disturbed conditions.— Proc. Phys. Soc., 1951, v. 64, p. 1054—1061.
  109. Fejer J. A. The interaction of pulsed radio waves in the ionosphere.— J. Atm. Terr. Phys., 1955, v. 6, p. 322—332.
  110. Ferraro A. J., Lee H. S., Weisbrod S. Phase interaction: new tool for investigation the *D*-layer.— J. Geophys. Res., 1963, v. 68, p. 1169—1171.
  111. Виленский И. М., Израйлева Н. И. О взаимодействии импульсных радиоволн в ионосфере. I, II.— Геомагнетизм и аэронавтика, 1970, т. 10, с. 46—51, 739—741.
  112. Cutolo M. Self-interaction of radio waves in the ionosphere.— Nature, 1951, с. 167, p. 314—315.
  113. Виленский И. М. О влиянии нелинейности среды на радиоволну, распространяющуюся в ионосфере.— Докл. АН СССР, 1953, т. 42, с. 525—528; Сб. «Памяти А. А. Андропова», М.: Изд-во АН СССР, 1955, с. 582—598.
  114. Виленский И. М., Зыкова Н. А. К вопросу об исследовании радиоволн при их распространении в ионосфере.— Изв. вузов. Радиофизика, 1959, т. 2, с. 543—552.
  115. Hibberd F. H. Ionospheric self-interaction of radio waves.— J. Atm. Terr. Phys., 1955, v. 6, p. 268—279.
  116. King J. W. Ionospheric self-demodulation of radio waves.— J. Atm. Terr. Phys., 1957, v. 10, p. 166—167; 1959, v. 14, p. 41—49.
  117. Виленский И. М., Чернышов В. П., Шейнман Д. И. Об искажении модуляции мощных радиоволн при их распространении в ионосфере (экспериментальное исследование). I.— Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т. 3, с. 367—374.
  118. Виленский И. М. Об искажении модуляции мощных радиоволн при их распространении в ионосфере (экспериментальное исследование). II.— Изв. вузов. Радиофизика, 1962, т. 5, с. 221—233.
  119. Виленский И. М. О нелинейных искажениях мощных радиоволн при их распространении в ионосфере (экспериментальное исследование). III.— Изв. вузов. Радиофизика, 1966, т. 9, с. 649—656.
  120. Кутоло М., Ниффози М., Гримальди М. и др. Дальнейшие эксперименты по ионосферной автомодуляции при наклонном падении.— Научный доклад № 1, 2. Ин-т техн. физ. Неаполитанского ун-та, 1960.
  121. Капельзон А. А., Виленский И. М. К вопросу о нелинейных искажениях мощной синусоидально-модулированной радиоволны в ионосфере.— Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. Новосибирск, 1976, с. 48—54.

122. Виленский И. М., Плоткин В. В. О влиянии искусственных градиентов в ионосфере на распространение в длинноволновом диапазоне.— Геомagnetизм и аэрономия, 1973, т. 13, с. 526—528.
123. Виленский И. М. Об одном нелинейном эффекте при распространении радиоволн в ионосфере.— Докл. АН СССР, 1970, т. 191, с. 1041—1043.
124. Seliga T. A. Phenomena associated with very high power, high frequency *F*-region modification below the critical frequency.— J. Atm. Terr. Phys., 1972, v. 34, p. 1827—1830.
125. Виленский И. М., Плоткин В. В. Об отражении мощных радиоволн от нижней ионосферы.— Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т. 16, с. 886—891.
126. Митяков Н. А., Рабинович М. И., Рапопорт В. О., Штильман Л. Е. Вынужденное температурное рассеяние электромагнитных волн в плазме со столкновениями.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 5, с. 1893—1897.
127. Капельзон А. А. К вопросу о взаимодействии мощных встречных электромагнитных волн.— Изв. вузов. Радиофизика, 1976, т. 19, с. 973—976.
128. Фрейман М. Е. О резонансном взаимодействии радиоволн в магнитоактивной ионосфере.— Вопросы исследования нижней ионосферы. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1976, с. 71—84.
129. Капельзон А. А., Плоткин В. В. О нелинейном взаимодействии нормальных волн в магнитоактивной плазме со столкновениями.— Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т. 18, с. 625—629.
130. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А. и др. Рассеяние радиоволн на периодических искусственных неоднородностях ионосферы.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, с. 1821—1825.
131. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. О возможности измерения электронной концентрации в ионосфере по рассеянию радиоволн на искусственной неоднородной плазме.— Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т. 21, с. 1221—1223.
132. Попов А. В., Черкашин Ю. Н., Шанкин Ю. П. Об одном механизме дальнего распространения радиоволн.— Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн. М.: ИЗМИРАН, 1975, с. 71—80.
133. Черкашин Ю. Н., Шанкин Ю. П. О возможной структуре мелко-масштабных возмущений *F*-области ионосферы.— Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн. М.: ИЗМИРАН, 1975, с. 66—70.
134. Фрейман М. Е. Рассеяние радиоволн неоднородной интерференционной решеткой.— В кн.: XII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Ч. 1. М.: Наука, 1978, с. 113—116. (Тезисы докл.)
135. Плоткин В. В. О нелинейной перекачке энергии между радиоволнами в столкновительной плазме.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, с. 175—182.

136. Фрейман М. Е. О нелинейной перекачке энергии между нормальными волнами с разными частотами в магнитоактивной столкновительной плазме.— Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т. 21, с. 36—41.
137. Капельзон А. А. К вопросу о взаимодействии мощных модулированных радиоволн.— Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т. 18, с. 1111—1117.
138. Капельзон А. А., Плоткин В. В. О распространении мощных радиосигналов в магнитоактивной ионосфере.— Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма, Новосибирск, 1975, с. 72—81
139. Плоткин В. В., Фрейман М. Е. О резонансном взаимодействии мощных модулированных радиоволн.— Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, с. 788—790.
140. Плоткин В. В., Фрейман М. Е. Влияние перекачки энергии между радиоволнами на искажение их модуляции.— Вопросы исследования нижней ионосферы, Новосибирск, 1976, с. 18—27.
141. Ямпольский В. С. Методы разделения пространственной и земной волны на ДСВ на близких и средних расстояниях от передатчика.— Сборник работ по физике, Омск, 1973, с. 4—16.
142. Методы разделения пространственной и земной волны в ДВ- и СВ-диапазонах на близких и средних расстояниях от передатчика.— Документы МЦКР, ПРГ 6/4, № 12-Е, 1975.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |           |
|--|-----------|
| Предисловие . . . . .  | 3         |
| Введение . . . . .   | 4         |
| <b>Глава 1. Особенности распространения средних радиоволн (линейное приближение) . . . . .</b>                   | <b>5</b>  |
| § 1.1. Некоторые теоретические положения . . . . .   | —         |
| § 1.2. Основные характеристики распространения средних радиоволн . . . . .                                       | 10        |
| <b>Глава 2. Распространение радиоволн СВ-диапазона на длинных трассах . . . . .</b>                              | <b>12</b> |
| § 2.1. Экспериментальные кривые СССР напряженности поля на протяженных трассах . . . . .                         | —         |
| § 2.2. Рекомендации МККР . . . . .   | 16        |
| § 2.3. Статистические характеристики напряженности поля на длинных трассах . . . . .                             | 19        |
| <b>Глава 3. Методы разделения пространственной и земной волн на близких и средних расстояниях от передатчика</b> | <b>21</b> |
| § 3.1. Введение . . . . .  | —         |
| § 3.2. Характер суммарного поля и его воздействие на приемные антенны СВ-диапазона . . . . .                     | 22        |
| § 3.3. Методы разделения . . . . .   | 26        |
| <b>Глава 4. Кривые распространения ионосферной волны СВ-диапазона на трассах короче 500 км . . . . .</b>         | <b>31</b> |
| § 4.1. Построение кривых распространения СВ-диапазона путем численных расчетов по моделям ионосферы . . . . .    | —         |
| § 4.2. Экспериментальные кривые распространения . . . . .  | 38        |
| § 4.3. Уточнение метода прогнозирования напряженности поля ионосферной волны на частотах СВ-диапазона . . . . .  | 43        |
| § 4.4. Расчет зон фединга по кривым распространения . . . . .  | 48        |
| <b>Глава 5. Статистические характеристики . . . . .</b>  | <b>52</b> |
| § 5.1. Предварительные замечания . . . . .   | —         |
| § 5.2. Статистические характеристики амплитуд сигналов на коротких трассах . . . . .                             | 54        |
| § 5.3. Распределение длительностей замираний напряженности ночного поля на средних волнах . . . . .              | 66        |
| § 5.4. Поляризационные параметры ионосферных радиоволн СВ-диапазона . . . . .                                    | 70        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>Глава 6. Импульсное наклонное зондирование ионосферы в СВ-диапазоне . . . . .</b>  | <b>72</b>  |
| § 6.1. Предварительные замечания . . . . .  | —          |
| § 6.2. Аппаратура и организация эксперимента . . . . .  | 73         |
| § 6.3. Основные экспериментальные результаты . . . . .  | 75         |
| <b>Глава 7. Исследование движений в нижней ионосфере методом спектрального анализа записей напряженности поля . . . . .</b> | <b>79</b>  |
| § 7.1. Предварительные замечания . . . . .  | —          |
| § 7.2. Метод спектрального анализа . . . . .  | 83         |
| § 7.3. Эффекты, наблюдаемые во время солнечных затмений   | 85         |
| § 7.4. Скорость вертикальных перемещений в период восхода — захода солнца . . . . .   | 88         |
| § 7.5. Скорость вертикальных перемещений в ночное время   | 89         |
| <b>Глава 8. Нелинейные эффекты при распространении мощных радиоволн в ионосфере . . . . .</b>                               | <b>91</b>  |
| § 8.1. Основы теории нагревных нелинейных эффектов . . . . .  | 92         |
| § 8.2. Кросс-модуляция радиоволн . . . . .  | 93         |
| § 8.3. Самовоздействие радиоволн . . . . .  | 98         |
| § 8.4. Нагревные искусственные неоднородности в ионосфере   | 103        |
| <b>Литература . . . . .</b>   | <b>110</b> |

**Иосиф Маркович Виленский**

*Владимир Самуилович Ямпольский*

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ  
СРЕДНИХ РАДИОВОЛН  
В ИОНОСФЕРЕ**

Ответственный редактор *Чимит Цыренович Цыдыпов*

Утверждено к печати  
Институтом геологии и геофизики СО АН СССР

Редактор издательства *Л. П. Гольшера*  
Художественный редактор *Т. Ф. Каминина*  
Художник *Н. А. Пискун*  
Технический редактор *А. В. Сурганова*  
Корректоры *Е. Н. Зимина, Н. Н. Крохотина*

ИБ № 23031

Сдано в набор 07. 04. 82. Подписано к печати 21.02.83. МН-05803.  
Формат 60×90 1/16. Бумага типографская № 3. Обыкновенная гарнитура.  
Высокая печать. Усл. печ. л. 7,5. Усл. кр.-отт. 7,8. Уч.-изд. л. 9. Тираж 1500 экз.  
Заказ № 130. Цена 1 р. 40 к.

Издательство «Наука», Сибирское отделение. 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.  
4-я типография издательства «Наука». 630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.