

ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХДЛИННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

С. В. Бородина, Ю. К. Калинин, Г. А. Михайлова, Д. С. Флигель

Обсуждается современное состояние вопроса по исследованию распространения длинных и сверхдлинных электромагнитных волн. В первой части рассмотрены теоретические вопросы и даны результаты расчетов распространения электромагнитных волн с учетом влияния неоднородности ионосферы, конечной проводимости и сферичности Земли. Во второй части излагаются основные результаты как прямых, так и косвенных экспериментальных исследований, проведенных в широком диапазоне частот (примерно от 10 *гц* до 50 *кГц*). Эти результаты позволяют судить об особенностях распространения волн указанного диапазона и их практическом использовании. На частотах от 3 *кГц* и выше имеет место хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических расчетов. Отмечается необходимость развития общей теории распространения сверхдлинных волн с учетом влияния сферичности и конечной проводимости Земли, особенно для частот ниже 3 *кГц*.

СОДЕРЖАНИЕ

Часть I. Некоторые вопросы теории распространения сверхдлинных радиоволн

	стр.
1. Постановка задачи	6
2. Решение уравнения полюсов	8
3. Учет влияния конечной проводимости Земли	10
4. Влияние сферичности Земли	11
5. Синтез форм атмосфериков	13

Часть II. Экспериментальные исследования распространения длинных и сверхдлинных радиоволн

6. Результаты исследований поля длинных радиоволн . . .	19
7. Результаты косвенных исследований	21
а) Свойства молниевых разрядов	21
б) Анализ спектра атмосфериков методом настроенных приемников	22
в) Гармонический анализ форм атмосфериков	24
г) Исследования „хвоста“ атмосфериков	26

В последнее время значительно возрос интерес к изучению распространения электромагнитных волн низкой частоты.

Для расчета поля длинных и сверхдлинных радиоволн над земной поверхностью необходимо строгое решение так называемой волноводной задачи для сферической Земли, окруженной неоднородной ионосферой. Дело в том, что возможность решения задачи в приближении геометрической оптики исключена, поскольку рассматриваемые длины волн λ соизмеримы с высотой волновода h ($\lambda \sim 0,1h \div 10h$). Хотя общее решение такой задачи для однородной ионосферы было получено более 30 лет назад Ватсоном [1], а в дальнейшем появился еще ряд

работ, посвященных этому вопросу, до недавнего времени сложные математические решения, полученные в этих работах, не были доведены до численных результатов.

В настоящее время имеется целый ряд обстоятельных теоретических работ, посвященных изучению этого вопроса [2,3,5,6,8-10]; получено решение задачи для плоского волновода с неоднородной верхней стенкой, доведенное до чисел и таблиц [9]. С экспериментальной стороны главная трудность, возникающая при изучении этого диапазона, заключается в сложности создания источников излучения, так как для этого требуется сооружение мощных дорогостоящих передающих устройств.

Поэтому и усилился интерес к изучению широкого спектра низких частот, излучаемых молниевым разрядом. Исследование возбуждаемых им колебаний—„атмосфериков“ дало богатый материал для изучения как особенностей распространения волн указанного диапазона, так и свойств среды, в которой происходит распространение.

Ниже дается обзор основных результатов, полученных в теоретических и в экспериментальных исследованиях.

ЧАСТЬ I

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХДЛИННЫХ РАДИОВОН

1. Постановка задачи

Под длинными и сверхдлинными электромагнитными волнами условно понимают волны с длиной λ от $3 \div 5$ км до тысяч и десятков тысяч километров. Специфика этого диапазона волн заключается в том, что на разных его участках λ становится первоначально соизмеримой с высотой нижней границы ионосферы, а затем и с радиусом Земли a . Поэтому диффракционная задача о распространении длинных и сверхдлинных электромагнитных волн с самого начала должна рассматриваться как волноводная, причем свойства среды, окружающей источник, сложным образом зависят от координат и частоты.

Такая задача для волновода „Земля — однородная ионосфера“ впервые была сформулирована и решена в 1919 г. Ватсоном [1]. Он использовал классический метод разделения переменных в сферической системе координат с началом в центре Земли. Рассматривая источник в точке $\Theta = 0$, он получил решение в виде ряда по полиномам Лежандра $P_n(\cos \Theta)$:

$$E = \sum_{n=0}^{\infty} g_n(k_0 r) P_n(\cos \Theta), \quad (1)$$

где E — электрическая составляющая поля, $k_0 = 2\pi/\lambda$, а $g_n(k_0 r)$ — радиальные функции, выражающиеся через функции Ханкеля первого и второго рода порядка $n + 1/2$. При этом связь между $g_n(k_0 r)$, $H_{n-1,2}^{(1)}(k_0 r)$ и $H_{n-1,2}^{(2)}(k_0 r)$ определяется из требования, чтобы функции $g_n(k_0 r)$ удовлетворяли граничным условиям на границах раздела Земля—воздух и воздух—ионосфера. Кроме того, функции $g_n(k_0 r)$ должны быть подобраны так, чтобы в месте нахождения источника решение имело особенность типа радиально ориентированного диполя.

Ряд (1) в случае $k_0 a \gg 1$ сходится медленно и число членов, которое необходимо учитывать в нем, порядка $2\pi a/\lambda$, т. е. очень велико (например, даже для $\lambda \sim 40$ км оно равно 100). Поэтому важно было найти способ аппроксимации ряда (1) функцией, более удобной для

численных расчетов. Ватсоном был предложен с этой целью следующий способ суммирования (1).

Ряд (1) может быть представлен в виде интеграла

$$E = \frac{1}{2\pi i} \int_{\Gamma} \frac{g_\nu(k_0 r) P_\nu(\cos \Theta)}{\sin(\pi \nu)} d\nu, \quad (2)$$

где контур Γ охватывает неотрицательные корни функции $\sin(\pi \nu)$. В формуле (2) $P_\nu(\cos \Theta)$ — полиномы Лежандра с комплексным индексом, а $g_\nu(k_0 r)$ выражаются по-прежнему через функции Ханкеля первого и второго рода с индексами ν . Деформируя контур Γ , можно представить интеграл (2) в виде ряда вычетов по полюсам функции $g_\nu(k_0 r)$. Однако решение Ватсона и в таком виде не было доведено до численных расчетов и в дальнейшем послужило основой лишь для ряда исследований, позволивших, с одной стороны, обобщить решение Ватсона и, с другой стороны, упростить его. Так, Ридбек в 1944 г. [2] обобщил решение Ватсона на случай неоднородной по высоте ионосферы, аппроксимируемой параболическим слоем. В этом случае прибавляется еще одно граничное условие на внешней границе ионосферы и, кроме того, при этом функции $g_\nu(k_0 r)$ должны удовлетворять в ионосфере более сложному волновому уравнению. Это приводит к тому, что сами функции $g_\nu(k_0 r)$ выражаются в виде очень сложных рядов, и соответствующее решение чрезвычайно неудобно для практических расчетов. В работе [2] рассчитано несколько частных случаев зависимости напряженности поля от расстояния до источника.

Лишь недавно решение Ватсона приведено к более простому виду Бреммером [3]. Он получил формулы, позволяющие проследить переход от сферического волновода „Земля—ионосфера“ к плоскому. Результаты этой работы обсуждаются более подробно ниже.

Во многих практических случаях, однако, длина волны много меньше радиуса Земли; поэтому можно с известной точностью пренебречь сферичностью Земли и ионосферы. Задачи о поле излучателя в плоско-слоистой среде рассматривались в ряде работ [4–6]. В наиболее общем виде эту задачу рассмотрел Бреховских [6], применивший метод неоднородных плоских волн Вейля [7] для вычисления поля в случае неоднородной по высоте ионосферы.

Разделение переменных в цилиндрической системе координат приводит к следующему выражению для вектора Герца:

$$\Pi = \frac{ik_0}{2} \int_{\Gamma} f(C, z) H_0^{(2)}(k_0 r \sqrt{1 - C^2}) dC. \quad (3)$$

В формуле (3) переменная C имеет смысл косинуса комплексного угла падения. Функция $f(C, z)$ выражается через линейную комбинацию неоднородных плоских волн $e^{ik_0 Cz}$ и $e^{-ik_0 Cz}$ и содержит также величины $\rho_1(C)$ и $\rho_2(C)$ — коэффициенты отражения от земной поверхности и ионосферы. Контур Γ и функция $f(C, z)$ выбираются так, чтобы решение удовлетворяло граничным условиям, а также условиям в начале координат и на бесконечности.

В плоском случае решение (3) получается в виде интеграла, а не ряда, так как поле не обладает пространственной периодичностью (с периодом $2\pi a$), как это имеет место в случае сферы.

Дальнейшее преобразование интеграла (3) связано с наличием полюсов у функции $f(C, z)$. Она содержит в знаменателе выражение

$1 - \rho_1 \rho_2 \exp(-2ik_0 Ch)$ (h — высота ионосферы). Приравнявая нулю это выражение, получаем уравнение полюсов:

$$\rho_1 \rho_2 = \exp(2ik_0 Ch). \quad (4)$$

Корни этого уравнения C_n и определяют особенности подынтегральной функции.

Интеграл (3) может, таким образом, быть представлен как сумма вычетов. Так как подынтегральное выражение обладает точками ветвления, к сумме вычетов необходимо прибавить интегралы вдоль берегов разрезов. Сумма вычетов определяет дискретный спектр, а интегралы вдоль берегов разрезов — непрерывный спектр волн [5].

Члены суммы вычетов представляют собой неоднородные волны, которые распространяются под углами, определяемыми уравнением (4). Эти волны носят название нормальных волн. Физический смысл разложения по нормальным волнам заключается в следующем. В работах [6] показано, что поле диполя в волноводе эквивалентно полю цепочки эквидистантных мнимых источников, получающихся путем зеркального отражения в верхней и нижней границах волновода. Такая цепочка ведет себя как излучающая диффракционная решетка, поле которой может быть представлено в виде набора спектров различных порядков. Отдельная нормальная волна с номером n представляет собой пару волн, симметрично распространяющихся относительно плоскости $z = 0$, соответствующих спектру решетки порядка n . Сумма нормальных волн не является точным решением задачи, так как необходимо учитывать интегралы вдоль берегов разрезов. Физический смысл этих интегралов заключается в том, что они описывают „боковые“ волны, распространяющиеся через ионосферу и через землю. При наличии поглощения эти волны быстро затухают, и на расстоянии в $(3 \div 4)\lambda$ от источника поле практически описывается только суммой нормальных волн.

Таким образом, плоская задача сводится к решению уравнения (4) и представлению поля в виде ряда вычетов.

2. Решение уравнения полюсов

Уравнение (4) решалось в работах Баддена [8], Альперта [9] и, несколько позднее, Вейта [10]. Для получения физически правильного ответа на поставленную задачу необходимо задать аналитическую зависимость коэффициентов отражения от ионосферы и от земной поверхности для различных частот и углов падения с учетом реального изменения с высотой электронной концентрации N и частоты соударений ν .

В работах [8, 10] в качестве модели ионосферы было выбрано однородное полупространство с резкой границей на высоте h , характеризующееся эффективными значениями $N_{эфф}$ и $\nu_{эфф}$. Коэффициент отражения от такой ионосферы для вертикальной поляризации выражается при помощи формулы Френеля

$$\rho_2(Cf) = \frac{\varepsilon' C - \sqrt{\varepsilon' + 1 + C^2}}{\varepsilon' C + \sqrt{\varepsilon' - 1 + C^2}}, \quad (5)$$

где C — комплексный косинус угла падения,

$$\varepsilon' = 1 - \frac{4\pi (e^2/m)N(z)}{\omega^2 + \nu^2(z)} - i \frac{4\pi (e^2/m)N(z)\nu(z)}{\omega [\omega^2 + \nu^2(z)]} = \varepsilon_2 - i \frac{4\pi\sigma_2}{\omega}, \quad (6)$$

e и m — заряд и масса электрона. Величины $N_{эфф}$, $\nu_{эфф}$ в работах [8, 10]

предполагались не зависящими от частоты, что, как показано Альпертом [9], не может давать правильных результатов*.

В статье [9] зависимость $N_{эфф}$ и $\nu_{эфф}$ от частоты учтена следующим образом. В случае $\omega^2 \ll \nu^2$ зависимость ε' от высоты определяется отношением N/ν , хорошо аппроксимируемым для реальной ионосферы функцией $F(z) = e^{mz} (1 + e^{mz})^{-1}$, $m = 0,413$.

Для волнового уравнения, у которого квадрат волнового числа имеет подобную зависимость от z , коэффициент отражения найден в работе Эпштейна [11] и равен**

$$\rho_2(\varphi, f) = \frac{\Gamma(2a)\Gamma(-a-b)\Gamma(-a-b+1)}{\Gamma(-2a)\Gamma(a-b)\Gamma(a-b-1)}, \quad (7)$$

где Γ — гамма-функция, $\cos \varphi = C_1$,

$$a = i2\pi C/\lambda m, \quad b = i \frac{2\pi}{\lambda m} \sqrt{\varepsilon' - 1 + C^2}, \quad \varepsilon' = \lim_{z \rightarrow \infty} \left(\varepsilon_2 - i \frac{4\pi\sigma_2}{\omega} \right).$$

При решении уравнения полюсов (4) были найдены значения коэффициентов отражения $\rho_2(C)$ по формуле (7) для ряда фиксированных значений частот и углов.

Искомые же значения C_n получались путем аппроксимации точной формулы (7) коэффициентом отражения Френеля (5) с соответствующим образом подобранными $N_{эфф}$ и $\nu_{эфф}$. Таким образом, в работе [9] с самого начала учитывалась зависимость параметров ионосферы от частоты. Значения $N_{эфф}$ и $\nu_{эфф}$, как и высота отражения h , были выбраны различными для различных частот. Далее, для коэффициента отражения от земной поверхности $\rho_1(Cf)$, равного единице, т. е. для идеально проводящей Земли, уравнение полюсов (4) решалось графоаналитическим методом с помощью вычислительных машин. Результаты в [9] представлены в виде таблиц значений C_n и $S_n = \sqrt{1 - C_n^2}$ для разных частот и разных моделей ионосферы. Для расстояний, на которых $|k_0 r S_n| \gg (4 \div 5)$, поле E выражается формулой:

$$E = \frac{300}{h} \sqrt{\frac{W\lambda}{r}} \sum_{n=0}^{\infty} S_n^{3/2} P(C_n) e^{-i(k_0 r S_n - 3\pi/4)} m \nu \cdot m^{-1}, \quad (8)$$

где

$$P(C_n) = [1 + i(\partial \rho_2 / \partial C)(1/2hk\rho_2)]^{-1},$$

ρ_2 — коэффициенты отражения Френеля, W — мощность источника в *квт*, h — высота ионосферы в *км*, λ — длина волны в *км* [9]. По формуле (8) производился расчет амплитуды и фазы поля E . В зависимости от свойств ионосферы в этой формуле необходимо брать различное число слагаемых. На расстоянии $r > 500$ км для $f < 15$ кгц в дневное время достаточно взять одно-два слагаемых (при этом третье слагаемое по модулю будет, по крайней мере, на два порядка меньше первого слагаемого). При переходе к более высоким частотам и меньшим расстояниям, а также для ночных условий число членов, которые необходимо учитывать в формуле (8), сильно возрастает.

* В работе [10] делается попытка подобрать различные $N_{эфф}$ и $\nu_{эфф}$ для разных частот путем выбора двухслойной модели. Однако в работе не приводятся значения полюсов, поэтому невозможно оценить правильность выбора такой модели.

** Это выражение является точным для волны с горизонтальной поляризацией. Однако в [9] показано, что использование этого же коэффициента отражения для вертикально поляризованной волны не приводит к большим ошибкам.

На достаточно больших расстояниях поле описывается нулевой нормальной волной, которая обладает наименьшим затуханием на всех частотах [9,12].

Следует указать, что в работе [10] приведены кривые затухания для различных нормальных волн с нумерацией, отличной от нумерации волн, приводимой у других авторов. На рис. 1 и 2 построены кривые $S_2(f)$ (где S_2 —мнимая часть комплексного синуса S , f —частота), рассчитанные в работах [9] (сплошные кривые) и [10] (пунктир). Из рисунков видно, что в работе [10] неправильно проведена нумерация нормальных волн. Это отметил также Бадден [12], который подробно исследовал вопрос о том, который из корней уравнения (4) следует считать нулевым.

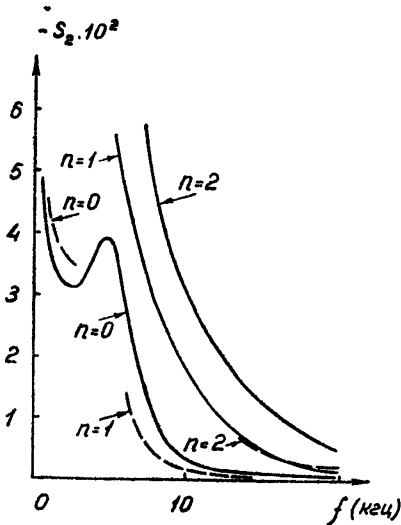


Рис. 1.

Рис. 1. Кривые зависимости S_2 от частоты, рассчитанные в работе [9] для $N/\nu=10^{-4}$.

Пунктиром нанесены значения S_2 , полученные в [10] для $N/\nu=8,5 \cdot 10^{-5}$.

Рис. 2. То же, что на рис. 1 для $N/\nu=1,6 \cdot 10^{-4}$ (сплошные кривые) и $N/\nu=1,5 \cdot 10^{-4}$ (пунктир).

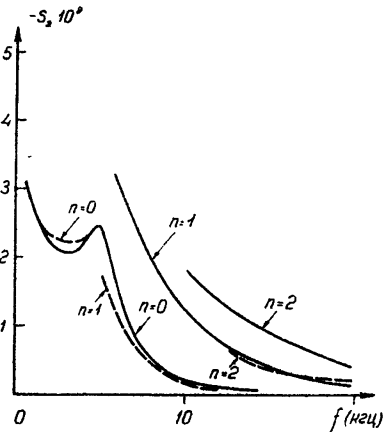


Рис. 2.

3. Учет влияния конечной проводимости Земли

В работе [10] решалось уравнение полюсов с учетом конечной проводимости Земли. На рис. 3 приведены результаты соответствующих расчетов величины S_2 , характеризующей затухание нулевой нормальной волны в зависимости от частоты f для различных значений проводимости σ .

Решение общего уравнения полюсов, в котором учитывается конечная проводимость Земли, связано со значительным увеличением объема вычислительной работы. Вместе с тем, конечную проводимость Земли σ можно учесть более простым способом.

Разлагая $S_n(1/\sigma)$ в ряд по степеням $1/\sqrt{\sigma}$ в окрестностях точки $1/\sqrt{\sigma} \rightarrow 0$, т. е. в окрестности $\sigma \rightarrow \infty$, имеем:

$$S_n(1/\sigma) = \tilde{S}_n + \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \frac{\partial \tilde{S}_n}{\partial (1/\sqrt{\sigma})} + \dots, \quad (9)$$

где значком \sim помечены величины, значения которых берутся при $\sigma \rightarrow \infty$.

Для того, чтобы найти поправку, пропорциональную $1/\sqrt{\sigma}$, необходимо определить производную $\partial \tilde{S}_n / \partial (1/\sqrt{\sigma})$. Это можно сделать, дифференцируя по $1/\sqrt{\sigma}$ уравнение полюсов (4). В результате получается, что

$$S_n = \tilde{S}_n \left[1 - \sqrt{\frac{f}{2\sigma}} \frac{2e^{i3\pi/4}}{k_0 h} \frac{P(\tilde{C}_n)}{\tilde{S}_n^2} \right]. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что изменение свойств идеально проводящей стенки волновода, заключающееся в том, что ее проводимость становится конечной, эквивалентно изменению высоты волновода на величину порядка толщины скин-слоя. Это утверждение, совершенно очевидное для волновода с идеально проводящими стенками, обобщается таким образом на случай, когда свойства одной из стенок волновода произвольно зависят от высоты.

Формула (10) позволяет, таким образом, по известным для $\sigma = \infty$ значениям S_n и C_n вычислять поправку, учитывающую влияние конечной проводимости Земли. На рис. 4 сравниваются кривые $S_2(\sigma)$, полученные в [10] (кривая 1) и по формуле (10) (кривая 2). Кривые 1 и 2 рассчитаны для параметров $N/\nu = 3,7 \cdot 10^{-5}$ и $h = 80$ км. Имеющее место расхождение между этими данными примерно в 1,5 раза остается неясным.

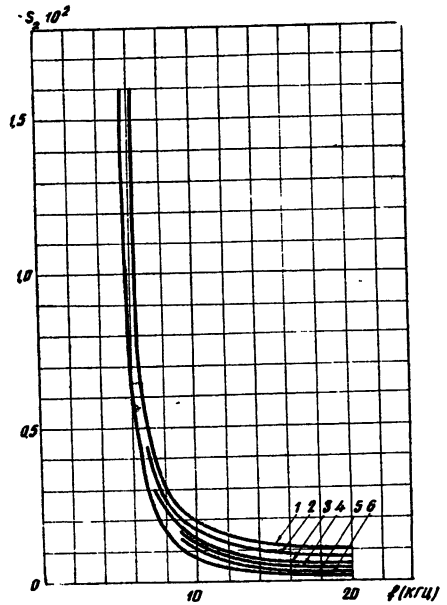


Рис. 3. Зависимость S_2 от частоты при различных значениях проводимости Земли σ :
 1 — $\sigma = 9,35 \cdot 10^7$; 2 — $\sigma = 1,87 \cdot 10^7$; 3 — $\sigma = 3,75 \cdot 10^7$,
 4 — $\sigma = 9,35 \cdot 10^7$; 5 — $\sigma = 1,87 \cdot 10^8$; 6 — $\sigma = \infty$ (ед. CGSE)

4. Влияние сферичности Земли

Несколько сложнее обстоит дело с учетом сферичности Земли. Последовательно такой учет до сих пор еще не проводился. Бадден [8] предлагал учитывать влияние сферичности, принимая, что волновод заполнен фиктивной средой с вертикальным градиентом преломления, определяемым величиной $\mu = 1 + kz$. Однако такой подход сам по себе нуждается в последовательном обосновании, тем более, что, по словам автора, в большинстве исследованных случаев влияние сферичности оказалось незначительным.

Альперт [9] учитывает влияние сферичности посредством геометрического множителя $\sqrt{\Theta/\sin\Theta}$, где Θ — центральный угол, и отмечает, что для корректного учета сферичности необходимо получить решение соответствующего уравнения полюсов.

Вейт [10], хотя и начинает решение с разделения переменных в сферической системе координат, фактически в дальнейшем приходит к плоскому случаю, и влияние сферичности учитывается у него также через множитель $\sqrt{\Theta/\sin\Theta}$.

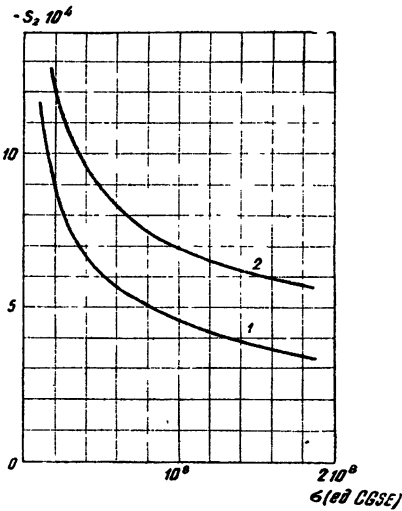
Выше отмечалось, что уравнение полюсов, обобщенное на случай сферической Земли, было получено Бреммером [3].

Разделяя переменные в сферической системе координат, Бреммер получает для вектора магнитного поля решение в виде:

$$H = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} C_l f_{n_l}(r) P_{n_l} [\cos(\pi - \theta)], \tag{11}$$

где C_l —специально подобранные коэффициенты, обеспечивающие выполнение условия в источнике, P_{n_l} —полиномы Лежандра с комплексным индексом n_l , а f_{n_l} —радиальная функция, удовлетворяющая уравнению:

$$\frac{d^2}{dr^2} (r f_n) + \left[k_{эф}^2(r) - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] r f_n(r) = 0 \tag{12}$$



(θ и r —сферические координаты точки наблюдения). На поверхности Земли функция $r f_n(r)$ должна удовлетворять приближенному граничному условию, имеющему вид

$$\frac{d}{dr} [r f_n(r)] = \gamma r f_n(r) \quad (r = a) \tag{13}$$

и определяющему собственные значения задачи. Здесь

$$\gamma = -i \frac{k_0^2}{k_1^2} \sqrt{k_1^2 - k_0^2},$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon'_{земли}}.$$

Рис. 4. Сравнение кривых S_2 , рассчитанных в работах [10] (кривая 1) и по формуле (10) (кривая 2) при $N'_{i\gamma} = 3,7 \cdot 10^{-5}$, $h = 80$ км.

Используя условия $a < r < a + h$ и $n < ka$ (последнее условие означает, что в ряде (1) берется количество членов, не превышающее число длин волн, укладывающихся вдоль экватора), Бреммер показал, что*

$$\frac{d}{dr} \ln [r f_n(r)] = \gamma = - [ik_0 C_n + (S_n/C_n)^2/2a] \times \frac{1 - \rho_2(C_n) \exp(i2k_0 h C_n) [1 + i(S_n/C_n)^2/2ak_0 C_n] [1 - i(S_n/C_n)^2/2ak_0 C_n]^{-1}}{1 + \rho_2(C_n) \exp(i2k_0 h C_n)} \tag{14}$$

Здесь C —комплексный косинус падения, $\rho_2(C)$ —коэффициент отражения от сферической ионосферы.

Корни уравнения (14) определяют искомые собственные значения

* При выводе уравнения (14) в [3] используется аппроксимация Дебая для функции Ханкеля $H_v^{(1,2)}(z)$. При этом указывается лишь необходимое условие применимости именно той аппроксимации, которую выбрал автор ($\text{Re } S < 1 - (ka)^{-2/3}$), тогда как достаточное условие имеет вид $\text{Re } S < 1 - 2\pi^{-1} \text{Im } S$. Для частот ниже 2-3 мГц это условие не выполняется [9]; при этом необходима другая форма аппроксимации Дебая, приводящая к иному виду уравнения полюсов.

C_n и S_n . В [3], однако, уравнение (14) не решено. Для решения потребовалось бы найти на основе уравнения (12) функцию $\rho_2(C)$, что само по себе является очень сложной задачей. Поэтому в [3] выполнен переход к пределу при $a \rightarrow \infty$, когда, как нетрудно убедиться, уравнение (14) переходит в уравнение полюсов (4) для плоского случая.

С помощью уравнения (14) можно, однако, определить величины S_n и C_n с учетом сферичности аналогично тому, как это было сделано при вычислении поправок в случае конечной проводимости Земли. Для этого следует использовать разложение функций S_n и C_n в ряд по степеням $1/a$ в окрестностях точки $1/a=0$, найдя производную $\partial C_n/\partial(a^{-1})$ при $1/a \rightarrow 0$ от правой части (14).

Совместное влияние сферичности и конечной проводимости Земли оценено нами (см. таблицу 1) для $f=0,5-30,0$ кГц, $h=70$ км, $N/\nu=10^{-4}$ и проводимости Земли $\sigma=10^6$ и 10^8 ед. CGSE. Здесь же приведены для сравнения некоторые данные, полученные Вейтом [10]. В таблице 1 приведены значения мнимых частей синуса комплексного угла падения для модели ионосферы $N/\nu=10^{-4}$. ($\Delta' S_2$ и $\Delta_1 S_2$ — поправки первого порядка соответственно с учетом сферичности и проводимости Земли). Такой выбор модели был обусловлен стремлением сопоставить данные работ [9] и [10]. В таблице 2 приведены значения действительных и мнимых частей синуса комплексного угла падения S для различных нормальных волн. Принято, что $N/\nu=10^{-6}$ для 15 кГц и $N/\nu=5 \cdot 10^{-7}$ для 30 кГц ($h=70$ км и $a=6370$ км).

Из предыдущего рассмотрения видно, что с помощью формул (10), (15) и (16) можно вычислить значения C_n и S_n с учетом сферичности и конечной проводимости Земли. Вопрос о применимости этих формул не исследован достаточно тщательно. Для расчета поля с учетом сферичности и проводимости исправленные значения C_n и S_n нужно подставить в формулу (8), исправленную на множитель $\sqrt{\Theta/\sin\Theta}$, который начинает играть существенную роль при $\Theta \geq \pi/2$, т. е. на расстояниях $r > 10^4$ км. Однако в окрестностях антиподной точки эта формула неприменима. Как показано в [13, 14], убывание поля по мере возрастания расстояния от антипода r хорошо описывается функцией Бесселя $J_0(kr)$, т. е. происходит по закону $(kr)^{-1/2}$.

В связи с этим интересен результат, полученный Шуманом [15], который определил, насколько напряженность поля в антиподе превышает поле на экваторе. Полученный им множитель m равен

$$\sqrt{(a/\lambda)e^{(-\text{Im} S_0 h/2\lambda)}}, \quad (15)$$

где a — радиус Земли. Из (15) следует, что m уменьшается по мере роста λ : для $\lambda=600$ км $m=10$, для $\lambda=100$ км $m=25$. Так как в формулу (15) входит величина S_0 , то, естественно, m зависит от проводимости ионосферы и от других параметров задачи.

5. Сплетса форм атмосферников

В предыдущих разделах были рассмотрены некоторые вопросы расчета амплитуды и фазы поля монохроматической волны, излучаемой точечным источником. Для осуществления такого расчета необходимо задать закон изменения величины ϵ' с высотой. Возможна постановка и обратной задачи, а именно, определение ϵ' , т. е. получение сведений о свойствах верхней границы волновода — ионосферы по изучению спектра электромагнитных волн, распространяющихся в волноводе. В более ранней работе такого типа [16] было показано,

Таблица 1

 $n = 0$

$f(\text{кГц})$	$-S_2 10^8 \text{ [}^\mu\text{]}$ $N/\gamma = 8,5 \cdot 10^{-5}$	$-S_2 10^8 \text{ [}^\mu\text{]}$ $N/\gamma = 10^{-4}$	$-\Delta_1 S_3(\sigma) 10^8$ $\sigma = \infty$	$-\Delta_1 S_3(\sigma) 10^8$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$	$-\Delta_1 S_3(\sigma) 10^8$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$	$S_2(\alpha, \sigma)$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$	$S_2(\alpha, \sigma)$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$
0,5	—	4,91	-24,4	3,08	30,8	-2,78 · 10 ⁻²	-5,55 · 10 ⁻²
1	4,2	3,65	-11,2	2,16	21,6	-2,75 · 10 ⁻²	-4,69 · 10 ⁻²
3	3,5	3,11	-3,08	1,25	12,5	-2,9 · 10 ⁻²	-4,86 · 10 ⁻²
5	—	3,85	-1,89	9,7 · 10 ⁻¹	9,7	-3,62 · 10 ⁻²	-2,74 · 10 ⁻²
7	5,8 · 10 ⁻¹	8,1 · 10 ⁻¹	2,21	8,4 · 10 ⁻¹	8,4	-1,11 · 10 ⁻²	-1,87 · 10 ⁻²
10	1,8 · 10 ⁻¹	1,9 · 10 ⁻¹	2,26	6,85 · 10 ⁻¹	6,85	-4,84 · 10 ⁻³	-1,1 · 10 ⁻²
15	4,4 · 10 ⁻²	4,38 · 10 ⁻²	1,82	5,57 · 10 ⁻¹	5,57	-2,82 · 10 ⁻³	-7,8 · 10 ⁻³
20	2,2 · 10 ⁻²	1,63 · 10 ⁻²	1,92	4,85 · 10 ⁻¹	4,85	-2,56 · 10 ⁻³	-6,9 · 10 ⁻³
30	—	4,32 · 10 ⁻³	1,44	3,94	3,94	-1,87 · 10 ⁻³	-5,4 · 10 ⁻³

Введенные обозначения:

 $\Delta_1 S_2$ — поправка первого порядка с учетом сферичности Земли. $\Delta_1 S_3$ — поправка первого порядка с учетом проводимости Земли.

Таблица 1а

 $n = 1$

$f(\text{кГц})$	$-S_2 10^8 \text{ [}^\mu\text{]}$ $N/\gamma = 8,5 \cdot 10^{-5}$	$-S_2 10^8 \text{ [}^\mu\text{]}$ $N/\gamma = 10^{-4}$	$\Delta_1 S_2 10^8$ $\sigma = \infty$	$-\Delta_1 S_2$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$	$-\Delta_1 S_2$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$	$-S_2(\alpha, \sigma) 10^8$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$	$-S_2(\alpha, \sigma) 10^8$ $\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$
0,5	—	4,14 · 10 ²	-2,29	3,08	3,08	4,14 · 10 ²	4,18 · 10 ²
1	—	1,85 · 10 ²	-1,1	2,16	—	1,86 · 10 ²	1,88 · 10 ²
3	—	5,67	1,87 · 10 ⁻¹	1,25	—	5,78	6,91
5	—	5,61	1,55 · 10 ⁻²	9,7 · 10 ⁻¹	—	5,71	6,58
7	—	3,33	2,5 · 10 ⁻²	8,4 · 10 ⁻¹	—	3,41	4,17
10	—	1,78	4,8 · 10 ⁻²	6,85 · 10 ⁻¹	—	1,85	2,46
15	4,04	4,13 · 10 ⁻¹	3,5 · 10 ⁻²	5,57 · 10 ⁻¹	—	4,69 · 10 ⁻¹	8,82 · 10 ⁻¹
20	1,84	1,51 · 10 ⁻¹	2,5 · 10 ⁻²	4,85 · 10 ⁻¹	—	1,99 · 10 ⁻¹	6,357 · 10 ⁻¹
30	—	3,91 · 10 ⁻²	1,61 · 10 ⁻²	3,54 · 10 ⁻¹	—	7,85 · 10 ⁻²	4,4 · 10 ⁻¹

Таблица 2

n	$f = 15 \text{ кГц}, N_{\nu} = 10^{-6}$				$f = 30 \text{ кГц}, N_{\nu} = 5 \cdot 10^{-7}$			
	$\sigma = 10^6 \text{ ед. CGSE}$		$\sigma = 10^4 \text{ ед. CGSE}$		$\sigma = 10^8 \text{ ед. CGSE}$		$\sigma = 10^6 \text{ ед. CGSE}$	
	Re S_n	-Im S_n	Re S_n	-Im S_n	Re S_n	-Im $S_n \cdot 10^2$	Re S_n	-Im $S_n \cdot 10^6$
0	1,0014	$1,348 \cdot 10^{-3}$	-1,0063	$4,848 \cdot 10^{-3}$	1,0026	$7,946 \cdot 10^{-2}$	1,0060	$3,279 \cdot 10^{-1}$
1	0,9849	$6,616 \cdot 10^{-3}$	0,9904	$1,011 \cdot 10^{-2}$	0,9967	$1,7931 \cdot 10^{-1}$	—	$4,304 \cdot 10^{-1}$
2	0,9520	$2,058 \cdot 10^{-2}$	0,9581	$2,461 \cdot 10^{-2}$	0,9884	$4,9327 \cdot 10^{-1}$	0,9924	$7,880 \cdot 10^{-1}$
3	0,8972	$4,277 \cdot 10^{-2}$	0,9036	$4,697 \cdot 10^{-2}$	0,9747	$9,243 \cdot 10^{-1}$	0,9788	1,242
4	0,8209	$7,574 \cdot 10^{-2}$	0,8276	$7,975 \cdot 10^{-2}$	0,9556	1,449	0,9597	1,779
5	0,7251	0,11715	0,7319	0,12164	0,9807	2,079	0,9849	2,417
6	0,5882	0,16475	0,5972	0,17054	0,8998	2,840	0,9041	3,184
7	0,3846	0,27536	0,3990	0,27832	0,8624	3,777	0,8669	4,125
8	—	—	—	—	0,8184	4,965	0,8231	5,311
9	—	—	—	—	0,7682	6,440	0,7731	6,780
10	—	—	—	—	0,7119	8,018	0,7168	8,394
11	—	—	—	—	0,6432	9,439	0,6487	9,893
12	—	—	—	—	0,5548	11,409	0,5617	11,912

что в волноводе с идеально проводящими стенками прямоугольный импульс деформируется в плавный сигнал осцилляторной формы. По характеру его изменения автор предлагал определять высоту волновода.

В волноводе с полупроводящей границей (ионосферой) характер изменения сигнала более сложный, так как коэффициент отражения существенно зависит от частоты. Предполагая свойства источника и среды известными, можно рассчитывать ожидаемые на данном расстоянии формы сигналов и путем сопоставления их с экспериментом подтвердить правильность основных предположений теории и расчетов. Это так называемая задача о синтезе атмосфериков, которая исследовалась в работах Альперта и Флигель [17,20].

Форма атмосферика $E(t, r)$ была рассчитана в работах [8,18] для $r=1000$ км. В качестве импульсного источника был выбран мгновенно разрушаемый электрический диполь. При этом, во-первых, не учитывалась зависимость эффективных параметров ионосферы от частоты, во-вторых, предполагалось, что для этого расстояния существенна только нулевая нормальная волна. Более корректно, с учетом этих зависимостей, синтез формы атмосфериков выполнен в статье [17]. В ней принято, что распределение тока в источнике задается выражением:

$$J(t) = e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}. \quad (16)$$

Спектральная плотность излучения источника определяется тогда соотношением

$$A_0(\omega, 0) e^{i\varphi_0(\omega, 0)} = \frac{1}{\alpha + i\omega} - \frac{1}{\beta + i\omega}. \quad (17)$$

Расчет формы импульса на расстоянии r производится по формуле:

$$E(t, r) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\omega, r) A_0(\omega, 0) e^{i(\varphi_0 - \Phi + \omega t)} d\omega, \quad (18)$$

где $B(\omega, r) e^{-i\Phi(\omega, r)}$ — функция, характеризующая свойства трассы:

$$B(\omega, r) e^{-i\Phi(\omega, r)} = \frac{2\pi i k^2}{h} \sum_{n=0}^{\infty} S_n^2 H_0^{(2)}(kr S_n) P(C_n). \quad (19)$$

Для расчета $E(t, r)$ необходимо было определить значения полюсов S_n для выбранных в работах [17] пределов интегрирования $5 \div 10^5$ гц. В интервале частот $f < 500$ гц расчет полюсов проводился по приближенным формулам, полученным в [17], а в интервале частот $f \approx 500$ гц $\div 100$ кгц были использованы данные [9] и приближенные формулы, полученные в [6]. В результате некоторых упрощений окончательная формула для расчета $E(t, r)$ принимает вид:

$$E(t, r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} B(\omega, r) A_0(\omega, 0) \cos(\varphi_0 - \psi) \cos(\omega t) d\omega - \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} B(\omega, r) A_0(\omega, 0) \sin(\varphi_0 - \psi) \sin(\omega t) d\omega, \quad (20)$$

где $\psi = \Phi - 360^\circ tr/3 \cdot 10^5$,

Интеграл (20) решался методами гармонического анализа и по формуле приближенного интегрирования. Результаты проведенного синтеза показали, что в 40 ÷ 60% случаев наблюдается хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных сигналов (см. рис. 5, 6).

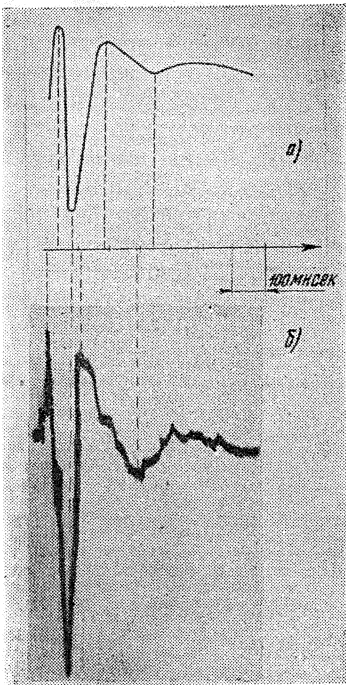


Рис. 5.

Рис. 5. Сравнение сигнала, рассчитанного теоретически (а), с наблюдаемым атмосфериком (б) на расстоянии $r=500$ км.

Рис. 6. То же, что на рис. 5 для $r = 3000$ км.

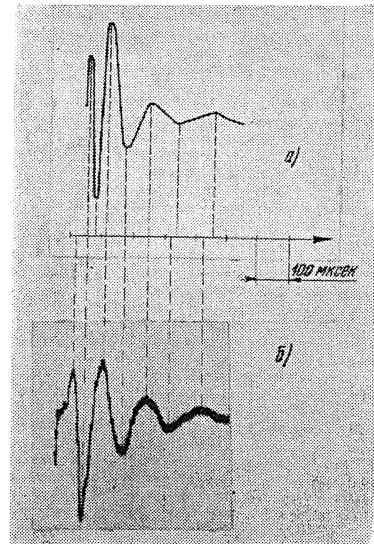


Рис. 6.

Итак, в первой части настоящего обзора описаны методы расчета поля длинных радиоволн (1 ÷ 30 кгц) в волноводе „Земля—ионосфера“. Для получения физически правильного ответа необходимо задать зависимость коэффициента отражения от ионосферы для различных частот и углов падения с учетом реального изменения с высотой электронной концентрации N и числа соударений ν . Для плоского волновода и бесконечно проводящей земли эта задача наиболее последовательно, с доведением расчетов до численных результатов решена Альпертом [9]. В этой работе определены эффективные параметры N/ν для дневной модели в диапазоне частот 500 гц ÷ 30 кгц. Применение этой теории к ночным условиям связано лишь с вычислительными трудностями.

Для учета влияния сферичности Земли и ее проводимости требуется решить соответствующее уравнение полюсов. Однако исследование такого уравнения представляет большие трудности, и оно до сих пор еще не решено; попытки решить его [3,10] сводились в конце концов к исследованию плоского случая.

Как показано в разделах 3 и 4, для учета сферичности и проводимости Земли можно воспользоваться уже имеющимися решениями для плоского волновода с бесконечно проводящей нижней стенкой и определить соответствующие им поправки за счет проводимости и сфе-

ричности. При этом достаточно определить лишь поправки первого порядка, так как поправки более высоких порядков быстро убывают.

Проведенный в [17] синтез форм атмосфериков, т. е. расчет ожидаемых форм сигналов по известным свойствам среды и источника и сравнение полученных форм с экспериментом подтвердили правильность теории и расчетов, используемых в [9].

Большой интерес представляет дальнейшее развитие теории в сторону более низких частот (ниже 1 *кГц*). Из экспериментальных данных по анализу атмосфериков [19,20] известно, что именно в этой области частот теория перестает правильно описывать эксперимент. Одной из возможных причин такого расхождения является несоответствие выбранной модели ионосферы реальным условиям распространения в этом диапазоне частот. В частности, было бы целесообразно наряду с моделью ионосферы в виде переходного слоя Эпштейна рассмотреть модель в виде симметричного слоя либо одну из более сложных моделей Равера [21]. Тогда, проводя решение уравнения полюсов (4) путем, аналогичным описанному в разделе 2, можно получить значения S_n , зависящие еще от одного параметра — эффективной толщины ионосферы. Из физических соображений ясно, что слой конечной толщины даст меньшие коэффициенты отражения и большие коэффициенты затухания нормальных волн. Этот результат для модели ионосферы вида

$$\omega_2(z) = \begin{cases} 0 & z < h \\ \bar{\omega}_2 & z = h \\ \bar{\omega}_2 e^{-(2z/H)} & z > h \end{cases}, \quad (21)$$

где $\omega_2(z)$ — плазменная частота, получил Вейт [10]. Подобная модель

ионосферы, хотя и не описывает правильно ее свойства, все же позволяет учесть эффект уменьшения отражения волн очень низкой частоты. На рис. 7 приведены соответствующие графики из статьи [10], показывающие, как увеличивается затухание нулевой нормальной волны для различных частот по мере уменьшения толщины слоя H . Этот эффект особенно заметен на частотах ниже 1 *кГц* и резко растет с убыванием f .

Физический смысл этого явления заключается в том, что часть энергии просачивается сквозь ионосферу, что вызывает кажущееся увеличение затухания нормальных волн. Однако у Вейта взяты только „тонкие“

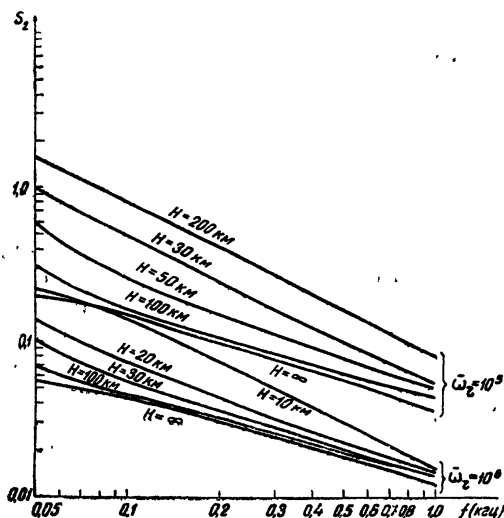


Рис. 7. Кривые зависимости S_2 от частоты f для различной толщины слоя H [10].

слой $d_{эфф} \leq 100$ км. В действительности ионосфера простирается на гораздо большие высоты [22]. При этом действительная и мнимая части волнового числа по-разному изменяются с высотой. Поэтому надо найти коэффициенты отражения для более „толстой“ ионосферы и учитывать при этом реальную форму ее нижнего края. Такое обобщение позво-

лило бы получить формулы, пригодные в диапазоне 200—1000 *гц*. Разумеется, коэффициенты отражения следует определять с учетом сферичности Земли и ионосферы.

Переход к еще более низким частотам связан с необходимостью учета влияния магнитного поля Земли, так как гиромангнитная частота ионов в ионосфере близка к 50 *гц*. Такое обобщение задачи потребует отыскания новых методов решения.

ЧАСТЬ II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЛИННЫХ И СВЕРХДЛИННЫХ РАДИОВОЛН

6. Результаты исследований поля длинных радиоволн

Известен ряд экспериментальных работ по исследованию распространения длинных и сверхдлинных радиоволн, в которых измерялась их амплитуда и фаза в зависимости от расстояния и времени суток. Рассмотрим здесь кратко результаты, полученные за последние 5—10 лет.

В статьях [23,24] приводятся результаты непрерывных измерений на самолете амплитуды поля на частоте 16 *кГц* при удалении от источника на 800 и 3640 *км*, а также на частотах 16,6 и 18,6 *кГц* [25] на расстояниях *r* до 3000 и 6000 *км* (рис. 8). Полученные в этих исследованиях данные показывают, что поле имеет ожидаемый интерференционный характер, причем с увеличением расстояния интерференция ослабевает.

Сравнение этих результатов с теоретическими расчетами (кривые 1 и 2 на рис. 8 для $f=16$ *кГц* рассчитаны по данным [9] для $N/\nu=10^{-5}$ и $9 \cdot 10^{-7}$ соответственно) показывает, что, хотя экстремальные точки экспериментальных и теоретических кривых смещены относительно друг друга, в целом кривые очень близки, особенно при $N/\nu=10^{-5}$.

Аналогичное сопоставление полученных в [26] экспериментальных данных с теоретическими расчетами проведено в статье [26]. Наилучшее совпадение кривых наблюдается при $N/\nu \sim 6 \cdot 10^{-5}$; тем самым, из обработки экспериментальных кривых амплитуды поля в зависимости от расстояния определяется эффективное значение проводимости ионосферы, имевшей место в условиях опыта.

Однако наибольший интерес представляют измерения фазы поля, более чувствительной к вариациям параметра N/ν . Прямые измерения зависимости фазы $\varphi = \omega r / c(\omega, r)$ от расстояния *r* связаны с техническими трудностями. В литературе нет сообщений об экспериментах такого рода. До сих пор проводились измерения временных вариаций фазы $\varphi(t)$ на фиксированном расстоянии от источника. В работах [27,29] сообщается об измерениях суточных колебаний фазы на частоте 16 *кГц* в стационарных пунктах, удаленных на расстояниях 5200 *км* и

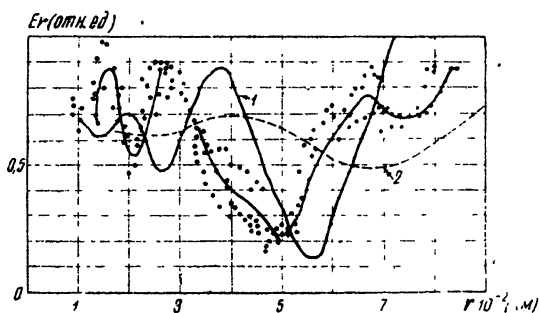


Рис. 8. Сравнение результатов измерений амплитуды поля в Англии (точки) на частоте $f=16$ *кГц* с результатами расчетов:

$$1-f=16 \text{ кГц}, N/\nu=10^{-5}; 2-f=16 \text{ кГц}, N/\nu=9 \cdot 10^{-7}.$$

18700 км от радиостанции GBR (Англия). Метод измерений фазы состоял в следующем. Передающая станция излучала сигналы несущей частоты, фаза которых стабилизировалась при помощи специального генератора. В месте приема имелся аналогичный генератор, и фаза его колебаний на выходе сравнивалась с фазой принимаемых колебаний. Разность фаз этих колебаний как функция времени зависит от свойств трассы и от взаимного изменения частот контрольных генераторов. Изменения фазы за 1 час, 2 часа и т. д. характеризуют ее стабильность. Она выражается в град. мин⁻¹ или в град. час⁻¹. Удобно выражать стабильность фазы в относительных единицах изменения частоты и в единицах изменения времени распространения, которые связаны между собой соотношениями:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \varphi}{360^\circ f t}; \quad \Delta \varphi = 360^\circ \frac{\Delta \tau}{T}; \quad \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \tau}{t}, \quad (22)$$

где $\Delta \varphi$ —разность фаз принимаемого сигнала и контрольного генератора, f , T —частота и период колебаний принимаемого сигнала, t —длительность времени наблюдения, $\Delta \tau$ —изменение времени распространения сигнала.

В описываемых опытах, естественно, точность измерений существенно зависела от стабильности частоты контрольных генераторов. Согласно [27], для обеспечения достаточной точности фазовых измерений необходимо иметь кварцевые генераторы, относительное изменение частоты которых не превышало 10^{-10} за сутки. Суточные вариации времени распространения, полученные в этих измерениях на расстоянии 5200 км и частоте 16 кГц, приведены на рис. 9.

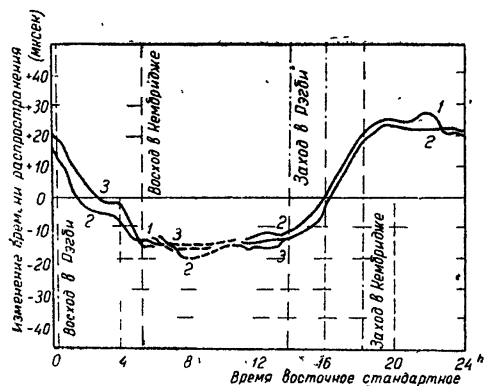


Рис. 9. Суточные вариации времени распространения сигнала GBR (сентябрь, 1954).

Изменения фазы сигнала на $\pm 26,5^\circ$. Отсюда следует, что отклонение отдельных фазовых кривых от их среднего хода на $\pm 28,8^\circ$ можно объяснить изменением $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ от дня ко дню примерно в 10 раз. При переходе от ночи к дню быстрое изменение фазы, по-видимому, обусловлено, главным образом, изменением высоты h . Расчет этого скачка сложен, так как для ночи даже при $r = 5200$ км нужно учитывать большее число нормальных волн (около 7 [9]).

Аналогичные исследования стабильности частоты описаны в работе [29]. Наблюдения велись в Новой Зеландии на расстоянии 18700 км от GBR. Суточная кривая вариации частоты сигнала показывает, что между 09 и 17, 21 и 06 часами мирового времени частота сигнала оставалась постоянной с точностью до $4 \cdot 10^{-9}$, а около 19.00 и 17.30

Из рисунка видно, что во время захода и восхода Солнца наблюдается быстрое изменение времени распространения, равное 34 ± 1 мксек, и соответственно изменение разности фаз ($196^\circ \pm 6^\circ$). Флюктуации времени распространения относительно среднего хода кривой днем составляют 0,3 мксек (или 2° в 5 мин для значения фазы). Отдельные дневные кривые $\Delta \tau(t)$ отклоняются от среднего хода на ± 5 мксек (т. е. на $\pm 28,8^\circ$). Согласно расчетам, для нулевой нормальной волны [9] на 16 кГц днем изменение N/ν от 10^{-5} до 10^{-6} вызывает

часов наблюдались заметные изменения порядка $2 \cdot 10^{-8}$. Авторы отмечают, что относительная стабильность частоты контрольного генератора в этих опытах была низкая (порядка $(3 \div 4) \cdot 10^{-9}$). Исследования влияния магнитной активности, внезапных ионосферных возмущений и солнечных вспышек на стабильность частоты показывают, что ночью магнитная активность вызывает относительные флюктуации частоты порядка $2 \cdot 10^{-8}$ в мин [28,31]. Днем этот эффект выражен более слабо. Во время внезапных ионосферных возмущений на расстоянии 5200 км флюктуации частоты возрастали до $8 \cdot 10^{-8}$ в мин. Солнечная вспышка 23 февраля 1956 г. вызвала нестабильность частоты в $6 \cdot 10^{-8}$ на расстоянии 5200 км и в $2,85 \cdot 10^{-7}$ на расстоянии 18700 км [30].

7. Результаты косвенных исследований

Трудности, связанные с проведением прямых измерений амплитуды и фазы длинных и сверхдлинных радиоволн, обусловили большой интерес к изучению свойств распространения электромагнитных волн низкой частоты при помощи так называемых „атмосфериков“, порожденных молниевыми сигналами. Сведения о законах распространения спектра этих волн и свойствах ионосферы могут быть получены из анализа изменения амплитудной и фазовой характеристик атмосфериков при их распространении в пространстве между Землей и ионосферой. Изучение амплитудных характеристик атмосфериков производится обычно методом настроенных приемников. Фазовые же характеристики исследуются методом гармонического анализа единичных сигналов.

Соответствующий анализ амплитудных и фазовых характеристик атмосфериков, естественно, требует знания аналогичных характеристик самого источника—молниевое разряда.

а) *Свойства молниевое разряда.* Атмосферики, наблюдаемые на расстояниях 1000 ÷ 3000 км, обусловлены, в основном, главным или обратным ударом молнии*, энергия излучения которого составляет максимум энергии, излученной всеми стадиями разряда. Поэтому представляет интерес, прежде всего, изучение свойств этой стадии разряда. При этом возможны два подхода; один из них состоит в записи тока обратного удара при прямом попадании в стальной высоко поднятый трос и последующем расчете электрического поля, а другой—в записи самого поля в нескольких км от разряда. В литературе отражены оба направления. Так, в [36,38,41,61] приведены результаты измерения тока обратного удара при прямом попадании в стальной трос. Предварительные осциллограммы [61] показали, что ток изменяется по аперидическому закону с передним фронтом от 1,5 до 10 мксек и длительностью от 23 до 45 мксек.

Более поздние и полные измерения [36,38,41] позволили вывести эмпирическую формулу для тока следующего вида:

$$J = J_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}), \quad (23)$$

где $J_0 = 20$ ка, $\alpha = 4,4 \cdot 10^4$ сек⁻¹, $\beta = 4,6 \cdot 10^5$ сек⁻¹. Через время $1/\beta$ ток достигает максимальной величины, а через $1/\alpha$ спадает до половинного значения.

Результаты косвенных измерений тока обратного удара путем записи магнитного поля вблизи разряда [50,56] показали, что ток можно аппроксимировать также разностью экспонент, но с несколько отличными значениями α и β : ($\alpha = 7 \cdot 10^3$ сек⁻¹; $\beta = 4 \cdot 10^4$ сек⁻¹). Средняя длительность тока 50 ÷ 200 мксек.

* Подробнее о механизме молниевое разряда см. [32-60].

Далее, для проверки правильности формулы (23) ряд авторов [36,41,43,62,65] рассчитывали формы сигналов на расстояниях до 100 км как поле элементарного диполя и сравнивали их с наблюдаемыми на опыте. Так, Моррисон [62] показал (см. рис. 10), что наблюдаемые осциллограммы ближних атмосфериков как с качественной стороны, так и в количе-

ственном отношении хорошо совпадают с рассчитанными для значений α и β , приведенных в [50,56]. Это позволило сделать вывод, что чаще всего реализуются разряды с формой тока, описанной в [50,56], хотя наблюдаются и более сложные разряды с α и β , меняющимися в довольно широких пределах: $\sigma = (0,5 \div 1)10^3$; $\beta = (0,5 \div 2)10^4$ [108,66].

Эмпирические формулы тока необходимы при расчетах форм далеких атмосфериков, а также амплитудных и фазовых характеристик источника. При этом поле излучения пропорционально d^2M/dt^2 (M —электрический момент) и спектр его определяется выражением

$$|Q(\omega, 0)| = \frac{(\beta - \alpha)\omega}{\sqrt{(\omega^2 + \alpha^2)(\omega^2 + \beta^2)}}, \quad (24)$$

максимум которого зависит от значений α и β . Таким путем рассчитывался спектр источника при анализе далеких атмосфериков в работах [43,64,84].

В работе [108] характеристики источника при анализе атмосфериков были определены по записям электрического поля молнии на близких расстояниях. Так как электрическое поле $E(t)$ на расстояниях в несколько км изменяется также по аperiodическому закону с длительностью от 200 мксек до $1 \div 2$ мксек [58,62,66], его также можно аппроксимировать разностью экспонент. Тогда амплитудный спектр поля (24) менее чув-

ствителен к изменениям α и β .

Последнее свойство спектра позволило выбрать стандартное поле $E(t)$ источника атмосфериков со средними значениями α и β : $\alpha = 10^8 \text{ сек}^{-1}$; $\beta = 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Через время $1/\alpha$ амплитуда поля уменьшится в 10 раз. Амплитудная и фазовая характеристики такого источника приведены в [108].

По-видимому, последний подход является более разумным, так как результаты теоретических расчетов формы атмосфериков [18] и экспериментальные исследования принятых спектров [108] показали, что при распространении атмосфериков влияние источника мало по сравнению со средой.

б) Анализ спектра атмосфериков методом настроенных приемников. При одновременной регистрации единичного атмосферика с помощью нескольких узкополосных настроенных приемников можно получить спектр амплитуд сигнала. Этот метод с учетом спектра источника наиболее просто определяет частотную характеристику сре-

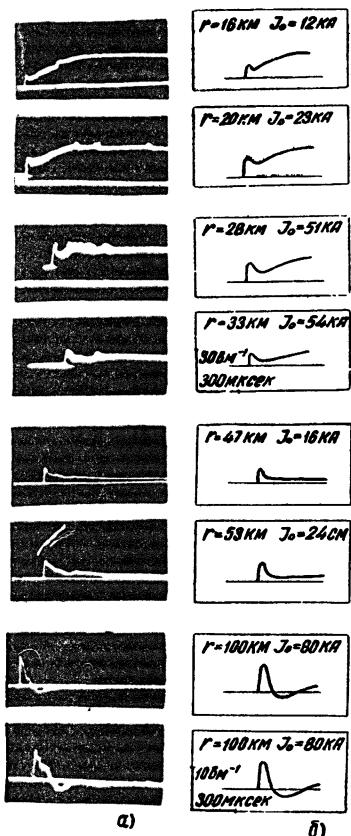


Рис. 10 Экспериментальные и расчетные осциллограммы молниевых сигналов.

ды. Видоизменением указанного метода является запись суммарной энергии поля на фиксированных частотах. Записывая спектр единичных атмосфериков одновременно на четырех узкополосных приемниках, настроенных на разные частоты от 2 до 10 кгц, и широкополосном усилителе (полоса пропускания $800 \text{ гц} \div 50 \text{ кгц}$), Бауэ [67] получил, что днем амплитуды поля на частотах 3,5 и 4,25 кгц затухают с увеличением расстояния значительно быстрее, чем на частоте 7,5 кгц. Затухание поля на расстояниях 500, 1000 и 2000 км максимально на частоте 2,25 кгц и минимально на частоте 10 кгц.

Чтобы исключить влияние источника на принимаемый спектр атмосферика, Бауэ записывал синхронно спектр сигналов в двух пунктах, разнесенных на расстояние в 550 км друг от друга, на частотах 0,6, 3,5, 5 и 7,5 кгц [68]. Сравнивая коэффициенты затухания на различных частотах, Бауэ обнаружил, что на частотах, меньших 10 кгц, затухание увеличивается (вопреки закону Остина—Коэна) и что амплитуда волны на частоте 0,6 кгц меньше затухает, чем на 3,5 кгц. Ночью затухание мало на всех частотах.

Более подробные данные об изменении спектра атмосфериков с расстоянием и со временем суток приводятся в работах Чепмена, Метьюза и Макарио [69,70]. Указанные авторы записывали спектр атмосфериков в диапазоне от 40 гц до 16 кгц, приходящих с расстояний $r \sim 250 \div 2000 \text{ км}$. Результаты наблюдений подтверждают данные Бауэ и, кроме того, показывают, что частотный спектр имеет 2 максимума в диапазоне $0,5 \div 1 \text{ кгц}$, $6 \div 8 \text{ кгц}$ и минимум на частоте порядка 2 кгц (см. на рис. 11 кривую (а)). С увеличением расстояния первый максимум смещается в область более низких, а второй—более высоких частот. На рис. 11 для сравнения приведены также результаты теоретических расчетов поля для разумно выбранных параметров ионосферы, выполненных Альпертом [9] (кривая (б)). Из рисунка видно, что результаты экспериментальных работ и теоретических расчетов хорошо согласуются между собой. Так как модуль спектральной плотности источника при расчетах был выбран пропорциональным $1/\sqrt{m^2 + \omega^2}$ (m —некоторая константа), такой характер спектра на больших расстояниях может быть обусловлен только свойствами трассы. Далее, было установлено, что при распространении на 1000 км затухание на частоте 2 кгц на 10 дб больше, чем на частоте 10 кгц. Как и ожидалось из ранних работ, затухание больше днем, чем ночью, и это особенно заметно в области 2 кгц.

Таким образом, анализ атмосфериков методом настроенных приемников позволяет наиболее просто получить характеристику распространения молниевых сигналов в волноводе „Земля—ионосфера“ и показывает, что при распространении сверхдлинных радиоволн на расстояние порядка 1000 км наблюдается селективное поглощение на частоте 2 кгц при относительно высоком уровне сигналов вблизи 10 и 100 кгц.

Аналогичные результаты дают исследования суммарного уровня атмосфериков методом настроенных приемников. Гарднер [16] и позже

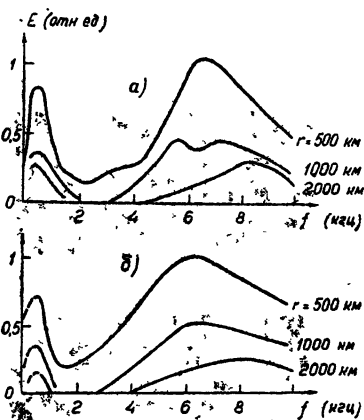


Рис. 11. Изменение зависимости амплитуды поля атмосфериков $E(f)$ с расстоянием от источника r :
а — экспериментальные данные,
б — результаты расчетов.

Уатт и Макевелл [71], анализируя кривые распределения суммарного уровня помех для различных частот в диапазоне $1 \div 100$ кгц, получили, что спектр огибающей атмосферных помех имеет характерный минимум вблизи 3 кгц и максимум вблизи 10 кгц. Ночью уровень помех на 10 кгц выше, чем днем. Таким образом, Уатт и Максвелл получили тот же самый закон распространения, что и авторы работ [68-70].

в) *Гармонический анализ форм атмосфериков.* Другой метод изучения атмосфериков заключается в записи формы единичного сигнала широкополосным приемником и в изучении вариаций полученного спектра при изменении расстояния до источника и параметров ионосферы. Изучение амплитудных и фазовых характеристик атмосфериков позволяет получить данные о функции ослабления, о фазовых скоростях отдельных спектральных компонент этих сигналов, а также о проводимости нижнего слоя ионосферы. В случае, когда принимаются сигналы „отраженного“ типа, можно также определять эффективные высоты отражения от ионосферы.

Исследование форм атмосфериков $E(t)$ для различных целей (геофизики, метеорологии и распространения сверхдлинных волн) ведется очень давно (см., например, [72,73]). В работах [63,74-81,108] подробно описан метод записи единичных атмосфериков и синхронная регистрация расстояния до источника при помощи сети пеленгаторов. Существовало, чтобы экспериментальная установка без искажения воспроизводила форму единичного сигнала в довольно широком диапазоне частот (20 гц \div 50 кгц). Наблюдения показали, что, во-первых, на расстояниях $\sim 250 \div 5000$ км формы сигналов очень разнообразны. Среди них есть нерегулярные высокочастотные вариации и регулярные пиковые колебания, аperiodические, длинные цепочки импульсов, квазисинусоидальные колебания и т. д. (рис. 12). Во-вторых, с увеличением расстояния до источника отдельные высокочастотные и пиковые формы сглаживаются и переходят в более гладкие квазисинусоидальные.

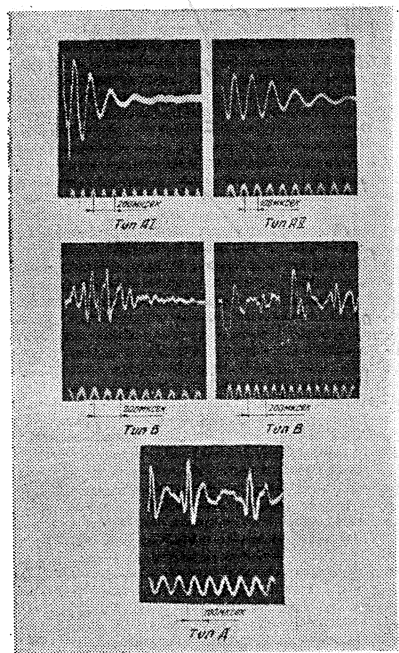


Рис. 12. Осциллограммы различных типов атмосфериков.

Более подробно классификация отдельных форм и их трансформация с расстоянием описаны в целом ряде работ [63,75,77,82,108]. Было установлено, что квазисинусоидальный тип с первым или третьим максимальным пиком, названный в [108] типом А, наблюдается наиболее часто и составляет $70 \div 75\%$ от всех дневных и ночных форм [75,108]. Тип А наблюдается в дневное время, начиная с расстояний от 1000 до 3000 км, а ночью — с больших расстояний. Длительность таких форм изменяется от 100 до 3000 мксек, с наиболее вероятной величиной 600 мксек. Преобладающие частоты в спектре заключены в диапазоне $5 \div 6$ кгц на $r = 500 \div 800$ км, $6 \div 7$ кгц на $r = 1000 \div 1350$ км [108], $7 \div 11$ кгц на $r = 3000$ км и $7,5 \div 12$ кгц на r до 5000 км [73]. Согласно [83], максимум

в спектре смещается с 5 кгц до 10 кгц при увеличении расстояния от 1200 до 3500 км.

Таким образом, с увеличением расстояния от 500 до 5000 км максимум энергии в спектре принимаемых атмосфериков перемещается в сторону более высоких частот, и намечается второй максимум в районе $0,5 \div 1$ кгц. Как и следовало ожидать, спектральный анализ отдельных волновых форм подтвердил результаты исследований Чепмена и Метьюза [69]. Однако в работе [84] автор выделяет формы, в спектре которых максимум энергии приходится на частоты $2 \div 3$ кгц, и пытается объяснить этот факт явлениями в источнике.

Учитывая спектр стандартного источника, можно по данным гармонического анализа отдельных форм получить характеристики распространения $A(\omega, r)/A_0(\omega, 0)$ (см. (27)). Такие кривые приведены в [108]. Проводя последовательно анализ фазовых характеристик принятых форм с учетом характеристик стандартного источника и среды, в работе [19] впервые удалось получить значения средней фазовой скорости в диапазоне $3 \div 20$ кгц следующим методом. Пусть в некоторой точке излучается сигнал $E(t, 0)$, так что

$$E(t, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(\omega, 0) e^{i\varphi_0(\omega, 0)} e^{i\omega t} d\omega, \quad (25)$$

где $A_0(\omega, 0) e^{i\varphi_0(\omega, 0)}$ — его спектр, а A_0 и φ_0 — действительные функции частоты, определяющие соответственно амплитудную и фазовую его характеристики. Далее, пусть в точке r принимается сигнал

$$E(t, r) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega, r) e^{i\varphi(\omega, r)} e^{i\omega t} d\omega, \quad (26)$$

где A и φ — его амплитудная и фазовая характеристики, отличие которых от A_0, φ_0 определяется функцией распространения $B(\omega, r) e^{-i\Phi(\omega, r)}$, описывающей свойства трассы. Последняя определяется соотношением

$$B(\omega, r) e^{-i\Phi(\omega, r)} = \frac{A(\omega, r)}{A_0(\omega, 0)} e^{i[\varphi(\omega, r) - \varphi_0(\omega, 0)]}. \quad (27)$$

Если теперь использовать известное соотношение, связывающее $\Phi(\omega, r)$ с дифференциальной и средней фазовой скоростью $v(\omega, r)$ и $\bar{v}(\omega, r)$:

$$\Phi(\omega, r) = \omega \int_0^r \frac{dr}{v(\omega, r)} = \frac{\omega r}{\bar{v}(\omega, r)}, \quad (28)$$

то, полагая

$$\Phi(\omega, r) = \omega r/c + \psi(\omega, r),$$

получаем

$$\varphi(\omega, r) - \varphi_0(\omega, 0) = -\psi(\omega, r) - \omega c/r; \quad (29)$$

$$\bar{v}(\omega, r) = c \left[1 - \frac{\varphi(\omega, r) - \varphi_0(\omega, 0)}{\omega} \frac{c}{r} \right]^{-1}. \quad (30)$$

Таким образом, с помощью (29) и (30) можно находить среднюю фазовую скорость \bar{v} .

Как показано в [20], скорость \bar{v} изменяется нерегулярным образом в окрестности величины c . С увеличением расстояния и частоты глубина колебаний \bar{v} уменьшается. В общем, \bar{v} отклоняется от c на $1 \div 3\%$.

Среднее же из всех значений \bar{v} отличается от c примерно на 0,5%. Полученные значения \bar{v} [9,19] сопоставлялись с рассчитанными теоретически для эффективных параметров и показали хорошее совпадение для частот $f > 3 \div 4$ кгц. Так как на больших расстояниях основную роль играет нулевая нормальная волна, то, определив из фазовой характеристики значение S_{01} по формуле

$$1 + \frac{\psi}{\omega} \frac{c}{r} = S_{01},$$

можно по полученным S_{01} найти $N/v_{эфф}$, т. е. эффективные параметры нижней ионосферы. Результаты этой работы изложены в [19] и приведены на рис. 13.

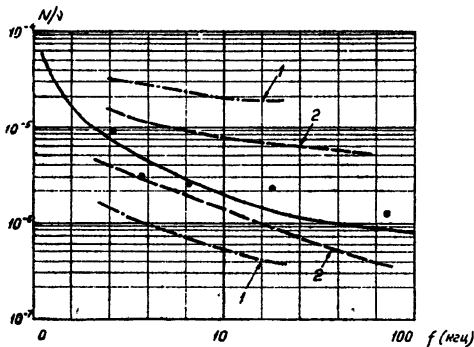


Рис. 13. Зависимость N/v от частоты f . точки — экспериментальные, наиболее вероятные значения N/v ; кривая 1 — граница распределения N/v на уровне 0,5; кривая 2 — граница распределения N/v на уровне 0,8; сплошная кривая — зависимость N/v от f , выбранная при теоретических расчетах.

Анализ форм атмосфериков позволяет также определить эффективные высоты отражающих слоев ионосферы. Для этой цели наиболее пригодными являются волновые формы, представляющие длинные цепочки эквидистантных импульсов, которые наблюдаются чаще всего ночью с расстояний до 3000 км и составляют $3 \div 5\%$ от всех наблюдаемых форм (тип D по классификации [108]): Предполагается, что такие цепочки импульсов образуются в результате многократного отражения первичного атмосферика от Земли и ионосферы с высокой проводимостью и постоянной высотой h . По имеющимся в литературе данным [85–98] ночью высота отражения составляет $80 \div 90$ км (слой E), что совпадает с результатами вертикального зондирования ионосферы [99], а днем 65 км.

2) *Исследование „хвоста“ атмосфериков.* Было замечено [74], что у некоторых атмосфериков за высокочастотной его частью (максимум энергии в полосе $5 \div 30$ кгц) с различным интервалом времени следует сигнал очень низкой частоты (ниже 1 кгц), который состоит из одного или двух квазиполупериодов синусоидальной формы. В литературе такой сигнал называют „хвостом“ атмосферика. Формы атмосфериков с „хвостом“, принятых широкополосным приемником, показаны на рис. 14, где видны ясно выраженные квазиполупериоды.

Статистическая обработка результатов наблюдений показывает [72,100,101], что число атмосфериков, имеющих „хвосты“, днем составляет 10% от всех наблюдаемых форм, вечером 20% и ночью 90%. Длительность „хвостов“ ночью составляет $100 \div 200$ мсек, днем $5 \div 10$ мсек.

Диапазон принимаемых амплитуд очень широкий. Эплтон, Ватсон-Ватт и Херд [72] летом измеряли выбросы амплитуд до нескольких $v.m^{-1}$, а зимой порядка $0,1 v.m^{-1}$. Хепбурн [101] измерял амплитуды от $20 мв.m^{-1}$ до $500 мв.m^{-1}$. Во всех случаях нижний предел измерений ограничивался помехами силовых установок.

Хепбурн исследовал зависимость времени „задержки“ t и квазипериода τ „хвоста“ от расстояния и получил следующие соотношения:

$$\begin{aligned} t &= (0,33 r - 370) \text{ мксек (день);} \\ t &= (0,17 r - 140) \text{ мксек (ночь);} \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned}\tau/4 &= (0,24 r + 580) \text{ мксек (день);} \\ \tau/4 &= (0,08 r + 510) \text{ мксек (ночь).}\end{aligned}\tag{32}$$

Однако Кимпара [75], наблюдая атмосферерики такого же типа, не получил подобной зависимости t и τ от r и поставил под сомнение формулы (31) и (32).

Авторы работ [100,102], используя волноводную теорию Хальса [103] о распространении низкочастотных компонент сигнала в видоизмененном волноводе, пытались извлечь из анализа экспериментальных данных „о хвостах“ сведения о параметрах нижнего слоя ионосферы. Так, для слоя D они получили проводимость $\sigma_D = 1,9 \cdot 10^3$ и 10^4 ед. CGSE соответственно, а для слоя E $\sigma_E = 4,2 \cdot 10^3$ и $5 \cdot 10^4$ ед. CGSE, которые соответствуют значениям $(N/\nu)_{эффD}$, равным $7 \cdot 10^{-6}$ и $4 \cdot 10^{-5}$, и значениям $(N/\nu)_{эффE}$, равным $2 \cdot 10^{-5}$ и $2 \cdot 10^{-4}$. Эффективные параметры для дневного отражающего слоя по порядку величины совпадают с данными работы [19], но значения $(N/\nu)_{эффE}$ значительно ниже приводимых в литературе величин. Это, по-видимому, объясняется тем, что при определении проводимости по низкочастотным компонентам атмосфериков авторы работ [100–103] рассматривали плоскую модель ионосферы, которая не пригодна при решении задачи о распространении этих частот.

Спектральный состав низкочастотных компонент атмосфериков был получен только путем анализа суммарного уровня атмосфериков с помощью настроенных приемников. Первая экспериментальная работа проведена Виллисом [101]. В диапазоне $5 \div +1000$ гц он получил экспоненциально убывающий с частотой спектр.

Однако позже выяснилось, что этот результат неправильный. Записывая уровень атмосферных помех на перестраивающихся приемниках в диапазоне $10 \div 900$ гц, Эйронс [105] установил, что спектр имеет максимум на частоте 96 гц. Этот результат подтвердили и другие авторы [106]. Суточные вариации на 96 гц показывают, что ночью сохраняется относительно высоким гладкий уровень сигнала. Часть спектра в диапазоне $40 \div 200$ гц подвержена малым вариациям в течение суток и имеет почти постоянный высокий уровень, указывающий на хорошие условия распространения и днем, и ночью.

Особое место в исследованиях распространения сверхнизких частот занимает работа Шумана и Кёнига [107]. Приемником с полосой $1 \div 25$ гц записывались квазисинусоидальные волновые формы с частотой в 9 гц. Авторы высказывают предположение о связи этой частоты с первой резонансной частотой шарового эндовибратора „Земля — ионосфера“, возбуждаемого молниевыми разрядами.

Анализ указанных выше работ показывает, что экспериментальных данных еще недостаточно, чтобы делать выводы об особенностях распространения электромагнитных волн сверхнизкой частоты (ниже $1 \div 3$ кгц).

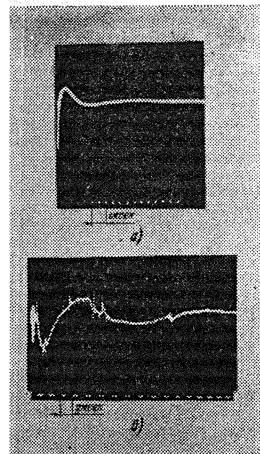


Рис. 14. Типичные формы „хвоста“ атмосферика:

- а) — импульс I типа;
б) — импульс II типа.

Экспериментальное изучение распространения длинных и сверхдлинных радиоволн подтвердило основные положения волноводной теории распространения.

Прямые измерения напряженности поля при удалении от передатчика на 3000 км свидетельствуют о том, что поле имеет интерференционный характер примерно до расстояний $1000 \div 2000$ км, обусловленный большим количеством нормальных волн, участвующих в распространении. С увеличением расстояния часть волн затухает и амплитуда поля убывает экспоненциально, сохраняя относительно высокий уровень.

Прямые измерения стабильности частоты сигнала GBR показали, что днем на расстоянии 5000 км наблюдается высокая стабильность, равная $1 \cdot 10^{-9}$ в течение нескольких минут и $1 \cdot 10^{-10}$ за один-два дня; в антиподе стабильность порядка 10^{-9} за час.

Анализ форм атмосфериков показал, что среда, т. е. волновод, образованный землей и ионосферой с конечной проводимостью, обладает селективными свойствами. На частотах $7 \div 15$ кгц и $100 \div 200$ гц происходит передача энергии с минимальным затуханием, а на частотах $2 \div 3$ кгц — с максимальным поглощением.

Измеренная впервые косвенным путем фазовая скорость в диапазоне $1 \div 20$ кгц как функция частоты и расстояния нерегулярным образом изменяется относительно скорости света c . На частотах $10 \div 20$ кгц средняя фазовая скорость \bar{v} практически не изменяется с частотой и отличается от c на десятые доли процента. С уменьшением частоты \bar{v} становится заметно больше c , отличаясь на 10% на частоте 2 кгц. С увеличением расстояния от 1000 до 3000 км отклонения от c заметно уменьшаются и составляют десятые доли процента.

На больших расстояниях, где главную роль при распространении играет нулевая нормальная волна, были определены эффективные параметры нижней части ионосферы. Полученные наиболее вероятные значения $(N/v)_{\text{эфф}}$ хорошо согласуются с теорией вплоть до частот $3 \div 4$ кгц. Ниже 3 кгц экспериментальные данные сильно расходятся с теорией.

Таким образом, прямые и косвенные исследования показали, что распространение сверхдлинных радиоволн на расстояния порядка $3000 \div 5000$ км довольно устойчиво днем и несколько менее устойчиво ночью.

Свойства распространения радиоволн частоты ниже 1 кгц еще недостаточно изучены как теоретически, так и экспериментально.

Проведенные исследования влияния направления магнитного поля Земли на распространение волн в диапазоне $12,8 \div 23,8$ кгц (109) показали, что сигналы в направлении с запада на восток распространяются с меньшим затуханием, чем с востока на запад. Этот эффект особенно заметен на частотах ниже 16 кгц и с увеличением частоты уменьшается. Пока нет возможности сравнить результаты (109) с теорией, так как, во-первых, еще не решена задача о влиянии магнитного поля Земли и его ориентации на распространение сверхдлинных радиоволн и, во-вторых, в полученных результатах трудно отделить эффект направленности от сезонных эффектов и влияния различных проводимостей трассы. Поэтому необходимо дальше развивать такие измерения. Большой научный и практический интерес имеют также прямые измерения зависимости фазовой скорости от расстояния. В литературе пока нет сообщений об экспериментах такого рода.

В заключение авторы выражают благодарность Я. Л. Альперту за многочисленные замечания и ценные советы при написании статьи, а также Ю. Г. Ищук и Г. М. Сосновской за помощь при ее оформлении.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. N. Watson, The transmission of electric waves round the Earth, Proc. Roy. Soc., **95**, 546 (1919).
2. O. E. Rydbeck, On the propagation of radio waves, Trans. of Chalmers Univ. Göteborg, **34** (1944).
3. H. Bremmer, The mode expansion in the low frequency range for propagation through a curved stratified atmosphere, NBS Report, 5518 (1957).
4. Weirich, Über die Ausbreitung Electromagnetischer Wellen zwischen parallele Ebene, Ann. Phys., **85**, 552 (1928).
5. П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей, М., 1947.
6. Л. М. Бреховских, Волны в слонстых средах, изд. АН СССР, М., 1957; Изв. АН СССР, сер. физ., **8**, 505 (1949); **13**, 515 (1949); **13**, 534 (1949).
7. H. Weyl, Ausbreitung electromagnetischer Wellen über ebenen Seiter, Ann. Phys., **60**, 481 (1919).
8. K. E. Budden, Propagation of a Radio-Atmospheric, Phil. Mag., **42**, 1 (1951).
9. Я. Л. Альперт, ДАН СССР, **97**, 629 (1954); О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью, изд. АН СССР, М., 1955; Расчеты поля длинных и сверхдлинных радиоволн над земной поверхностью в реальных условиях, Радиотехника и электроника, **1**, 281 (1956).
10. J. R. Wait, The attenuation vs frequency characteristics of VLF radio waves, Proc. IRE, **6**, 760, 769 (1957); Journ. Geoph. Res., **63**, 125 (1958).
11. P. Epstein, Reflection of waves in an inhomogeneous absorbing medium, Proc. Nat. Acad. Sc. Amer., **16**, 627 (1930).
12. K. E. Budden, The waveguide mode theory of the propagation of VLF radio waves, Proc. IRE, **45**, 772 (1957).
13. J. Gratsiatos, Über Poisson-Effect neben der Antipod, Ann. Phys., **86**, 1041 (1928).
14. K. Furutzu, Calculation of field intensity about the antipode of the transmitting station, Rep. Ionosph. Res. Japan, **4**, 159 (1951).
15. W. O. Schumann, Über die Strahlung länger Wellen des horizontalen Dipols in den Lufthohlraum zwischen Erde und Ionosphere, Zs. Phys., **6**, 225, 267, 345, 346 (1954).
16. F. Gardner, The use of atmospheric to study the propagation of very long radio waves, Phil. Mag., **41**, 1258 (1950).
17. Я. Л. Альперт, Д. С. Флигель, Синтез форм атмосфериков и эффективные параметры нижней части ионосферы на низких частотах, Радиотехника и электроника, **4**, 2 (1959); Д. С. Флигель, Синтез форм атмосфериков, Труды ИЗМИРАН (в печати).
18. J. K. Wait, The propagation on very low frequencies to great distances, NBS Report, 5513, September 3, 1957.
19. Я. Л. Альперт, С. В. Бородина, О скорости распространения электромагнитных волн звуковой частоты, ЖЭТФ, **33**, 1305 (1957); Исследования распространения длинных и сверхдлинных радиоволн методом анализа форм атмосфериков, Радиотехника и электроника, **4**, 2 (1959), С. В. Бородина, Анализ форм атмосфериков, Труды ИЗМИРАН (в печати).
20. Я. Л. Альперт, Молния и распространение волн звуковой частоты, УФН, **60**, 369 (1956).
21. K. Rawer, Electricische Wellen in einem geschichteten Medium, Ann. Phys., **35**, 385 (1939).
22. Я. Л. Альперт, Э. Ф. Чудесенко, Б. С. Шапиро, Результаты исследования внешней области ионосферы по наблюдениям за радиосигналами первого искусственного спутника Земли, Предварительные итоги научных исследований с помощью первых советских искусственных спутников Земли и ракет, изд. АН СССР, М., 40, 1958.
23. K. Weeks, The ground wave pattern on very low frequency radio waves, Proc. IEE, III **94**, 893 (1950).
24. K. E. Budden, The propagation of very low frequency radio waves to great distances, Phil. Mag., **44**, 504 (1953).
25. J. Z. Heritage, A study of signal-vs-distance data at V. L. F. VLF symposium, Boulder Colo, January, (1957).
26. J. R. Wait, The mode theory of VLF ionospheric propagation for finite ground conductivity, Proc. IRE, **45**, 760 (1957).
27. J. A. Pierce, The diurnal carrier-phase variation of a 16 kc/s transatlantic signal, Proc. IRE, **43**, 584 (1955).
28. J. A. Pierce, VLF phase shifts associated with the disturbance of Feb. 23 1956, J. Geoph. Res., **61**, 475 (1956).

29. A. H. Allan, D. D. Crombie, W. A. Penton, Frequency variations in New-Zealand of 16 kc/s transmissions from GBR, *Nature*, **177**, 178 (1956).
30. A. H. Allan, D. D. Crombie, W. A. Penton, Long-path V. L. F.—frequency variations associated with the solar flare of 23 February 1956, *J. Atm. Terr. Phys.*, **10**, 110 (1957).
31. J. A. Pierce, Intercontinental frequency comparison by very low frequency radio transmission, *Proc. IRE*, **45**, 794 (1957).
32. B. F. Schonland, D. B. Hodges, H. Collens, Comparison of the photographic and electrical studies of the discharge process, *Proc. Roy. Soc.*, **A 166**, 56 (1938).
33. D. J. Malan, H. Collens, Fine structure of the main stroke, *Proc. Roy. Soc.*, **A 162**, 175 (1937).
34. B. F. Schonland, The diameter of the lightning channel, *Phil. Mag.*, **23**, 503 (1937).
35. K. B. Eachron, Wave shapes of successive lightning current peaks, *Electrical world*, **113**, 56 (1940).
36. C. E. Bruce, R. H. Golde, The lightning discharge, *J. IEE*, **88**, 487 (1941); *Lightning, Research*, **2**, 12 (1949).
37. G. D. Cann, The measurement of lightning currents in direct strokes, *AIEE Trans.*, **63**, 1157 (1944).
38. R. H. Golde, Lightning currents and potentials on overhead transmission lines, *J. IEE*, **11**, 559 (1946).
39. L. R. Loeb, The mechanism of lightning discharge, *J. Fran. Inst.*, **246**, 120 (1948).
40. E. L. Harden, J. M. Clayton, Lightning phenomena, *Westinghouse Engineer*, **11**, 106 (1951).
41. R. H. Golde, Spherics and the lightning discharge, *Meteor. Mag.*, London, **79**, 277 (1950).
42. D. J. Malan, B. E. Schonland, The electrical processes in the intervals between the strokes of a lightning discharge, *Proc. Roy. Soc.*, **A206**, 145 (1951).
43. Meinhold, Heinz, The wave form of atmospherics, *Geoph., Pura e applicata*, **19**, 173 (1951).
44. F. L. Jone, Electrical discharges, *Rep. Progr. Phys.*, **16**, 216 (1953).
45. B. F. Schonland, The pilot streamer in lightning and the long spark, *Proc. Roy. Soc.*, **A220**, 25 (1953).
46. Komada Tetsuo, Some notes on the record of multiple strokes obtained with the atmospherics direction finder, *Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ.*, **1**, 90 (1953).
47. B. F. Schonland, The lightning discharge (Reprint from *Handbuch der Physik*, Ed by S. Flugge), Springer-verlag, Berlin (1956).
48. H. Isikawa, M. Takagi, On the fine structure of atmospherics near their origins, *Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ.*, **2**, 9 (1954); **3**, 29 (1955).
49. H. Norinder, Rapid variations in the magnetic field produced by lightning discharges, *Proc. Phys. Soc.*, **49**, 364 (1937).
50. H. Norinder, O. Dahle, Measurements by frame aerials of current variations in lightning discharges, *Arkiv Mat. Astr. Fysik*, **32A**, 15 (1945).
51. H. Norinder, Total duration of lightning strokes and occurrence of multiple strokes, *Tellus*, **2**, 24 (1950).
52. H. Norinder, On the nature of lightning discharges, *J. Frank. Inst.*, **218**, 717 (1934).
53. H. Norinder, Cathode ray oscillograph investigations on atmospherics, *Proc. IRE*, **24**, 287 (1936).
54. H. Norinder, O. Salka, The effect of geologic inequalities on the path of lightning as indicated by model experiments, *Tellus*, **1**, 1 (1949).
55. H. Norinder, Variations of the electric field in the vicinity of lightning discharges, *Ark. geofys.*, **1**, 543 (1952).
56. Х. Нориндер, Исследование грозových разрядов, Энергониздат, М.-Л., 1956.
57. H. Norinder, Some aspects and recent results of electromagnetic effects of thunderstorms, *J. Frank. Inst.*, **244**, 109, 167 (1947); *Terr. Mag. and Atm. El.*, **52** (1947).
58. H. Norinder, W. Stoffregen, The nature and variation of atmospherics caused by lightning discharges, *Arkiv Mat. Astr., Fysik*, **33**, 1 (1947).
59. H. Norinder, International Council of Scientific Unions, Joint Commission on Radio-Meteorology, **17** (1951).
60. H. Norinder, The waveform of the electric field in atmospherics recorded simultaneously by two distant stations, *Arkiv geofysik*, **Bd2**, **9**, 161 (1954).
61. И. С. Стекольников, Молния, изд. АН СССР, М., 1940.
62. R. B. Morrison, The variation with distance in the range 0-100 km of atmospheric wave-forms, *Phil. Mag.*, **44**, 980 (1953).
63. E. V. Appleton, F. W. Chapman, On the nature of atmospherics, *Proc. Roy. Soc.*, **A158**, 1 (1937).
64. K. Sao, Frequency spectrum of the daytime waveform of atmospherics radiated

- from the return streamer of a lightning flash, Proc. Res. Inst. Nagoya Univ., **3**, 43 (1956).
65. J. S. Barlow, G. W. Frey, J. B. Newman, Very low frequency noise power from the lightning discharge, Journ. Frank. Inst., **258**, 187 (1954).
 66. В. Е. Кашпровский, Некоторые свойства первичных электромагнитных возмущений, вызванных разрядами молний, Электросвязь, № 7 (1958).
 67. P. W. A. Bowe, The wave forms of atmospheric and the propagation of very low frequency radio waves, Phil. Mag., **42**, 121 (1951).
 68. P. W. A. Bowe, Radio-atmospherics received simultaneously at two places, Phil. Mag., **44**, 833 (1953).
 69. F. W. Chapman, W. D. Matthews, Audiofrequency spectrum of atmospheric, Nature, **172**, 495 (1953).
 70. F. W. Chapman, R. C. V. Macario, Propagation of audio-frequency radio waves to great distances, Nature, **177**, 930 (1956).
 71. A. D. Watt, B. L. Maxwell, Observations on some low frequency propagation paths in arctic areas, IRE Trans., AP-6, 308 (1958).
 72. E. V. Appleton, R. A. Watson-Watt, J. F. Herd, On the nature of atmospheric, Proc. Roy. Soc., **AIII**, 615, 654 (1926).
 73. R. A. Watson-Watt, E. V. Appleton, On the nature of atmospheric, Proc. Roy. Soc., **A103**, 84 (1923).
 74. R. A. Watson-Watt, J. F. Herd, F. E. Zutkin, On the nature of atmospheric, Proc. Roy. Soc., **162**, 267 (1937).
 75. A. Kimpura, The waveform of atmospheric in the daytime and night, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., **4**, 1 (1956).
 76. S. R. Khastgir, R. Roy, Study of the Waveforms of atmospheric, Phil. Mag., **4**, 1129 (1949).
 77. P. G. F. Caton, E. T. Pierce, The waveforms of atmospheric, Phil. Mag., **43**, 393 (1952).
 78. R. Rivault, Les atmosphériques, Onde electr., **35**, 593 (1955).
 79. C. Clarke, J. E. E. Grad, D. E. Mortimer, Automatic atmospheric-waveform recorder, Wireless Eng., **28**, 359 (1951).
 80. M. Takagi, H. Jsikawa, The waveform recorder of atmospheric radiated from short distance origin, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., **4**, 48 (1956).
 81. J. Tantry, Automatic atmospheric-waveform recorder, Indian J. Phys., **32**, 367 (1958).
 82. J. Chapman, E. T. Pierce, Relations between the Character of atmospheric and their place of origin, Proc. IRE, **45**, 804 (1957).
 83. T. Nakai, The frequency spectrum of atmospheric, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ., **3**, 54 (1956).
 84. J. Chapman, The waveforms of atmospheric and the propagation of very low frequency radio waves, J. Atm. Terr. Phys., **2**, 223 (1957).
 85. F. Horner, G. Clarke, Some Waveforms of atmospheric and their use in the location of thunderstorms, J. Atm. Terr. Phys., **7**, 1 (1955).
 86. F. Hepburn, E. T. Pierce, Atmospheric with long trains of pulses, Phil. Mag., **45**, 917 (1954).
 87. T. H. Laby, J. Mc. Neill, F. G. Nicholls, A. F. B. Nickson, Wave form, energy and reflexion by the ionosphere of atmospheric, Proc. Roy. Soc., **A 174**, 145 (1940).
 88. B. F. J. Schonland, J. S. Elder, D. B. Hodges, Wave forms of atmospheric at night, Proc. Roy. Soc., **A176**, 180 (1940).
 89. K. Sao, Echo type waveforms which appear to exhibit the effect of reflections from two layers in E region, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., **4**, 86 (1956).
 90. K. Sao, T. Malda, A special daytime waveform and the distance from its origin, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., **3**, 110 (1956).
 91. W. J. Kessler, W. F. Zetroner, Low frequency ionospheric soundings with atmospheric, Proc. IRE, **39**, 298 (1951).
 92. T. H. Laby, F. G. Nicholls, A. F. B. Nickson, Reflection of atmospheric at an ionized layer, Nature, **139**, 837 (1937).
 93. T. Nakai, The distance of the source and the height of reflection deduced from the waveforms of ionospheric reflection type, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., **4**, 20 (1956).
 94. E. T. Pierce, The radio location of thunderstorms, American Meteorological Society Bulletin, **33(6)**, 243, 246, 263 (1952).
 95. K. Sao, T. Nakai, Some results of the wave form of atmospheric, Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., **2**, 26 (1954).
 96. Schindelbauer, Schrader, Höringen, Calculation of the height of the lower layers of the ionosphere from the waveform of atmospheric, Zeitschr. Met., **5**, 277 (1951).
 97. B. F. J. Schonland, J. S. Elder, Reflection of atmospheric, Nature, **143**, 893 (1939).

98. T. W. Wormell, E. T. Pierce, *Atmospherics*, J. IEE, **95**, 331 (1948).
99. J. M. Watts, J. N. Brown, Some results of sweep-frequency investigation in the low frequency band, *J. Geophys. Res.*, **1**, 59 (1954).
100. L. Liebermann, Extremely low frequency electromagnetic waves, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1473, 1483 (1956).
101. F. Hepburn, *Atmospherics with very low frequency components below 1 kc/s*, *Atm. Terr. Phys.*, **10**, 266 (1957).
102. F. Hepburn, E. T. Pierce, *Atmospherics with very low frequency components*, *Phil. Mag.*, **45**, 917 (1954).
103. A. L. Hales, A possible mode of propagation of the „slow“ or tail component in atmospherics, *Proc. Roy. Soc.*, **A193**, 60 (1948).
104. H. Willis, Audio-frequency magnetic fluctuations, *Nature*, **161**, 887 (1948).
105. J. Aarons, Low frequency electromagnetic radiation in 10—900 c/s band, *J. Geoph. Res.*, **61**, 647 (1956).
106. Б. С. Эненштейн, Л. Е. Аронов, Экспериментальные исследования естественного электромагнитного поля Земли в спектре частот от 2 до 300 *гц*, *Изв АН СССР, сер. геофиз.*, № 162 (1957).
107. W. O. Schumann, H. Köning, Über die Beobachtung von „Atmospherics“ bei geringsten Frequenzen, *Naturwiss.*, **41**, 183 (1954).
108. С. В. Бородина, Исследование распространения длинных и сверхдлинных радиоволн методом анализа форм атмосфериков, *Труды НИЗМИР*, **13**, 3 (1957).
109. D. D. Crombie, Differences between the east—west and west—east propagation of VLF signals over long distances, *J. Atm. Terr. Phys.*, **12**, 110 (1958).

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
19 сентября 1959 г.

Примечание при корректуре к разделу 2. Для ряда вопросов большой интерес представляет расчет фазовых и групповых скоростей длинных радиоволн. Естественно, что фазовую скорость $\bar{v} = \omega r / \Phi$ (Φ —полная фаза на расстоянии r от источника) легко рассчитать в случае, когда основную роль играет только одна нулевая нормальная волна (r достаточно велико). Тогда, используя полученные в [9] значения S_1 , получаем: $\bar{v} = CS_1$. Аналогично групповую скорость $u = d\omega/dk$ для этой волны легко определить через S_1 и $dS_1/d\omega$, так как $u = C(S_1 + \omega dS_1/d\omega)^{-1}$. Подобные элементарные расчеты и проведены в [18] для различных проводимостей земли и ионосферы.

Однако на близких расстояниях, где для расчета поля необходимо учитывать много нормальных волн, определение \bar{v} и u значительно усложняется. Так как фаза накапливается с расстоянием, то, учитывая сложный интерференционный характер поля, в работах [9] расчеты фазы проводились через интервалы $\Delta r \leq \lambda/2 \div \lambda/3$. Что касается групповой скорости, то даже само ее определение при необходимости учета многих нормальных волн требует специального анализа.