

И. Л. Афонин, А. Л. Поляков, В. В. Громоздин

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

ЧАСТЬ 3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

**Учебное пособие
по изучению дисциплины
«Электродинамика и распространение радиоволн»**

**для студентов дневной и заочной форм обучения
направления 11.03.01 — Радиотехника**

**Севастополь
2025**

УДК 537.86: 621.371
ББК 32.841
А94

Рецензенты:

М. Б. Проценко — директор филиала НИЦ Телеком в г. Севастополе (ИЦ «Омега»), доктор технических наук, профессор

Т. В. Зонтова — профессор кафедры боевого применения радиотехнических средств ЧВВМУ имени П. С. Нахимова, доктор технических наук

Электродинамика и распространение радиоволн. Часть 3. Распространение радиоволн: учебное пособие по изучению дисциплины для студентов дневной и заочной форм обучения направления 11.03.01 — Радиотехника /сост. И.Л. Афонин, А. Л. Поляков, В. В. Громоздин — Севастополь: издатель Громоздин В.В., 2025. — 57 с.

ISBN 978-5-6054443-2-9

Учебное пособие «Распространение радиоволн» часть 3 написано в соответствии с действующей программой дисциплины «Электродинамика и распространение радиоволн» для студентов дневной и заочной форм обучения направления 6.050901 — радиотехника и является определяющим этапом в усвоении учебного материала дисциплины.

Комплекс учебных пособий состоит из трех частей. Первая часть — традиционная электродинамика, а вторая часть — геометрическая электродинамика, а третья часть — распространение радиоволн написаны в соответствии с действующей программой дисциплины «Электродинамика и распространение радиоволн» (ЭД и РРВ) для студентов дневной и заочной форм обучения направления 6.050901 — радиотехника Севастопольского национального технического университета.

Первая часть пособия включает в себя теорию электромагнитного поля и технику электродинамических устройств: волноводов и резонаторов.

Третья часть посвящена распространению радиоволн в природной среде. Исходными при изучении дисциплины «ЭД и РРВ» являются уравнения Максвелла, которые завершают раздел электромагнетизма в курсе физики. Предполагается знакомство студентов с векторным анализом, решениями уравнений в частных производных, теорией электрических цепей. «ЭД и РРВ» являются научной базой для таких дисциплин, как «Антенны и устройства СВЧ», «Устройства микроволнового и оптического диапазонов», «Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы» и других, связанных с техникой СВЧ и КВЧ устройств.

Для усвоения дисциплины необходима активная работа студентов. Необходимо решать задачи, уделяя им не меньше времени, чем изучению теории. Началом этой работы является анализ и решение задач, приведенных в каждом разделе. Эти рекомендации особенно важны для студентов заочной формы обучения. Ограниченный объем конспекта не позволяет изложить в полном объеме программный материал дисциплины «ЭД и РРВ». Для более углубленного изучения некоторых разделов, а также истории развития основных понятий электромагнетизма необходимо использовать дополнительно литературу, список которой приведен в конце пособия.

УДК 537.86: 621.371
ББК 32.841

ISBN 978-5-6054443-2-9

© Издатель: В.В. Громоздин

Оглавление

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН.....	4
1.1. Излучение электромагнитных волн	5
1.1.1. Решение уравнений электромагнитного поля. Запаздывающие потенциалы.....	5
1.1.2. Элементарные излучатели	9
1.2. Поле излучателя, находящегося в свободном пространстве	13
1.3. Множитель ослабления	15
2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН	18
2.1. Поле излучателя, поднятого над плоской земной поверхностью	18
2.2. Учет сферичности Земли при использовании формулы Введенского	21
2.3. Поле излучателя, поднятого над неровной или неоднородной земной поверхностью	22
2.4. Поле вертикального электрического вибратора, расположенного вблизи земной поверхности	23
3. ТРОПОСФЕРА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН	27
3.1. Строение и основные параметры тропосферы.....	27
3.2. Затухание энергии радиоволн в тропосфере	28
3.3. Рефракция радиоволн в тропосфере.....	29
3.3.1. Траектория волны в тропосфере.....	29
3.3.2. Учет влияния тропосферной рефракции на распространение радиоволн.....	31
3.3.3. Различные виды тропосферной рефракции.....	32
3.4. Неоднородности тропосферы и их влияние на распространение радиоволн	34
4. ИОНОСФЕРА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН.....	36
4.1. Состав и строение ионосферы	36
4.2. Диэлектрическая проницаемость и проводимость ионизированного газа.....	38
4.3. Скорость распространения радиоволн в ионизированном газе	39
4.4. Преломление и отражение радиоволн в ионосфере	41
4.5. Влияние магнитного поля Земли на распространение радиоволн	43
4.6. Экспериментальные данные о строении ионосферы	45
5. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ	49
5.1. Распространение длинных и средних волн	49
5.2. Распространение коротких волн.....	50
5.3. Распространение ультракоротких волн	51
5.4. Помехи радиоприему и электромагнитная совместимость радиоустройств	53

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

Радиоволнами условно называют электромагнитные волны в диапазоне частот от **3000 Гц** до **300 ГГц**, что соответствует длинам волн от **100 км** до **1 мм**. Этот диапазон разбивается на **поддиапазоны**, классификация которых приведена в таблице 1.1.

Таблица 1.1 — Классификация диапазонов радиочастот и радиоволн

Номер диапазона	Граничные частоты (исключая нижнюю, включая верхнюю)	Наименование диапазона частот	Граничные длины волн (включая нижнюю, исключая верхнюю)	Наименование диапазона волн
1	(3 ... 30) Гц	крайне низкие КНЧ	(10^5 ... 10^4) км	декамегаметровые
2	(30 ... 300) Гц	сверхнизкие СНЧ	(10^4 ... 10^3) км	мегаметровые
3	(0,3 ... 3) кГц	инфранизкие ИНЧ	(10^3 ... 10^2) км	гектокилометровые
4	(3 ... 30) кГц	очень низкие ОНЧ	(100 ... 10) км	мириаметровые (сверхдлинные) СДВ
5	(30 ... 300) кГц	низкие НЧ	(10 ... 1) км	километровые (длинные) ДВ
6	(300 ... 3000) кГц	средние СЧ	(1000 ... 100) м	гектометровые (средние) СВ
7	(3 ... 30) МГц	высокие ВЧ	(100 ... 10) м	декаметровые (короткие) КВ
8	(30 ... 300) МГц	очень высокие ОВЧ	(10 ... 1) м	метровые МВ
9	(300 ... 3000) МГц	ультравысокие УВЧ	(100 ... 10) см	дециметровые ДМВ
10	(3 ... 30) ГГц	сверхвысокие СВЧ	(10 ... 1) см	сантиметровые СМВ
11	(30 ... 300) ГГц	крайне высокие КВЧ	(10 ... 1) мм	миллиметровые ММВ
12	(0,3 ... 3) ТГц	гипервысокие ГВЧ	(1 ... 0,1) мм	децимиллиметровые ДММВ

Международное регулирование использования радиочастот возложено на Международный Союз Электросвязи (МСЭ), являющийся специализированным учреждением ООН.

МСЭ состоит из стран, подписавших и ратифицировавших Конвенцию электросвязи или присоединившихся к ней. В настоящее время членами МСЭ являются около 160 стран.

Однако в современной радиоэлектронике используются волны не только в указанных частотных пределах, но и электромагнитные волны оптических частот, верхняя граница которых имеет порядок $3 \cdot 10^{16}$ Гц ($\lambda = 0,01$ мкм), а также электромагнитные волны инфранизких частот вплоть до 0,001 Гц.

В настоящем учебном пособии будем рассматривать круг вопросов, связанных с процессами распространения волн в природной среде, то есть в атмосфере, вдоль поверхности Земли, в толще Земли и в космическом пространстве.

Свободно распространяющиеся электромагнитные волны находят в современной науке

и технике обширные, важные и многообразные применения: радиосвязь, радиовещание, телевидение, радиолокация, радионавигация, радиоастрономия, радиоспектроскопия, радиоуправление и многое другое.

Особенности распространения радиоволн (РРВ) различных диапазонов в разных средах многообразны. Изучение этих особенностей практически началось еще на заре радиотехники ее пионерами: Г. Герцем, А.С. Поповым, Г. Маркони и другими. Большой вклад в науку и практику распространения радиоволн внесли отечественные ученые, среди них: академики М.В. Шулейкин, Л.И. Мандельштам, Н.Д. Папалекси, Б.А. Введенский, А.А. Глаголева — Аркадьева, А.И. Берг, А.Н. Щукин, М.А. Леонтович, Е.Л. Файнберг, В.Р. Фок.

1.1. Излучение электромагнитных волн

Процесс передачи электромагнитного поля от источника в окружающее пространство называется *излучением электромагнитных волн*.

1.1.1. Решение уравнений электромагнитного поля. Запаздывающие потенциалы

Определим напряженности E и H электромагнитного поля по заданным токам и зарядам. Напишем уравнения Максвелла для однородной среды в комплексном виде (источники поля и векторы его изменяются во времени по гармоническому закону):

$$\begin{cases} 1. \quad \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} = \vec{j} + i\omega \varepsilon_a \dot{\vec{E}}; \\ 2. \quad \operatorname{rot} \dot{\vec{E}} = -i\omega \mu_a \dot{\vec{H}}; \\ 3. \quad \operatorname{div} \dot{\vec{E}} = \frac{\bar{\rho}}{\varepsilon_a}; \\ 4. \quad \operatorname{div} \mu_a \dot{\vec{H}} = 0. \end{cases} \quad (1.1)$$

Токи с плотностью $\vec{j}$ и заряды с плотностью $\bar{\rho}$ заданы. Необходимо, решив систему (1.1), найти составляющие векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$, выразив их через заданные распределения токов и зарядов.

Из высшей математики известно, что

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{A} = 0,$$

поэтому можно, очевидно, удовлетворить уравнению (4) системы (1.1), положив

$$\mu_a \dot{\vec{H}} = \operatorname{rot} \dot{\vec{A}}. \quad (1.2)$$

Таким образом, введена вспомогательная величина $\dot{\vec{A}}$, с помощью которой можно вычислить $\dot{\vec{H}}$. Заметим, однако, что, наложив условие (1.2) на значение $\operatorname{rot} \dot{\vec{A}}$, еще не происходит определения вектора $\dot{\vec{A}}$ однозначно, так как не заданы его истоки, то есть $\operatorname{div} \dot{\vec{A}}$.

Рассмотрим теперь уравнение (2) системы (1.1). В отличие от электростатического поля

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0$$

и $\dot{\vec{E}}$ нельзя рассматривать как потенциальный вектор. Подставляя в правую часть уравнения (2) значение $\mu_a \dot{\vec{H}}$ из (1.2), для вектора $\dot{\vec{E}}$ получаем

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{E}} = -i\omega \operatorname{rot} \dot{\vec{A}}$$

или

$$\text{rot}(\dot{\vec{E}} + i\omega\dot{\vec{A}}) = 0.$$

Так как $\text{rotgrad}\phi = 0$, можно положить

$$\dot{\vec{E}} + i\omega\dot{\vec{A}} = -\text{grad}\dot{\phi},$$

или

$$\dot{\vec{E}} = -i\omega\dot{\vec{A}} - \text{grad}\dot{\phi}, \quad (1.3)$$

где $\dot{\phi}$ — некоторый скаляр.

Как видно из (1.2) и (1.3), задача нахождения двух векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ свелась к нахождению вспомогательного вектора $\dot{\vec{A}}$ и скаляра $\dot{\phi}$, для определения которых имеются еще неиспользованные уравнения (1) и (3).

Подставив значения $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ из (8.3) и (8.2) в (1) и (3) системы (1.1), получим

$$\text{rotrot}\dot{\vec{A}} = \text{graddiv}\dot{\vec{A}} - \nabla^2\dot{\vec{A}} = \mu_a\dot{\vec{j}} + \omega^2\varepsilon_a\mu_a\dot{\vec{A}} - i\omega\varepsilon_a\mu_a\text{grad}\dot{\phi}$$

или

$$\nabla^2\dot{\vec{A}} + \omega^2\varepsilon_a\mu_a\dot{\vec{A}} - \text{grad}(\text{div}\dot{\vec{A}} + i\omega\varepsilon_a\mu_a\dot{\phi}) = -\mu_a\dot{\vec{j}}, \quad (1.4)$$

$$i\omega\text{div}\dot{\vec{A}} + \text{divgrad}\dot{\phi} = -\frac{\dot{\rho}}{\varepsilon_a}. \quad (1.5)$$

Целесообразно, как уже указывалось, наложить произвольные условия на значение $\text{div}\dot{\vec{A}}$, то есть потребовать, чтобы

$$\text{div}\dot{\vec{A}} = -i\omega\varepsilon_a\mu_a\dot{\phi}. \quad (1.6)$$

В этом случае уравнение (1.4) имеет лишь одну неизвестную величину — вектор $\dot{\vec{A}}$ и принимает вид

$$\nabla^2\dot{\vec{A}} + \omega^2\varepsilon_a\mu_a\dot{\vec{A}} = -\mu_a\dot{\vec{j}}. \quad (1.7)$$

Уравнение (1.6) называется *уравнением связи* или *соотношением калибровки потенциалов*.

Подставляя из (1.6) значение $\text{div}\dot{\vec{A}}$ в уравнение (1.5), получаем

$$\nabla^2\dot{\phi} + \omega^2\varepsilon_a\mu_a\dot{\phi} = -\frac{\dot{\rho}}{\varepsilon_a}. \quad (1.8)$$

Таким образом, проекции вектора $\dot{\vec{A}}$ на оси x , y , z и скалярная функция $\dot{\phi}$ удовлетворяют уравнению одного и того же типа

$$\nabla^2\psi + \omega^2\varepsilon_a\mu_a\psi = -\eta, \quad (1.9)$$

которое носит название *неоднородного уравнения Гельмгольца*.

Для всех точек пространства, где токи или заряды отсутствуют ($\eta = 0$), уравнение (1.9) переходит в *волновое уравнение*

$$\nabla^2\psi + \omega^2\varepsilon_a\mu_a\psi = 0. \quad (1.10)$$

Рассмотрим частный случай решения этого уравнения.

Положим, что источники электромагнитного поля имеют точечный характер. В этом случае поле и все его характеристики являются только функциями расстояния r от точки, где находится источник поля, до точки наблюдения и не зависит от угловых координат. Поэтому

уравнение (1.10) в сферической системе координат примет вид

$$\frac{\partial^2 \dot{\psi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\psi}}{\partial r} + k^2 \dot{\psi} = 0, \quad (1.11)$$

где $k = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} = \omega/V$.

Решая это уравнение, определяем

$$\dot{\psi} = \frac{\dot{\psi}_{01}}{r} e^{-ikr} + \frac{\dot{\psi}_{02}}{r} e^{ikr}. \quad (1.12)$$

Для мгновенного значения получаем

$$\dot{\psi}_k = \frac{\dot{\psi}_{01}}{r} e^{i\omega(t-\frac{r}{V})} + \frac{\dot{\psi}_{02}}{r} e^{i\omega(t+\frac{r}{V})}. \quad (1.13)$$

Решение (1.13) имеет волновой характер.

Первое частное решение $\frac{\dot{\psi}_{01}}{r} e^{i\omega(t-\frac{r}{V})}$ описывает волну, которая распространяется со скоростью V от центра возмущения в бесконечность. Эта волна носит название *расходящейся волны*. Второе частное решение $\frac{\dot{\psi}_{02}}{r} e^{i\omega(t+\frac{r}{V})}$ описывает волну, которая движется с той же скоростью из бесконечности к центру и называется *сходящейся волной*. Амплитуда этой сферической волны с увеличением r уменьшается.

Выберем для ответа на наш вопрос первое частное решение, как наиболее отвечающее физической постановке задачи. В результате можно утверждать, что для точечного источника, решение уравнения (1.10) для скалярной функции ϕ имеет вид

$$\phi_k = \frac{\phi_0}{r} e^{i\omega(t-\frac{r}{V})}. \quad (1.14)$$

Заметим, что уравнение (1.8) при $V \rightarrow \infty$ ($\varepsilon_a \mu_a \rightarrow 0$) переходит в уравнение Пуассона для потенциала электростатического поля

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_a}.$$

Решение уравнения Пуассона для безграничного пространства имеет вид

$$\phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_a} \int_V \frac{\rho}{r} dV.$$

Если ρ является функцией времени

$$\rho(t) = \rho e^{i\omega t},$$

то

$$\phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_a} \int_V \frac{\rho e^{i\omega t}}{r} dV.$$

При конечной скорости V

$$\phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_a} \int_V \frac{\rho e^{i\omega(t-\frac{r}{V})}}{r} dV. \quad (1.15)$$

Как видно из (1.15), решение уравнения Гельмгольца отличается от решения уравнения Пуассона тем, что значение функции ϕ в точке, отстоящей от источника на расстояние r для заданных t , определяется величиной плотности заряда не в тот же момент t , а в предшествующий ему, то есть $t' = t - r/V$, где r/V — время распространения волны от истока до точки

наблюдения. Стало быть, функция ϕ запаздывает по отношению к соответствующему значению плотности заряда ρ . По аналогии с электростатическим потенциалом функция ϕ носит название *запаздывающего (скалярного) потенциала*. Вследствие того, что уравнения, определяющие проекции вектора $\dot{\vec{A}}$ совпадают с уравнением Гельмгольца, на основании аналогии (1.8) и (1.7), получаем выражение для $\dot{\vec{A}}$ в виде

$$\dot{\vec{A}} = \frac{\mu_a}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j} e^{i\omega(t-\frac{r}{V})}}{r} dV. \quad (1.16)$$

Вектор $\dot{\vec{A}}$ носит название *запаздывающего векторного потенциала*.

Часто для приближенных расчетов объемное распределение токов и зарядов можно заменить их линейным распределением по контуру проводника. В этом случае формулы (1.15) и (1.16) принимают вид:

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{1}{4\pi\epsilon_a} \int_l \frac{\tau e^{i\omega(t-\frac{r}{V})}}{r} dl, \\ \dot{\vec{A}} &= \frac{\mu_a}{4\pi} \int_l \frac{i e^{i\omega(t-\frac{r}{V})}}{r} d\vec{l}, \end{aligned} \quad (1.17)$$

где τ — линейная плотность заряда;

$\vec{I}$ — величина тока в проводнике.

Используя найденные выражения для ϕ и $\dot{\vec{A}}$, можно вычислить значения векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ по формулам (1.3) и (1.2). Заметим, кстати, что для определения ϕ можно воспользоваться уравнением связи, если известен уже вектор $\dot{\vec{A}}$, а не интегрировать выражение (1.15). Можно, наконец, вообще не вводить в расчет скалярный потенциал. Действительно, согласно уравнению (1.2) вектор $\dot{\vec{A}}$ полностью определяет напряженность поля $\dot{\vec{H}}$, то есть

$$\dot{\vec{H}} = \frac{1}{\mu_a} \text{rot} \dot{\vec{A}}. \quad (1.18)$$

Зная $\dot{\vec{H}}$, далее целесообразно воспользоваться первым уравнением Максвелла, которое для точек, где отсутствуют токи проводимости, имеет вид

$$\text{rot} \dot{\vec{H}} = i\omega\epsilon_a \dot{\vec{E}}$$

откуда

$$\dot{\vec{E}} = \frac{1}{i\omega\epsilon_a} \text{rot} \dot{\vec{H}}. \quad (1.19)$$

Таким образом, определив вспомогательный вектор $\dot{\vec{A}}$, находим векторы $\dot{\vec{H}}$ и $\dot{\vec{E}}$.

1.1.2. Элементарные излучатели

Элементарным электрическим излучателем (вибратором, диполем Герца) называется отрезок проводника, по которому протекает ток, причем длина проводника $l \ll \lambda$ (рисунок 1.1).

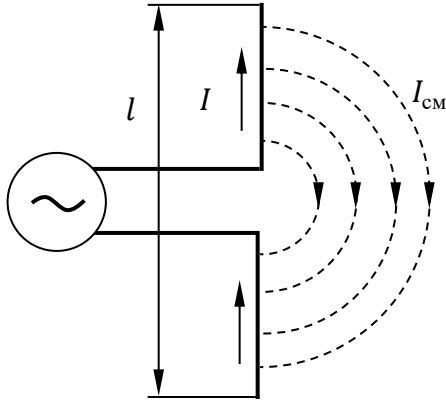


Рисунок 1.1 — Диполь Герца

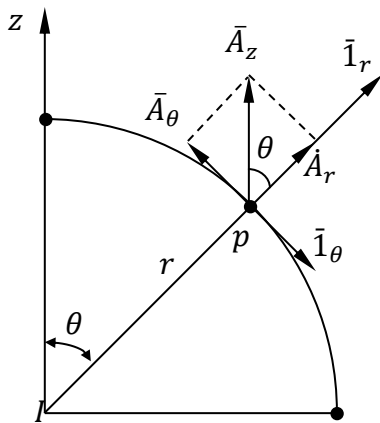


Рисунок 1.2 — К расчету поля диполя Герца

В сферической системе координат проекции вектор-потенциала определяются выражениями:

$$\dot{A}_r = \dot{A}_z \cos \theta = \frac{\mu_a \dot{I} l}{4\pi r} \cos \theta e^{-ikr}; \quad (1.21)$$

$$\dot{A}_\theta = -\dot{A}_z \sin \theta = -\frac{\mu_a \dot{I} l}{4\pi r} \sin \theta e^{-ikr}. \quad (1.22)$$

Поскольку $\dot{A}$ всюду направлен параллельно оси z , его проекции на направление азимутального угла ϕ тождественно равны нулю, то есть $\dot{A}_\phi = 0$.

Напряженность магнитного поля $\vec{H}$ находится по формуле

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_a} \text{rot} \vec{A}.$$

С физической точки зрения по элементарному электрическому излучателю ток протекает следующим образом. В разрыв излучающего проводника включается генератор, ток проводимости от генератора проходит по одному из плеч излучателя, замыкается в виде токов смещения и через другое плечо возвращается в генератор.

Малая длина излучателя по сравнению с длиной волны позволяет рассматривать его как точечный источник электромагнитных волн.

Вычислим напряженности $\vec{E}$ и $\vec{H}$ электромагнитного поля.

В соответствии с физической постановкой данной задачи воспользуемся сферической системой координат (r, θ, ϕ) , в начальной точке которой расположен излучатель, направление которого совпадает с направлением оси z (рисунок 1.2).

Ввиду малости геометрических размеров излучателя радиус — вектор, входящий в формулу

$$\dot{A} = \frac{\mu_a}{4\pi} \int_l \frac{ie^{i\omega(t-\frac{r}{v})}}{r} d\vec{l},$$

может считаться постоянным и равным сферической координате r .

Векторный потенциал $\dot{A}$ имеет лишь одну проекцию $\dot{A}_z$. Комплексная амплитуда $\bar{A}_z$ равна

$$\dot{A}_z = \frac{\mu_a \dot{I} l}{4\pi r} e^{-ikr}. \quad (1.20)$$

Вычисление операции $\text{rot}\dot{\vec{A}}$ должно быть проведено в сферической системе координат. При этом оно значительно упрощается, поскольку, с одной стороны, $\dot{A}_\phi = 0$, а с другой — отличные от нуля составляющие $\dot{A}_r$ и $\dot{A}_z$ не зависят от угла ϕ , так что $\partial/\partial\phi = 0$.

Проведя конкретные вычисления, получаем

$$\begin{aligned}\dot{H}_r &= \dot{H}_\theta = 0, \\ \dot{H}_\phi &= \frac{il}{4\pi} \left(i \frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \theta e^{-ikr}.\end{aligned}\quad (1.23)$$

Итак, в электромагнитном поле, возбуждаемом электрическим вибратором, присутствует вектор $\dot{\vec{H}}$, обладающий единственной азимутальной составляющей.

Составляющие вектора $\vec{E}$ могут быть определены из первого уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{E}} &= \frac{1}{i\omega\epsilon_a} \cdot \text{rot}\dot{\vec{H}}; \\ \dot{E}_\phi &= 0; \quad \dot{E}_r = \frac{k}{\omega\epsilon_a} \frac{il}{2\pi} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{i}{kr^3} \right) \cos \theta e^{-ikr};\end{aligned}\quad (1.24)$$

$$\dot{E}_\theta = \frac{k}{\omega\epsilon_a} \frac{il}{4\pi r} \left(\frac{ik}{r} + \frac{1}{r^2} - \frac{i}{kr^3} \right) \sin \theta e^{-ikr}.\quad (1.25)$$

Крайне важно отметить, что при удалении точки наблюдения от начала координат, то есть при $kr \rightarrow \infty$, в выражениях для составляющих как поля $\dot{\vec{E}}$, так и поля $\dot{\vec{H}}$, существенный вклад дают лишь члены, пропорциональные $1/r$, в то время как другие слагаемые, пропорциональные $1/r^2$ и $1/r^3$, могут считаться пренебрежимо малыми.

Однако эти же слагаемые целиком определяют структуру поля в непосредственной близости от излучателя при $kr \rightarrow 0$. В соответствии со сказанным, область пространства, характеризующаяся неравенством

$$kr = \frac{2\pi r}{\lambda} \ll 1,$$

называется **ближней зоной (зоной индукции)**, а область, в которой

$$kr = \frac{2\pi r}{\lambda} \gg 1$$

называется **дальней зоной** элементарного излучателя.

Точной границы между указанными зонами не существует. Дальняя зона иначе называется **зоной излучения**. Здесь присутствуют поля в виде бегущих электромагнитных волн, уносящих энергию в бесконечность. Легко непосредственно проверить, что в дальней зоне составляющей $\dot{E}_r$ электрического вектора можно пренебречь по сравнению с $\dot{E}_\theta$.

Ввиду особой важности выпишем предельные выражения для составляющих векторов электромагнитного поля в дальней зоне:

$$\dot{E}_\theta = \frac{ik^2 il}{4\pi\omega\epsilon_a r} \sin \theta e^{-ikr}; \quad \dot{H}_\phi = \frac{ik il}{4\pi r} \sin \theta e^{-ikr}.\quad (1.26)$$

Из соотношений (1.26) могут быть сделаны следующие выводы:

- электрический и магнитный векторы в дальней зоне колеблются в фазе, что свидетельствует о переносе только активной мощности;
- вектор Пойнтинга в дальней зоне направлен параллельно единичному вектору $\bar{1}_r$, то есть мощность переносится в радиальном направлении;
- электромагнитное поле имеет характер сферической волны.
- в каждой точке пространства выполняется соотношение

$$\frac{\dot{E}_\theta}{\dot{H}_\phi} = \frac{k}{\omega \varepsilon_a} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} = Z_0. \quad (1.27)$$

Иными словами, на достаточном удалении от начала координат сферическая волна, возбуждаемая излучателем, может рассматриваться как локально плоская, что в ряде случаев значительно упрощает теоретический анализ.

Составляющая электрического поля $\dot{E}_\theta$ может быть преобразована (учитывая, что $k = 2\pi/\lambda$, $k/\omega \varepsilon_a = Z_0 = 120\pi$) и записана как

$$\dot{E}_\theta = i \frac{60\pi I l}{\lambda r} \sin \theta e^{-ikr}. \quad (1.28)$$

Согласно формулам (1.26) в дальней зоне как $\dot{E}_\theta$, так и $\dot{H}_\phi$ изменяются пропорционально $\sin \theta$. Данный множитель характеризует направленные свойства элементарного излучателя.

К другим типам элементарных излучателей относятся:

- элементарная электрическая рамка (магнитный диполь);
- элементарная щель;
- излучатель Гюйгенса.

Излучение элементарной рамки с током (рисунок 1.3)

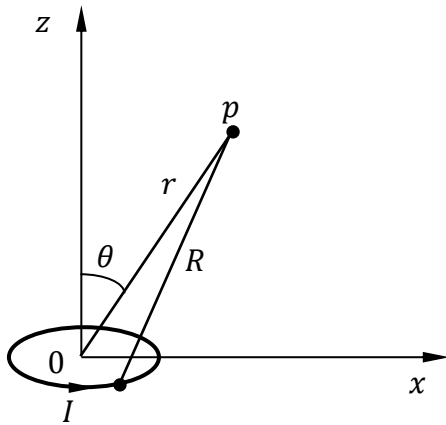


Рисунок 1.3 — К расчету поля рамочной антенны

Методика расчета составляющих напряженностей электрического и магнитного полей аналогична рассмотренной выше.

Вначале определяется составляющая вектора — потенциала $\bar{A}_\phi$ (остальные составляющие равны нулю). Затем с использованием соотношений

$$\dot{\vec{H}} = \frac{1}{\mu_a} \text{rot} \bar{A} \quad \text{и} \quad \dot{\vec{E}} = \frac{1}{i\omega \varepsilon_a} \text{rot} \dot{\vec{H}}$$

определяются составляющие векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$.

Выражения для составляющих $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ имеют вид:

$$\dot{H}_r = i \frac{Il_2}{2\pi} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{i}{kr^3} \right) \cos \theta e^{-ikr}; \quad (1.29)$$

$$\dot{H}_\theta = i \frac{Il_2}{4\pi} \left(i \frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} - \frac{i}{kr^3} \right) \sin \theta e^{-ikr}; \quad (1.30)$$

$$\dot{E}_\phi = i \frac{\omega \mu_a}{k} \frac{Il_2}{4\pi} \left(i \frac{k}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \theta e^{-ikr}. \quad (1.31)$$

Здесь $l_3 = k\pi a^2$; a — радиус рамки.

Сравнивая формулы (1.29) и (1.30) с формулами (1.24) и (1.25) для проекций электрического поля диполя Герца, можно убедиться, что магнитное поле горизонтальной рамки с точностью до постоянных множителей идентично электрическому полю вертикального диполя Герца. Точно также из сравнения формул (1.31) и (1.23) вытекает идентичность электрического и магнитного полей этих источников. Следовательно, горизонтальная рамка создает такое же поле, как и вертикальный электрический диполь, разница между их полями состоит лишь в том, что векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ меняются в пространстве местами. А это значит, что горизонтальную рамку можно трактовать как фиктивный вертикальный магнитный диполь. Здесь можно предположить, что в направлении, перпендикулярном плоскости рамки, протекает сторонний магнитный ток $\dot{I}_M$.

Существуют и другие излучающие системы, поле которых имеет конфигурацию подобную конфигурации поля элементарной рамки с током. Примером может служить элементарный щелевой излучатель, рассматриваемый ниже.

Элементарный щелевой излучатель

Он представляет собой щель длиной l и шириной Δ , прорезанную в металлической плоскости. Для того, чтобы рассматриваемая щель могла считаться элементарным излучателем, необходимо выполнение условия $l \ll \lambda$, при этом $\Delta \ll l$.

Элементарный щелевой излучатель в дальней зоне имеет единственную составляющую электрического вектора, направленную по сферической координате ϕ

$$\dot{E}_\phi = -\frac{iklU_{\text{ш}}}{2\pi r} \sin \theta e^{-ikr} \quad (1.32)$$

и составляющую магнитного вектора

$$\dot{H}_\theta = \frac{\bar{E}_\phi}{Z_0},$$

где $U_{\text{ш}} = E_\tau \Delta$.

Малые щелевой и рамочный излучатели могут быть отнесены к классу **магнитных излучателей**.

Элементарный излучатель Гюйгенса

Он может быть представлен в виде воображаемой плоской площадки (малого участка плоской волны) в диэлектрической среде без потерь, в том числе в свободном пространстве, размеры площадки много меньше длины волны.

На этой площадке действует равномерно распределенные электрические и магнитные поля, векторы которых перпендикулярны друг к другу.

Если ось z сферической системы координат совместить с нормалью к площадке и выбрать направление осей так, чтобы направление вектора $\vec{E}_n$ совпало с осью x , а вектора $\vec{H}_n$ с осью y (рисунок 1.4), то компоненты поля, создаваемые в дальней зоне излучателем Гюйгенса (для свободного пространства) запишутся как

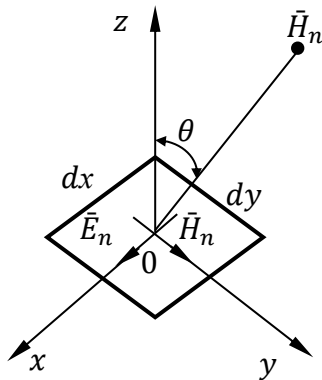


Рисунок 1.4 — Элементарный излучатель Гюйгенса

$$\dot{E}_\theta = i \frac{kdS\dot{E}_n}{4\pi r} (1 + \cos \theta) \cos \phi e^{-ikr};$$

$$\dot{E}_\phi = -i \frac{kdS\dot{E}_n}{4\pi r} (1 + \cos \theta) \sin \phi e^{-ikr},$$

$$\dot{H}_\theta = \frac{\dot{E}_\phi}{Z_0}; \quad \dot{H}_\phi = \frac{\dot{E}_\theta}{Z_0}, \quad (1.33)$$

где $dS = dx dy$.

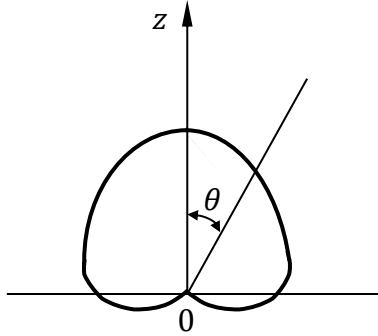


Рисунок 1.5 — Диаграмма направленности излучателя Гюйгенса

Амплитуда вектора $\vec{E}$, равная

$$\sqrt{\dot{E}_\theta^2 + \dot{E}_\phi^2},$$

от угла ϕ не зависит, а от угла θ изменяется по закону $(1 + \cos \theta)$.

Следовательно, зависимость модуля электрического вектора от направления характеризуется поверхностью, образованной вращением кардиоиды вокруг оси z (рисунок 1.5)

Излучатель Гюйгенса, несмотря на малые размеры (по сравнению с длиной волны), создает однонаправленное излучение, которое максимально в направлении распространения волны или вектора Пойнтинга и равно нулю в обратном направлении. Как следует из выражений (1.33), излучатель Гюйгенса создает в дальней зоне сферическую волну.

1.2. Поле излучателя, находящегося в свободном пространстве

Свободное пространство представляет собой однородную безграничную непоглощающую среду, относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости которой равны единице. Реально таких сред не существует, однако выражения, описывающие условия распространения радиоволн в этом случае, являются фундаментальными. Распространение радиоволн в более сложных случаях характеризуется теми же выражениями с внесением в них множителей, учитывающих влияние конкретных условий распространения.

Предположим, что в свободном пространстве помещен **изотропный излучатель** — воображаемый точечный излучатель, равномерно излучающий радиоволны во всех направлениях.

Плотность потока мощности (модуль вектора Пойнтинга) на расстоянии r от источника равна

$$\Pi = \frac{P_1}{4\pi r^2}, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.34)$$

где P_1 — излучаемая источником мощность, которая **равномерно** распределяется по поверхности сферы радиуса r .

Среднее за период численное значение вектора Пойнтинга выражается формулой

$$\Pi = E_d H_d, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.35)$$

где индекс «d» означает действующее значение.

Напряженность электрического и магнитного полей связаны между собой соотношением

$$H_d = \frac{E_d}{120\pi}, \text{ А/м}, \quad (1.36)$$

где знаменатель представляет собой волновое сопротивление свободного пространства ($\approx 377 \text{ Ом}$).

Подставляя (1.36) в (1.35), получаем

$$\Pi = \frac{E_d^2}{120\pi}, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.37)$$

Приравнявая (1.34) и (1.37), находим E_d

$$\frac{P_1}{4\pi r^2} = \frac{E_d^2}{120\pi},$$

$$E_d = \frac{\sqrt{30P_1}}{r}, \text{ В/м}. \quad (1.38)$$

Реально изотропные излучатели не существуют, а используются антенны, обладающие направленным излучением. Степень направленности антенны характеризуется ее коэффициентом направленного действия (КНД) D по отношению к изотропному излучателю.

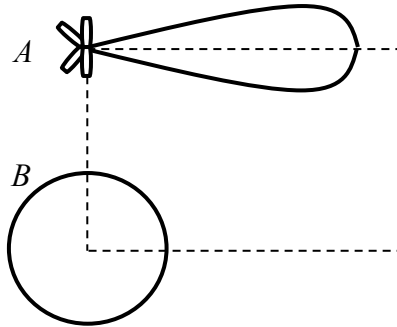


Рисунок 1.6 — Диаграммы направленности направленной (А) и изотропной (В) антенн

На рисунке 1.6 показаны диаграммы направленности обеих антенн (А и В). Если обе антенны излучают одинаковые мощности P_1 , то ясно, что в пункте приема, который достаточно удален от антенны, и на который ориентирована направленная антенна, большая напряженность поля создается от направленной антенны, так как она концентрирует излучаемую энергию в желаемом направлении. Будем постепенно увеличивать подводимую к изотропной антенне В мощность до тех пор, пока она не создаст такое же поле, что и направленная антенна А.

Множитель D_1 , показывающий, во сколько раз следует увеличить мощность, подводимую к изотропной антенне, чтобы она создавала такую же напряженность поля, что и направленная, носит название **коэффициента направленного действия**. Таким образом, направленная антенна по создаваемой ею в месте приема напряженности поля эквивалентна изотропной антенне, которая излучает в D_1 раз большую мощность. Это позволяет представить формулу для действующего значения напряженности поля, создаваемой в свободном пространстве направленной антенной, в следующем виде

$$E_d = \frac{\sqrt{30P_1 D_1}}{r}, \text{ В/м}. \quad (1.39)$$

Амплитудное значение напряженности поля выражается формулой

$$E_m = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r}, \text{ В/м}. \quad (1.40)$$

Выражение для мгновенного значения напряженности электрического поля радиоволн можно записать в форме

$$E = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} \cos(\omega t - kr),$$

либо в символической записи

$$E = \frac{\sqrt{60P_1D_1}}{r} e^{i(\omega t - kr)},$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$.

Чувствительность современных приемных устройств часто характеризуют значением мощности на входе, требуемой для уверенного приема сигналов. Для того, чтобы определить мощность, подводимую к входу приемного устройства, достаточно умножить плотность потока энергии в месте расположения приемной антенны на эффективную площадь этой антенны S_A , которая определяется формулой

$$S_A = \frac{D_2\lambda^2}{4\pi}, \text{ м}^2,$$

где D_2 — коэффициент направленного действия приемной антенны.

В случае направленной антенны значение вектора Пойнтинга Π_2 в D_1 раз больше значения, выражаемого формулой (1.34), то есть

$$\Pi_2 = \frac{P_1D_1}{4\pi r^2}, \text{ Вт/м}^2.$$

Умножая это значение на S_A , получаем

$$P_2 = \Pi_2 S_A = \frac{P_1D_1}{4\pi r^2} \frac{D_2\lambda^2}{4\pi} = \frac{P_1D_1D_2\lambda^2}{(4\pi r)^2}, \text{ Вт.} \quad (1.41)$$

До сих пор передающая антенна характеризовалась излучаемой ею мощностью и коэффициентом направленности. В диапазонах длинных, средних и коротких волн иногда более удобно характеризовать передающую антенну силой, протекающего по ней тока.

В основу расчета можно положить представление о находящемся в свободном пространстве элементарном излучателе. Обозначая через I_d действующее значение силы тока и через θ — угол между осью излучателя и направлением на пункт приема, для напряженности поля на удалении r , из (1.28) получаем

$$E_d = \frac{60\pi I_d l_d}{\lambda r} \sin \theta, \text{ В/м.} \quad (1.42)$$

или

$$E_m = \frac{60\pi I_m l_d}{\lambda r} \sin \theta,$$

где l_d — **действующая длина** антенны.

Напряженность E_d достигает максимума в экваториальной плоскости, когда $\theta = 90^\circ$, при этом

$$E_d = \frac{60\pi I_d l_d}{\lambda r}.$$

1.3. Множитель ослабления

Процесс распространения радиоволн над поверхностью Земли неразрывно связан с явлением поглощения энергии и со всякого рода потерями энергии. При распространении волн энергия теряется из-за проникновения радиоволн в толщу Земли, и вследствие поглощения в тропосфере и в ионосфере.

Ослабление поля радиоволны при распространении в реальных условиях по сравнению со значением этой величины, которое имело бы место при распространении в свободном пространстве, принято характеризовать **множителем** или **функцией ослабления F** . Если тем или иным способом определен множитель ослабления, то напряженность поля вместо (1.39) вычисляется по формуле

$$E_d = \frac{\sqrt{30P_1D_1}}{r} F, \text{ В/м.} \quad (1.43)$$

Мощность на входе приемника вместо (1.41) определится как

$$P_2 = \frac{P_1D_1D_2\lambda^2}{(4\pi r)^2} F^2, \text{ Вт,} \quad (1.44)$$

а напряженность E_d вместо (1.42) находится из выражения

$$E_d = \frac{60\pi I_d L_d}{\lambda r} F \sin \theta, \text{ В/м.} \quad (1.45)$$

При проектировании систем связи удобно пользоваться понятием о потерях L при распространении, понимая под этим отношение излучаемой мощности к принимаемой. Из (1.44) следует, что

$$L = \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda F} \right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}. \quad (1.46)$$

Если заданы мощность P_2 на входе приемного устройства, длина волны λ и множитель ослабления F , то формулу (1.46) удобно представить в виде

$$P_1 D_1 D_2 = \left(\frac{4\pi r}{\lambda F} \right)^2 P_2. \quad (1.47)$$

При проектировании выбирают такие значения сомножителей P_1 , D_1 , D_2 , при которых стоимость сооружения линии радиосвязи окажется минимальной.

Формула (1.47) показывает, что основной задачей расчета линий связи, параметры которых не меняются во времени, является **умение определять величину множителя ослабления F** в разных условиях распространения земных, тропосферных и ионосферных волн.

Помимо ослабления сигналы, передаваемые по линиям радиосвязи, претерпевают искажения, природа которых обусловлена особенностями распространения радиоволн. Искажения проявляются, в частности, в том, что излучаемый передатчиком импульс прямоугольной формы приобретает в месте приема отличную от первоначальной, искаженную форму. Причиной такого рода искажений обычно являются диспергирующие свойства среды, в которой происходит распространение, то есть зависимость скорости распространения от частоты. Подобными свойствами обладает полупроводящая поверхность Земли и ионизированный газ.

Другой причиной искажений является многолучевость в тракте распространения, когда пункта приема достигает несколько лучей, прошедших различные пути, например, отразившиеся один или два раза от ионосферы. Положение осложняется тем, что тропосфера и ионосфера являются неустойчивыми образованиями, свойства которых непрерывно изменяются во времени, поэтому разность хода между отдельными лучами также непрерывно меняется. Это приводит к замираниям, то есть к беспорядочным изменениям амплитуды и фазы принимаемых сигналов, а при некоторых условиях — к возникновению эхо — сигналов. В тех случаях, когда область, от которой отражаются или рассеиваются радиоволны, перемещается в пространстве, возникает доплеровское изменение частоты принимаемого сигнала, что также приводит к искажениям. В других случаях искажения происходят из-за нелинейных процессов в ионосфере, ее анизотропии, под воздействием импульсных помех и помех со стороны посторонних радиостанций. Наконец, следует иметь в виду, что прием сигналов всегда осуществляется на шумовом фоне, создаваемом атмосферными и космическими помехами, а в некоторых случаях и собственными шумами приемного устройства.

Умение определять значение множителя ослабления и закона его распределения во времени в различных условиях распространения радиоволн, знание механизма возникновения

разного рода искажений сигналов в процессе распространения и знание методов устранения этих искажений — таковы задачи, которые ставятся перед специалистами, работающими в области распространения радиоволн.

Контрольные вопросы к разделу 1

- 1.1. Перечислите поддиапазоны частот радиоволн.
- 1.2. Где находят применение свободно распространяющиеся электромагнитные волны?
- 1.3. Назовите ученых, внесших значительный вклад в изучение особенностей распространения радиоволн.
- 1.4. Запишите выражения для запаздывающих потенциалов.
- 1.5. В чем отличие уравнений Гельмгольца, Пуассона, Лапласа?
- 1.6. Запишите решение уравнения Гельмгольца для запаздывающего векторного потенциала $\vec{A}$.
- 1.7. Приведите выражение для векторного потенциала поля элементарного электрического диполя.
- 1.8. Запишите выражения для напряженности поля диполя и поясните смысл входящих в них символов.
- 1.9. Изобразите силовые линии электромагнитного поля электрического диполя.
- 1.10. Как зависят амплитуды векторов поля диполя от координат r , θ и ϕ ?
- 1.11. Определите понятия ближней, промежуточной и дальней волновой зон поля диполя.
- 1.12. Что называется коэффициентом направленного действия, и какое он имеет выражение для элементарного диполя?
- 1.13. Запишите выражения для составляющих напряженности поля магнитного диполя, используя принцип перестановочной двойственности.
- 1.14. Запишите выражения для составляющих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ элемента Гюйгенса.
- 1.15. Нарисуйте диаграмму направленности элемента Гюйгенса.
- 1.16. Запишите выражения для напряженности электрического поля в свободном пространстве для случаев, когда передающая антенна характеризуется излучаемой ею мощностью, и когда характеризуется силой, протекающего по антенне тока.
- 1.17. Выведите формулу

$$P_{\text{прием}} = \frac{P_1 D_1 D_2 \lambda^2}{(4\pi r)^2}$$

для определения мощности на входе приемника.

- 1.18. Что подразумевается под множителем ослабления?
- 1.19. Перечислите причины искажения передаваемых радиосигналов.
- 1.20. Каковы основные задачи, которые ставятся перед студентами, изучающими дисциплину «Распространение радиоволн»?

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗЕМНЫХ РАДИОВОЛН

В большинстве случаев приемные и передающие антенны размещаются на таких расстояниях от земной поверхности, при которых необходимо учитывать ее влияние на распространение радиоволн. Электрическое поле в месте приема таких антенн можно представить, как совокупность первичного поля, соответствующего полю излучателя в свободном пространстве при отсутствии земной поверхности, и вторичного поля, обусловленного общим влиянием Земли на процессы распространения радиоволн. Строгое решение задачи о нахождении напряженности электрического поля в некоторой точке над земной поверхностью при произвольном расположении излучателя получить весьма сложно. Рассмотрим в упрощенной постановке два практически важных случая распространения радиоволн:

- обе антенны подняты над Землей на высоту, много большую длины волны;
- антенны расположены в непосредственной близости от Земли.

В том и другом случаях проще всего решается задача для малых расстояний, когда земную поверхность можно считать плоской. При больших расстояниях следует учитывать влияние сферичности Земли.

2.1. Поле излучателя, поднятого над плоской земной поверхностью

Практически поднять антенну на высоту $h \gg \lambda$ можно только в диапазоне УКВ.

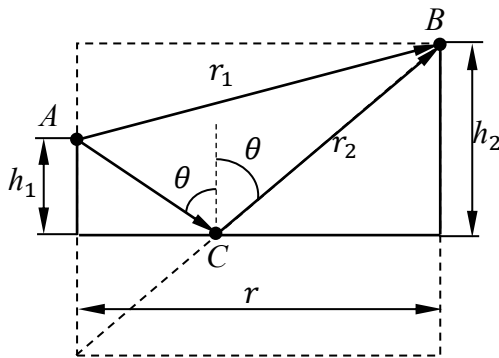


Рисунок 2.1 — К выводу формулы Введенского

На границе раздела воздух — Земля происходит отражение волны, и электромагнитное поле в месте приема является результатом интерференции полей прямой волны и волны, отраженной от земной поверхности (рисунок 2.1). Прямая волна распространяется по пути АВ, а отраженная по пути АСВ. Предположим, что выполняются условия: $h_1 \gg \lambda$ и $h_2 \gg \lambda$. Расстояния между основаниями антенн r . Напряженность поля прямой волны в точке приема В равна

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_{1m} e^{-ikr_1}, \quad (2.1)$$

а напряженность поля отраженной волны

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_{2m} \Gamma e^{-ikr_2 - i\phi}, \quad (2.2)$$

где $\Gamma = \Gamma e^{-i\phi}$ — комплексный коэффициент отражения от поверхности Земли;

$\dot{E}_{1m}$ и $\dot{E}_{2m}$ — напряженности электрического поля излучателя, которые в соответствии с уравнением (1.40) или (1.42) изменяются обратно пропорционально расстояниям r_1 и $r_2 = AC + CB$.

Разность расстояний r_1 и r_2 , пройденных прямой и отраженной волнами, невелика и при вычислении амплитуд напряженностей электрического поля $\bar{E}_{1m}$ и $\bar{E}_{2m}$ ею можно пренебречь, считая

$$\dot{E}_{1m} \approx \dot{E}_{2m} \approx \dot{E}_m. \quad (2.3)$$

При вычислении фазы поля такое допущение делать нельзя. Найдем результирующее поле в точке приема В. Отношение $\dot{E}_2/\dot{E}_1$ с учетом (2.3) равно

$$\frac{\dot{E}_2}{\dot{E}_1} = \Gamma e^{-ik(r_2 - r_1) - i\phi},$$

откуда

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 \Gamma e^{-i(k\Delta r + \phi)}, \quad (2.4)$$

где $\Delta r = r_2 - r_1$ — разность хода прямой и отраженной волн.
Результирующая напряженность

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \dot{E}_1 + \dot{E}_2 = \dot{E}_1 \left[1 + \Gamma e^{-i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \phi\right)} \right] = \\ &= \dot{E}_1 \left[1 + \Gamma \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \phi\right) - i\Gamma \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \phi\right) \right]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Вычисляя модуль (2.5), имеем

$$E_m = E_{1m} \sqrt{1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \phi\right)}. \quad (2.6)$$

Для горизонтального вибратора получаем

$$E_{1m} = \frac{\sqrt{60PD}}{r} \sin \theta$$

или

$$E_{1m} = \frac{60\pi I_m l}{\lambda r} \sin \theta$$

в соответствии с формулами (1.40) и (1.42).

Для вертикального вибратора имеет место

$$E_{1m} = \frac{\sqrt{60PD}}{r}$$

или

$$E_{1m} = \frac{60\pi I_m l}{\lambda r}. \quad (2.7)$$

Величину $\Delta r = r_2 - r_1$, как следует из рисунка 2.1, можно вычислить следующим образом:

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (h_2 - h_1)^2} \approx r \left[1 + \frac{(h_2 - h_1)^2}{2r^2} \right].$$

Здесь учтено, что h_1 и $h_2 \gg r$. При этом

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (h_2 + h_1)^2} \approx r \left[1 + \frac{(h_2 + h_1)^2}{2r^2} \right],$$

откуда

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{(h_2 + h_1)^2}{2r} - \frac{(h_2 - h_1)^2}{2r} = \frac{2h_1 h_2}{r}. \quad (2.8)$$

Подставляя (2.8) в (2.6), имеем

$$E_m = E_{1m} \sqrt{1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2h_1 h_2}{r} + \phi\right)}. \quad (2.9)$$

По выражению (2.9) можно найти напряженность электрического поля в точке приема,

если известны параметры h_1 , h_2 , r , λ , E_{1m} , а также модуль и фаза комплексного коэффициента отражения, которые различны для вертикально и горизонтально поляризованных волн.

В наиболее важном для распространения УКВ вдоль поверхности Земли случае пологих лучей ($\theta \rightarrow 90^\circ$), формула (2.9) может быть подвергнута дальнейшему упрощению. На основании формулы Френеля приближенно можно считать $\Gamma = 1$, $\phi = 180^\circ$. Подставляя эти величины в (2.9), получаем

$$E_m = E_{1m} \sqrt{2 \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{2h_1h_2}{r} \right) \right]} = 2E_{1m} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1h_2}{r} \right). \quad (2.10)$$

В аргументе синуса стоит малая величина, поскольку

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1h_2}{r} \ll 1,$$

поэтому синус можно заменить его аргументом, тогда получим

$$E_m = E_{1m} \frac{4\pi h_1h_2}{\lambda r}. \quad (2.11)$$

Подставляя (2.7) в (2.10), получаем

$$E_m = \frac{\sqrt{60PD}}{r^2} \frac{4\pi h_1h_2}{\lambda}, \text{ В/м} \quad (2.12)$$

или

$$E_m = \frac{60\pi I_m l}{\lambda r} \frac{4\pi h_1h_2}{\lambda r} = \frac{240\pi^2 I_m l}{\lambda^2 r^2} h_1h_2, \text{ В/м}. \quad (2.13)$$

Эта формула впервые была получена **Б.А. Введенским**. Она наглядно характеризует зависимость напряженности электрического поля от расстояния, длины волны и высоты расположения антенн.

Для использования формулы (2.12) или (2.13) имеются следующие ограничения:

- должны выполняться условия $\Gamma > 0,95$ и $175^\circ < \theta < 180^\circ$, которые в большей мере справедливы для горизонтально поляризованной волны;
- формула применима при высотах подъема антенн и расстояниях, для которых выполняется условие

$$\frac{2\pi h_1h_2}{\lambda r} < \frac{\pi}{9},$$

так как в этом случае синус можно заменить его аргументом;

- формула дает правильные результаты только для излучателей, поднятых над поверхностью Земли;
- формула применима для высот подъема точки наблюдения не выше первого максимума диаграммы направленности.

Как следует из (2.10), изменение величины

$$\Delta r = \frac{2h_1h_2}{r},$$

в частности, за счет увеличения подъема h_2 приемной антенны, приводит к изменению величины E_m . Максимумы напряженности поля наблюдаются при выполнении условия

$$\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1h_2}{r} \right) = 1$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1 h_2}{r} = \frac{\pi}{2} (2n + 1),$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

Для первого максимума

$$n = 0 \text{ и } \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1 h_2}{r} = \frac{\pi}{2},$$

откуда

$$h_2 = \frac{\lambda r}{4h_1}.$$

Дальнейшее увеличение высоты подъема антенны h_2 приводит к уменьшению E_m вплоть до нуля. Второй максимум наблюдается при $n = 1$, то есть, когда

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1 h_2}{r} = \frac{3\pi}{2}$$

и

$$h_2 = \frac{3\lambda r}{4h_1}.$$

Для формул (2.12) и (2.13) характерно квадратичное убывание E_m с расстоянием. Это объясняется тем, что отраженный луч проходит в точку наблюдения почти в противофазе с прямым.

2.2. Учет сферичности Земли при использовании формулы Введенского

Введем понятие «расстояние прямой видимости».

Расстоянием прямой видимости называется путь по прямой между передающей и приемной антеннами, при котором прямая линия, соединяющая эти антенны, касается земной поверхности (рисунок 2.2).

Из рисунка 2.2 можно определить расстояние прямой видимости r_0 , зная высоты подъема передающей антенны h_1 и приемной h_2 , а также радиус Земли R_0 . Так как

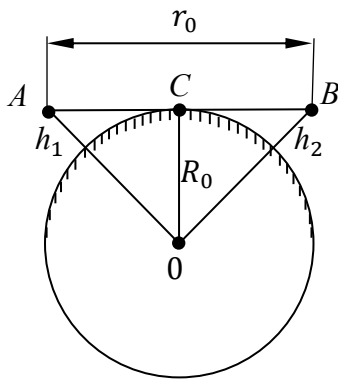


Рисунок 2.2 — К определению расстояния прямой видимости

$$r_0 = AC + CB,$$

а для прямоугольных треугольников AOC и BOC справедливо следующее

$$AC = \sqrt{(R_0 + h_1)^2 - R_0^2} \approx \sqrt{2R_0 h_1},$$

$$CB = \sqrt{(R_0 + h_2)^2 - R_0^2} \approx \sqrt{2R_0 h_2},$$

то получаем

$$r_0 = \sqrt{2R_0} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}). \quad (2.14)$$

Подставляя величину $R_0 = 6370$ км и выражая r_0 в километрах, а h_1 и h_2 — в метрах, получаем

$$r_0 = 3.57 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \text{ км.} \quad (2.15)$$

При расстояниях между передатчиком и приемником, удовлетворяющих условию $0,2r_0 < r < 0,8r_0$, следует учитывать сферичность Земли.

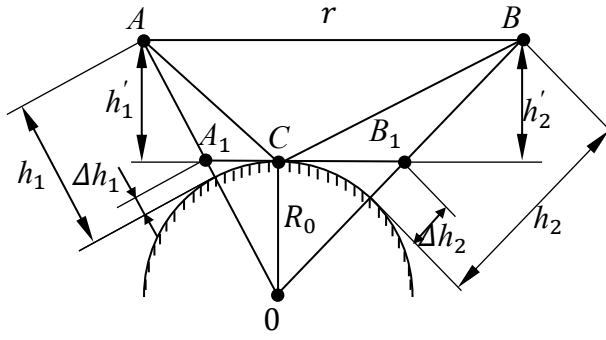


Рисунок 2.3— Схема распространения волны с учетом сферичности Земли

Схема распространения радиоволн с учетом сферичности Земли изображена на рисунке 2.3. Если в точке отражения волны провести плоскость, касательную к земному шару, и отсчитывать высоты антенн от этой плоскости, то картина распространения радиоволн над сферической Землей будет аналогична распространению радиоволн над плоской поверхностью. Для определения напряженности поля на расстояниях, меньших r_0 , можно пользоваться формулами (2.12), (2.13),

подставляя в них вместо действительных высот антенн h_1 и h_2 приведенные высоты h'_1 и h'_2 . При таком подходе разность хода лучей сохраняется, и угол падения волны на поверхность Земли остается неизменным, следовательно, результат будет правильным. Для расчета напряженности необходимо найти приведенные высоты h'_1 и h'_2 по известным высотам h_1 , h_2 и расстоянию r . Если бы рисунок 2.3 был изображен с соблюдением масштаба, то было бы видно, что высоты h_1 и h'_1 почти не имеют углового расхождения и можно считать:

$$h'_1 = h_1 - \Delta h_1, \quad h'_2 = h_2 - \Delta h_2. \quad (2.16)$$

Из треугольников OA_1C и OCB_1 найдем расстояния:

$$\begin{aligned} A_1C &= \sqrt{2R_0\Delta h_1} & \text{и} & & \Delta h_1 &= \frac{(A_1C)^2}{2R_0}; \\ CB_1 &= \sqrt{2R_0\Delta h_2} & \text{и} & & \Delta h_2 &= \frac{(CB_1)^2}{2R_0}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

При небольших расстояниях положение точки отражения можно найти так же, как и для плоской земной поверхности:

$$A_1C \approx r \frac{h_1}{h_1+h_2}, \quad CB_1 \approx r \frac{h_2}{h_1+h_2}. \quad (2.18)$$

При значительных расстояниях, близких к расстоянию прямой видимости, прямая A_1B_1 и ломаная ACB почти сливаются, и можно считать, что

$$A_1C \approx \sqrt{2R_0h_1}; \quad CB_1 \approx \sqrt{2R_0h_2}.$$

Учитывая, что

$$r \approx r_0 = \sqrt{2R_0}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}),$$

находим:

$$A_1C \approx r \frac{\sqrt{h_1}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}; \quad CB_1 \approx r \frac{\sqrt{h_2}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}. \quad (2.19)$$

Для промежуточных случаев положение точки C берут как среднее арифметическое из двух положений, определяемых формулами (2.18) и (2.19).

2.3. Поле излучателя, поднятого над неровной или неоднородной земной поверхностью

По законам геометрической оптики отражение радиоволн происходит в некоторой точке. По волновой теории отраженная волна формируется участком земной поверхности, окружающей точку отражения. При нормальном падении волны на поверхность область, существенная

для отражения, представляет собой окружность радиуса, равного радиусу первой зоны Френеля

$$r_0 = \sqrt{\frac{r\lambda}{2}},$$

где r — расстояние от излучателя.

При наклонном падении первая зона Френеля представляет собой эллипс. Размеры малой и большой полуосей эллипса соответственно равны:

$$a_\Phi = \sqrt{\frac{r'r''\lambda}{r'+r''}}, \quad b_\Phi = \frac{a_\Phi r}{\sqrt{4a_\Phi^2 + r^2 \operatorname{ctg}^2 \theta}}.$$

Здесь r' и r'' — расстояния от конца трассы до точки геометрического отражения;

r — протяженность трассы ($r = r' + r''$);

θ — угол падения волны.

Размеры области, существенной при отражении, на реальных УКВ трассах составляют многие километры в продольном направлении и десятки метров в поперечном.

При идеально ровной однородной поверхности результаты, полученные по волновой теории, в точности совпадают с данными геометрической оптики.

Влияние неровностей земной поверхности сказывается тем сильнее, чем короче длина волны. В диапазоне УКВ даже небольшие неровности Земли вызывают рассеянное отражение волн. Допустимую высоту неровностей, при которых отражение можно считать зеркальным, определяется из следующего соотношения

$$h_{\text{доп}} < \frac{\lambda}{8\theta},$$

где θ — угол падения.

Приведенное соотношение называется **критерием Рэлея**. Этот критерий показывает, что при данной высоте неровностей отражение ближе к зеркальному для полого падающих лучей.

Если распространение радиоволн происходит над неровной поверхностью, то рассеяние радиоволн неровностями приводит к уменьшению эффективного коэффициента отражения, а следовательно, к сглаживанию максимумов и минимумов интерференционной картины направленности. В том случае, когда это не желательно, приходится выравнивать участок земной поверхности, соответствующий эллипсу, формирующему отраженную волну.

Если распространение радиоволн происходит над неоднородной поверхностью, то прежде, чем рассчитывать напряженность результирующего поля, следует определить положение и размеры отражающей области.

Так например, если отражающая область попадает на ограниченную водную поверхность (озеро), тогда как передающий и приемный пункты находятся на суше на сравнительно большом удалении от берега, то при расчете напряженности поля следует пользоваться коэффициентом отражения от водной поверхности, то есть характер поля будет такой же, как если бы вся трасса проходила над водой.

2.4. Поле вертикального электрического вибратора, расположенного вблизи земной поверхности

Передающие антенны средних и длинных волн выполняют чаще всего в виде мачт или башен, расположенных в непосредственной близости от поверхности Земли. По принципу действия они эквивалентны вертикальным несимметричным вибраторам.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда излучатель расположен вблизи идеально проводящей поверхности. Близкие к этому случаю условия реализуются при распространении длинных волн над морем.

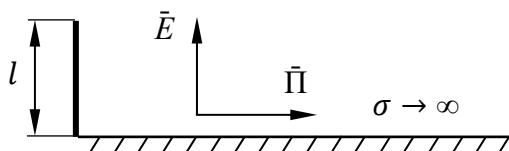


Рисунок 2.4 — Структура поля вертикального вибратора вблизи идеально проводящей поверхности

На рисунке 2.4 изображена структура поля вертикального вибратора вблизи идеально проводящей поверхности. Энергия, излученная таким вибратором, распространяется только в верхнем полупространстве над плоскостью, и следовательно, плотность ее потока в два раза больше, чем плотность потока энергии в свободном пространстве.

Напряженность поля при этом величивается в $\sqrt{2}$ по сравнению с напряженностью поля в свободном пространстве. Диаграмма направленности подобной антенны имеет максимум излучения вдоль земной поверхности. Амплитуда напряженности электрического поля вблизи поверхности равна

$$E_m = \frac{\sqrt{120PD}}{r}, \text{ В/м.} \quad (2.20)$$

Согласно граничным условиям вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$ направлен по нормали к поверхности, а следовательно, вектор Пойнтинга направлен параллельно поверхности. Для горизонтального вибратора напряженность поля у поверхности идеального проводника равна нулю. Если поверхность не является идеальным проводником, то напряженность поля отлична от нуля, но поле горизонтального вибратора значительно слабее поля вертикального вибратора, поэтому наибольший интерес представляет изучение структуры поля, создаваемого вертикальным вибратором.

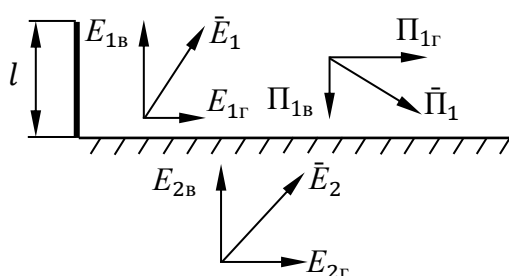


Рисунок 2.5 — Структура поля вертикального вибратора вблизи полупроводящей поверхности

На рисунке 2.5 изображена структура поля вертикального вибратора, расположенного вблизи полупроводящей земной поверхности. Горизонтальная (касательная) составляющая вектора E_1 теперь отлична от нуля. Следовательно, вектор $\vec{E}_1$ направлен к земной поверхности под углом, не равным 90° .

Так как вектор Пойнтинга $\vec{P}_1$ перпендикулярен вектору $\vec{E}_1$, то имеется составляющая P_{1g} , направленная перпендикулярно к поверхности Земли.

Энергия радиоволны, проникающей в полупроводящую поверхность Земли, частично теряется в ней.

Уменьшение напряженности электрического поля при распространении волны над полупроводящей поверхностью учитывается введением в соотношение (2.20) множителя ослабления F , тогда оно приобретает вид

$$E_m = \frac{\sqrt{120PD}}{r} F. \quad (2.21)$$

Определение зависимости множителя ослабления от параметров трассы и длины волны представляет собой математически довольно сложную задачу. Впервые решение этой задачи предложил в 1909 году А. Зоммерфельд. Решение было дано в интегральной форме, непригодной для инженерных расчетов. В 1923 — 1925 годах русский ученый М.В. Шулейкин и голландский ученый Б. Ван-дер-Поль придали решению вид удобный для расчетов.

Приближенное значение множителя ослабления можно рассчитать по формуле

$$F = \frac{2+0,3\rho}{1+\rho+0,6\rho^2}, \quad (2.22)$$

где параметр ρ зависит от длины трассы, электрических свойств почвы, а также протяженности трассы и называется **численным расстоянием**

$$\rho = \frac{\pi r}{\lambda \sqrt{\varepsilon_2^2 + (60\lambda\sigma_2)^2}}. \quad (2.23)$$

При малых расстояниях численное расстояние ρ мало и множитель ослабления $F \approx 1$, то есть напряженность поля изменяется обратно пропорционально расстоянию r .

При больших значениях r численное расстояние ρ велико (при $\rho > 20$ $F \approx 1/2\rho$) и множитель ослабления пропорционален $1/r$, то есть напряженность электрического поля изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния.

Описанный метод расчета пригоден для определения вертикальной составляющей напряженности электрического поля вибратора, расположенного над поверхностью Земли. Остальные составляющие связаны с вертикальной составляющей соотношениями, полученными благодаря использованию строгих граничных условий и приближенного граничного условия Леонтовича:

$$\begin{aligned} E_{1r} &\approx Z_{02} H_{1r}; & Z_{02} &= \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_2}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_2 - i60\lambda\sigma_2}}; \\ H_{1r} &= H_{2r}; & H_{1r} &= \frac{E_{1B}}{120\pi}; & E_{1e} &= \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_2}} \frac{E_{1e}}{120\pi} = \frac{E_{1B}}{\sqrt{\varepsilon_2}}; \\ E_{2r} &= E_{1r}; & E_{2B} \varepsilon_2 &= E_{1B} \varepsilon_1 = E_{1B}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Формулы для расчета напряженности электрического поля над неоднородной трассой, состоящей из двух или трех однородных участков, получены Е.Л. Файнбергом.

Наибольший интерес представляет случай резкого изменения электрических параметров подстилающей поверхности, который имеет место при переходе трассы с суши на море и наоборот. Расчеты, проведенные при использовании весьма громоздких формул, и накопленный в мире практический опыт показывают, что при использовании антенн, расположенных вблизи земной поверхности, наибольшее влияние на распространение радиоволн оказывают участки, находящиеся в непосредственной близости от передающей и приемной антенн.

Контрольные вопросы к разделу 2

- 2.1. Как классифицируются случаи распространения земных радиоволн?
- 2.2. Выведите формулу Введенского. При каких условиях можно вести расчет напряженности поля по формуле Введенского?
- 2.3. Чем объясняется квадратичная зависимость напряженности поля от расстояния в условиях применимости формулы Введенского?
- 2.4. Какой участок земной поверхности оказывает существенное влияние на распространение радиоволн, если антенны подняты высоко над поверхностью Земли?
- 2.5. Какие ограничения накладываются на применение формулы Введенского?
- 2.6. Дайте определение понятия «расстояние прямой видимости».
- 2.7. Где и во сколько раз больше расстояние прямой видимости: на Земле или на Луне при одних и тех же высотах поднятия антенн: $h_1 = 12$ м, $h_2 = 1$ м? Радиус Земли 6370 км, радиус Луны 1738 км.

- 2.8. Как учитывается сферичность Земли при пользовании формулой Введенского?
- 2.9. Напишите выражения, определяющие границы зон Френеля при отражении.
- 2.10. Какие составляющие имеет поле вертикального вибратора, расположенного вблизи полупроводящей поверхности Земли?
- 2.11. Приведите формулу Шулейкина — Ван-дер-Поля и объясните ее.
- 2.12. В каких диапазонах волн применяются антенны типа заземленного вибратора?
- 2.13. От чего зависит множитель ослабления в формуле Шулейкина — Ван-дер-Поля, и как он изменяется на протяженности трассы?
- 2.14. Какие участки неоднородной трассы оказывают наибольшее влияние на распространение радиоволн при использовании антенн, расположенных вблизи земной поверхности?

3. ТРОПОСФЕРА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

3.1. Строение и основные параметры тропосферы

Тропосферой называют нижнюю часть атмосферы, расположенную непосредственно над поверхностью Земли и простирающуюся до высоты (8 ... 10) км в полярных широтах, до (10 ... 12) км в умеренных и до (16 ... 18) км в тропиках. По всей своей высоте тропосфера имеет постоянный относительный состав входящих в нее газов, такой же, как у поверхности Земли. Исключение составляет содержание водяных паров, которое сильно зависит от метеорологических условий и резко уменьшается с высотой.

Важнейшим свойством тропосферы является убывание температуры с высотой. Средний вертикальный градиент температуры тропосферы составляет 6 град/км. Среднегодовая температура воздуха на верхней границе тропосферы в полярных областях составляет $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$ и в районе тропиков $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$. Верхняя граница тропосферы определяется по прекращению падения температуры с высотой. Причиной постепенного убывания температуры воздуха с высотой является то, что тропосфера почти прозрачна для солнечных лучей и, пропуская эти лучи, практически не нагревается. Нагретая поверхность Земли является источником тепловой радиации, которая прогревает тропосферу снизу вверх.

Основными параметрами, характеризующими свойства тропосферы, являются давление P и парциальное давление водяного пара P_n в Паскалях, температура в абсолютных градусах. Влажность атмосферы определяется содержанием водяных паров. Для удобства проведения расчетов распространения радиоволн в тропосфере вводится понятие **нормальной тропосферы**. Параметры нормальной тропосферы соответствуют среднему ее состоянию. Относительная диэлектрическая проницаемость ε тропосферы очень незначительно превышает единицу, однако изменения величины ε во времени и пространстве существенно влияет на распространение радиоволн, особенно УКВ диапазона. Зависимость ε от метеорологических параметров определяется выражением

$$\varepsilon = 1 + \left[\frac{157}{T} \left(P + \frac{4800P_n}{T} \right) \right] 10^{-8}. \quad (3.1)$$

Коэффициент преломления тропосферы равен

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{(\varepsilon - 1) + 1} \approx 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2},$$

откуда

$$n - 1 \approx \frac{\varepsilon - 1}{2}. \quad (3.2)$$

В силу малого отличия значения n от единицы удобнее пользоваться величиной

$$N = (n - 1) 10^6,$$

называемой **индексом преломления** тропосферы. Вблизи земной поверхности индекс преломления зависит от климатических и метеорологических условий и колеблется в пределах (260 ... 460).

В нормальной тропосфере значение N изменяется с высотой линейно, причем для средних широт градиент изменения с высотой составляет

$$\frac{dN}{dh} = -40 \text{ км}^{-1}$$

или, для коэффициента преломления

$$\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}. \quad (3.3)$$

В реальных условиях часто наблюдается нерегулярное изменение метеорологических параметров T , P , P_n с высотой, что приводит к сложной зависимости величины N от высоты.

3.2. Затухание энергии радиоволн в тропосфере

Основной причиной затухания радиоволн в тропосфере является наличие капель воды, присутствующих в виде тумана или дождя. При рассмотрении процесса затухания различают два явления:

- поглощение радиоволн каплями воды;
- рассеяние радиоволн в скоплениях капелек воды.

Поглощение радиоволн капельками воды происходит благодаря тому, что при прохождении радиоволн в каждой капельке наводятся токи поляризации. Диэлектрическая проницаемость воды велика, поэтому плотность токов поляризации имеет значительную величину, увеличивающуюся с повышением частоты проходящей радиоволны. Вода не является идеальным диэлектриком ($\varepsilon = 81$, $\mu = 1$, $\sigma = 0,001$ См/м), и образующиеся в каплях воды токи поляризации вызывают тепловые потери, которые увеличиваются с повышением частоты.

Рассеяние радиоволн капельками воды также приводит к затуханию поля проходящей волны. Физика процесса заключается в том, что токи, наведенные радиоволной в капельках, излучают электромагнитные волны, причем каждая капелька излучает равномерно во все стороны. Это приводит к рассеянию мощности радиоволны, поскольку не вся мощность переносится в первоначальном направлении: часть ее оказывается направленной в других направлениях. Рассеяние тем существеннее, чем крупнее капля и чем короче длина волны.

Кроме рассмотренных видов затухания, миллиметровые волны испытывают добавочное поглощение в молекулах водяного пара и кислорода. Это поглощение связано с тем, что молекулы H_2O обладают постоянными электрическими моментами, а молекулы O_2 — магнитными моментами. Электромагнитное поле проходящей волны воздействует на электронную оболочку молекул. Когда частота волны совпадает с собственной частотой молекул, возникают резонансные явления, и энергия волны переходит во внутримолекулярную энергию. Этот эффект обуславливает селективное поглощение волн определенной частоты.

Для учета влияния ослабления в формулы, выражающие зависимость напряженности поля от расстояния, вводится экспоненциальный множитель

$$E_m = E_{0m} e^{-\alpha_T r},$$

где E_{0m} — амплитуда напряженности поля без учета затухания;
 α_T — коэффициент затухания волн в тропосфере.

Затухание резко уменьшается с увеличением длины волны и становится ничтожно малым для волн длиннее одного метра. Интенсивное селективное поглощение происходит на волнах 0,25 и 0,5 см — в молекулах кислорода, на волнах 1,35 см и волнах короче 0,2 см — в молекулах водяного пара. Радиоволны, испытывающие интенсивное селективное поглощение, не приемлемы для передачи сигналов в тропосфере.

Зависимость коэффициента затухания от длины волны при селективном поглощении показана на рисунке 3.1.

3.3. Рефракция радиоволн в тропосфере

3.3.1. Траектория волны в тропосфере

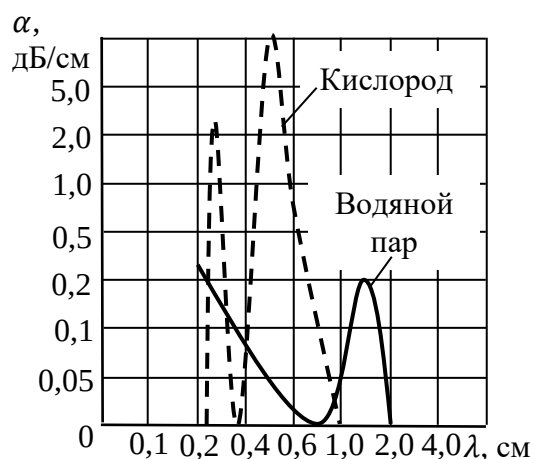


Рисунок 3.1 — Селективное поглощение

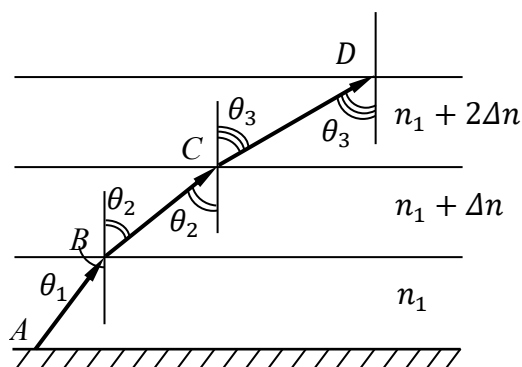


Рисунок 3.2 — Траектория волны в плоской слоистой среде

Разобьем мысленно тропосферу на тонкие слои, в пределах каждого из которых коэффициент преломления будем считать неизменным (рисунок 3.2). Кривизной Земли пренебрегаем. Пусть из точки A излучается волна, падающая под углом θ_1 на границу раздела слоев в точке B . При переходе во второй слой происходит преломление волны, причем, если коэффициент преломления убывает с высотой, угол преломления θ_2 оказывается больше угла падения θ_1 .

На границе раздела второго, третьего и всех следующих слоев также происходит преломление радиоволны. В результате этого волна движется по траектории, имеющей вид ломаной линии $ABCD$. Если толщину слоев уменьшить и перейти к плавному изменению коэффициента преломления, то ломаная $ABCD$ в пределе будет стремиться к некоторой кривой. Таким образом, при прохождении волны в неоднородной среде ее траектория искривляется. Это явление носит название **рефракции**.

В соответствии с законом Снеллиуса

$$n_1 \sin \theta_1 = (n_1 + \Delta n) \sin \theta_2 = (n_1 + 2\Delta n) \sin \theta_3 = \dots \quad (3.5)$$

Таким образом, при распространении волны в плоской слоистой среде выполняется условие постоянства произведения коэффициента преломления волны на синус угла падения этой волны, то есть

$$n \sin \theta = \text{const.} \quad (3.6)$$

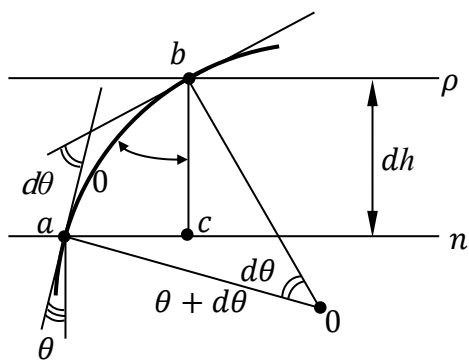


Рисунок 3.3 — К определению радиуса кривизны траектории волны

Определим радиус кривизны траектории волны.

На рисунке 3.3 изображены две поверхности, отстоящие одна от другой по высоте на малый интервал dh , причем коэффициент преломления на расстоянии dh изменяется на величину dn . Волна, падающая на нижнюю поверхность под углом θ , преломляется и падает на верхнюю поверхность под углом $\theta + d\theta$. На участке ab траектория волны представляется отрезком кривой с радиусом кривизны ρ .

Радиусы Oa и Ob являются нормальными к кривой в точках a и b . Угол между касательными

к кривой в точках a и b равен $d\theta$, следовательно, и угол aOb равен $d\theta$. Радиус кривизны траектории

$$\rho = \frac{ab}{d\theta}. \quad (3.7)$$

Отрезок ab определяем из треугольника abc

$$ab \approx \frac{dh}{\cos(\theta+d\theta)},$$

откуда

$$\rho \approx \frac{dh}{\cos(\theta+d\theta)d\theta} \approx \frac{dh}{\cos \theta d\theta}. \quad (3.8)$$

Взяв полный дифференциал уравнения траектории (3.6) в плоской слоистой структуре, выразим $\cos \theta d\theta$ через n и dn

$$d(n \sin \theta) = dn \sin \theta + n \cos \theta d\theta = 0,$$

откуда

$$\cos \theta d\theta = -\frac{dn}{n} \sin \theta.$$

Подставляя это выражение в (10.8), получаем

$$\rho = \frac{n}{-\left(\frac{dn}{dh}\right) \sin \theta}. \quad (3.9)$$

Поскольку основной интерес представляет распространение пологих лучей ($\theta \rightarrow 90^\circ$) и $n \approx 1$, выражение (3.9) можно переписать в виде

$$\rho = \frac{1}{-\left(\frac{dn}{dh}\right)}. \quad (3.10)$$

В формуле знак «минус» показывает, что траектория имеет положительную кривизну, то есть, обращена выпуклостью вверх, поскольку коэффициент n убывает с высотой ($\frac{dn}{dh} < 0$).

Если коэффициент преломления меняется с высотой по линейному закону ($\frac{dn}{dh} = \text{const}$), то радиус кривизны траектории не меняется с высотой и траектория представляет собой окружность.

Таким образом, влияние тропосферы на распространение радиоволн заключается и в искривлении траектории волны.

3.3.2. Учет влияния тропосферной рефракции на распространение радиоволн

Изложенные ранее методы расчета напряженности поля земных волн не учитывали влияние тропосферы и рассматривали прямолинейное распространение волн.

Для упрощения технических расчетов при учете влияния тропосферы в некоторых случаях оказывается удобным свести распространение волны по криволинейной траектории к распространению волны по прямолинейной траектории. Такое упрощение производится путем введения понятия *эквивалентного радиуса Земли*.

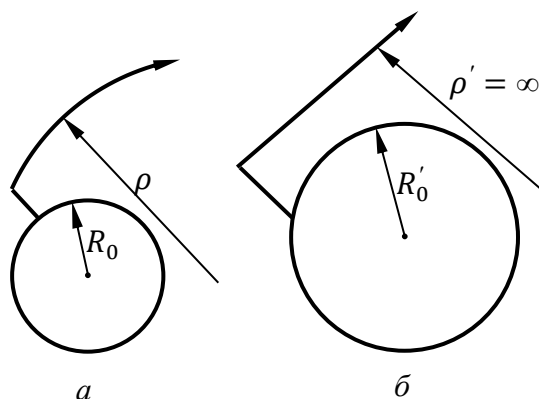


Рисунок 3.4 — К определению эквивалентного радиуса Земли

Картину распространения волн по криволинейной траектории вблизи реальной земной поверхности (рисунок 3.4, а) заменяют картиной распространения волн по прямолинейной траектории вблизи поверхности Земли с измененным радиусом R'_0 (рисунок 3.4, б). Кривизна траектории луча в эквивалентном случае $1/\rho'$ равна нулю, а в реальном — $1/\rho$.

Эквивалентный радиус Земли R'_0 определяется из условия, что разность между кривизной луча и кривизмой земной поверхности в реальном и эквивалентном случаях остается постоянной.

Это условие можно записать следующим образом:

$$\frac{1}{R'_0} - \frac{1}{\rho'} = \frac{1}{R_0} - \frac{1}{\rho},$$

Учитывая, что $\frac{1}{\rho'} = 0$, имеем

$$R'_0 = \frac{\rho R_0}{\rho - R_0} = \frac{R_0}{1 - \frac{R_0}{\rho}} = \frac{R_0}{1 + R_0 \frac{dn}{dh}}. \quad (3.11)$$

Выпрямленный эквивалентный луч проходит над земным шаром эквивалентного радиуса на той же высоте, что и криволинейный луч над реальной земной поверхностью.

Отношение эквивалентного радиуса Земли к действительному обозначают через k_1 и определяют в соответствии с формулами (3.10) и (3.11) как

$$k_1 = \frac{R'_0}{R_0} = \frac{1}{1 - \frac{R_0}{\rho}} = \frac{1}{1 + R_0 \frac{dn}{dh}}. \quad (3.12)$$

В нормальной тропосфере коэффициент преломления n меняется с высотой линейно с градиентом

$$\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1},$$

поэтому

$$k_1 \approx 4/3,$$

и такая рефракция называется *нормальной тропосферной рефракцией*.

Влияние рефракции на распространение радиоволн необходимо учитывать при рассмотрении сравнительно протяженных трасс, на которых существенно влияние кривизны земной поверхности.

Перечислим основные случаи применения эквивалентного радиуса Земли.

— Определение расстояния прямой видимости с учетом рефракции. Учесть влияние рефракции можно, заменив в выражении (2.14) величину R_0 на $k_1 R_0$, то есть

$$r_0' = \sqrt{2k_1 R_0} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}).$$

В условиях нормальной рефракции $k_1 \approx 4/3$ и

$$r_0' = 4,15(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \text{ км.} \quad (3.13)$$

В выражении (3.13) значения высот антенн задаются в метрах.
Следовательно,

$$r_0'/r_0 = 1,15,$$

то есть при нормальной рефракции расстояние прямой видимости возрастает на 15 %.

— Определение напряженности поля при использовании формулы Введенского с учетом сферичности Земли. Для этого достаточно подставить в формулы (2.17) вместо R_0 значение эквивалентного радиуса Земли.

3.3.3. Различные виды тропосферной рефракции

Тропосферную рефракцию можно классифицировать в зависимости от знака и величины градиента коэффициента преломления по высоте.

Отрицательная тропосферная рефракция

Отрицательная тропосферная рефракция реализуется при условии

$$\frac{dn}{dh} > 0.$$

Коэффициент преломления возрастает с высотой и траектория волны обращена выпуклостью вниз ($\rho < 0$). Эквивалентный радиус Земли (3.11) меньше реального (рисунок 3.5), что приводит к уменьшению напряженности поля в месте приема.

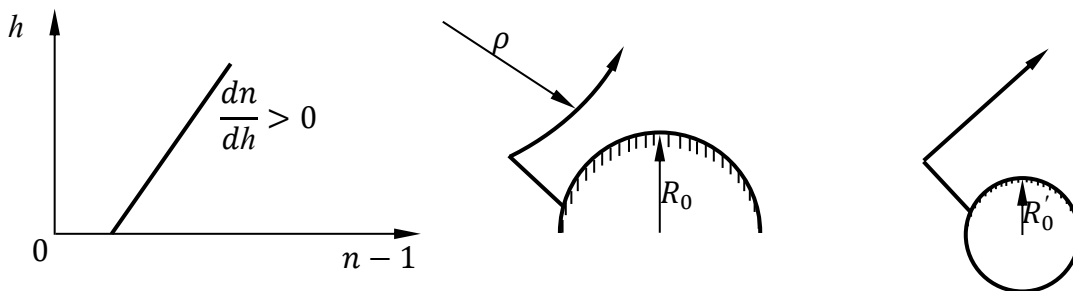


Рисунок 3.5 — Отрицательная тропосферная рефракция

Положительная тропосферная рефракция

Положительная тропосферная рефракция реализуется при условии

$$\frac{dn}{dh} < 0.$$

Коэффициент преломления убывает с высотой, и траектория волны обращена выпуклостью вверх ($\rho > 0$). При этом различают три частных случая.

а) **Нормальная тропосферная рефракция** реализуется при условии

$$\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}.$$

При этом

$$R'_0 = \frac{4}{3}R_0.$$

Напряженность поля в точке приема больше, чем при отсутствии рефракции (рисунок 3.5).

б) Критическая тропосферная рефракция реализуется при условии

$$\frac{dn}{dh} = -\frac{1}{R_0} = -15,7 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}.$$

При этом

$$\rho = R_0.$$

Следовательно, эквивалентный радиус Земли $R'_0 \rightarrow \infty$, то есть эквивалентная земная поверхность представляется плоской. Волна распространяется параллельно этой поверхности на постоянной высоте (рисунок 3.6)

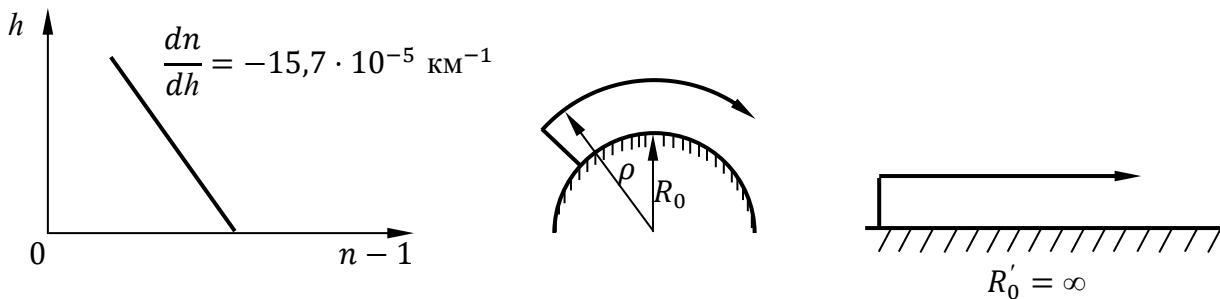


Рисунок 3.6 — Критическая тропосферная рефракция

в) Сверхрефракция наблюдается при условии

$$\frac{dn}{dh} < -\frac{1}{R_0} = -15,7 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}.$$

Наступает полное внутреннее отражение волны в тропосфере и луч возвращается на земную поверхность. Эквивалентный радиус Земли оказывается отрицательным (рисунок 3.7), так что волна, имеющая эквивалентную прямолинейную траекторию, обязательно встретится с «вогнутой» поверхностью Земли.

В этом месте волна отражается от земной поверхности и может распространяться путем последовательного отражения от тропосферы и Земли на большие расстояния. Это явление наблюдается в диапазоне УКВ и получило название **тропосферного волновода**. Высота «тропосферных волноводов» достигает десятков метров. Критическая длина волны $\lambda_{кр}$ связана с высотой волновода h_e соотношением

$$\lambda_{кр} = 8 \cdot 10^{-4} h_e^{3/2}. \quad (3.14)$$

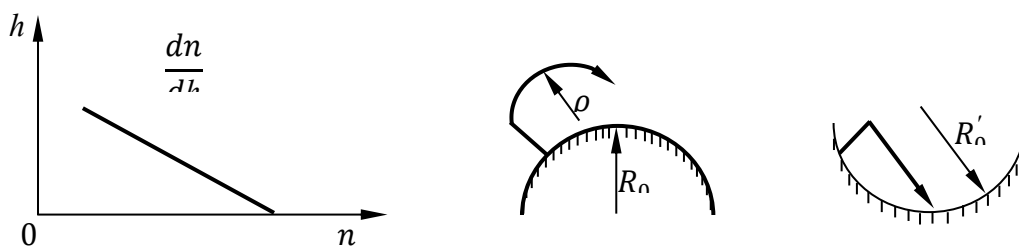


Рисунок 3.7 — Сверхрефракция

Волны с длиной $\lambda > \lambda_{\text{кр}}$ излучаются из волновода и не распространяются в нем. Как следует из (3.14) волноводное распространение возможно только для сантиметровых и дециметровых волн.

Условия, необходимые для появления свехрефракции, связаны с метеорологическим режимом. Резкое убывание коэффициента преломления с высотой наиболее часто вызывается **температурной инверсией** (увеличение температуры с высотой вместо понижения). Температурные инверсии появляются над сушей в вечерние часы, когда воздух вблизи Земли после захода Солнца быстро охлаждается. Над морем температурные инверсии наблюдаются тогда, когда с суши движется теплый сухой поток воздуха.

Температурные инверсии возникают нерегулярно, и предсказать точное время их появления не представляется возможным, можно прогнозировать только вероятность появления инверсий в определенном районе в данное время.

3.4. Неоднородности тропосферы и их влияние на распространение радиоволн

В тропосфере происходит непрерывное перемещение воздуха как вертикальными, так и горизонтальными потоками. Скорости движения воздуха при этом часто оказываются значительными, поэтому движение носит вихревой, турбулентный характер. При турбулентном движении скорость потока воздуха на отдельных участках отличается от средней скорости. Благодаря этому и плотность воздуха в отдельных местах отличается от среднего значения, а следовательно, имеются отклонения температуры и давления. Эти возмущения приводят к местному отклонению коэффициента преломления тропосферы от среднего значения. Величины отклонений непрерывно меняются (флуктуируют) с изменением скорости и направления воздушных потоков.

Схематично неоднородную тропосферу можно представить в виде ансамбля мелкомасштабных неоднородностей (флуктуаций диэлектрической проницаемости) сравнительно малой интенсивности. Размеры и интенсивности этих неоднородностей можно описать только статистически. Измерения показали, что отношение отклонения показателя преломления Δn от среднего значения $n_{\text{ср}}$ составляет

$$\frac{\Delta n}{n_{\text{ср}}} \approx 10^{-6}.$$

С удалением от поверхности Земли масштаб неоднородности уменьшается. Линейные размеры неоднородностей лежат в пределах от сантиметров до десятков метров. Более мелкие неоднородности находятся ближе к земной поверхности, где перемешивание воздуха сильнее, в результате чего происходит дробление крупных неоднородностей на мелкие.

Изучение неоднородного строения тропосферы важно потому, что присутствие неоднородностей обуславливает возможность дальней УКВ связи. Физика этого явления заключается в том, что радиоволны, падающие на неоднородности, наводят в них токи, так что неоднородности переизлучают энергию радиоволн и являются как бы естественными ретрансляторами, помещенными на большой высоте над Землей.

Контрольные вопросы к разделу 3

- 3.1. Как изменяются температура и давление воздуха с высотой?
- 3.2. Почему в тропосфере показатель преломления уменьшается с высотой?
- 3.3. Как связана диэлектрическая проницаемость тропосферы с метеорологическими параметрами?
- 3.4. Что представляет собой нормальная тропосфера?
- 3.5. Что является причиной поглощения радиоволн в тропосфере? Как зависит затухание от длины волны?

- 3.6. Выведите уравнение траектории луча.
 3.7. Выведите выражение для радиуса кривизны луча.
 3.8. Что понимается под нормальной тропосферной рефракцией?
 3.9. Для чего вводится понятие эквивалентного радиуса Земли?
 3.10. В какой степени изменится расстояние прямой видимости с учетом нормальной тропосферной рефракции?
 3.11. Какие атмосферные условия необходимы для возникновения сверхрефракции радиоволн?
 3.12. Радиоволны каких диапазонов длин волн могут распространяться в тропосферных волноводах?
 3.13. Какова природа мелких неоднородностей тропосферы?
 3.14. Поясните принцип работы линии радиосвязи, использующей рассеяние радиоволн в тропосфере.

Задачи к разделу 3

- 3.1. Изобразите вид траектории волны в тропосфере и подсчитайте эквивалентный радиус земного шара при следующих равенствах:

$$-\frac{dn}{dh} = +0,5 \frac{1}{R_0};$$

$$-\frac{dn}{dh} = -0,5 \frac{1}{R_0};$$

$$-\frac{dn}{dh} = -2 \frac{1}{R_0}.$$

- 3.2. В какой мере изменится расстояние прямой видимости при изменении градиента коэффициента преломления тропосферы

$$\text{от } \frac{dn}{dh} = -3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1} \text{ до } \frac{dn}{dh} = -6 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$$

Высоты антенн: $h_1 = h_2 = 10 \text{ м}$.

- 3.3. Подсчитайте критическую длину волны тропосферного волновода, если его высота $h_1 = 10 \text{ м}$.

4. ИОНОСФЕРА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

4.1. Состав и строение ионосферы

Ионосферой называют область атмосферы, находящуюся на высотах (60 ... 20000) км. Отражение и преломление верхними слоями атмосферы происходит благодаря наличию в них электронов и ионов, образующихся в результате ионизации газов. Для выбивания электронов из молекулы или атома необходимо произвести некоторую работу, называемую **работой ионизации**. Эта работа измеряется обычно в электрон — вольтах (1 эВ равен работе, которую надо затратить для того, чтобы заряд, равный заряду электрона, преодолел разность потенциалов в один вольт).

Основным источником, дающим энергию для ионизации атмосферы, является Солнце. Солнце имеет температуру около 6000 К и излучает широкий спектр электромагнитных колебаний, а также потоки заряженных частиц.

Ионизация под действием электромагнитных колебаний, излучаемых Солнцем (фотоионизация), может произойти только в том случае, если энергия кванта этих колебаний превышает работу ионизации

$$\frac{hc}{\lambda} = eU + \frac{mV^2}{2}, \quad (4.1)$$

где eU — работа ионизации;

$h = 6,62617 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка;

m — масса электрона;

V — скорость выбиваемых электронов.

При условии, что скорость выбиваемых электронов равна нулю, из формулы (4.1) можно определить максимальную длину волны электромагнитных колебаний, способную производить ионизацию

$$\lambda \frac{hc}{eU_{max}}. \quad (4.2)$$

По результатам расчетов можно определить, что ионизацию могут производить электромагнитные волны длиной менее 0,1 мкм, то есть волны, лежащие в ультрафиолетовой части спектра.

Интенсивность излучения зависит от времени года, времени суток и географической широты.

Для ионизации заряженными частицами — **ударной ионизации** необходимо, чтобы движущаяся частица обладала энергией, превышающей энергию ионизации

$$\frac{m_1 V_1^2}{2} = eU + \frac{mV^2}{2},$$

где m_1 и V_1 — масса и скорость заряженной частицы соответственно.

Расчет показывает, что если частица обладает массой электрона, то для того чтобы произошла ионизация, она должна иметь скорость не менее $V_1 = 2000$ км/с. Считают, что ионизирующее действие заряженных частиц составляет не более 50 % от ионизирующего действия ультрафиолетового излучения.

Заряженные частицы движутся по спирали в направлении магнитных силовых линий к магнитным полюсам земного шара и производят ионизацию, главным образом, в полярных областях.

Помимо Солнца, источником ионизирующего излучения являются звезды, но из-за боль-

шой удаленности звезд ионизирующее действие их излучения составляет, примерно, тысячную часть от ионизирующего действия Солнца и является существенным только в длинные зимние ночи. Ионизирующее действие оказывают космические лучи, обладающие высокими энергиями. Однако их действие оценивается в 10^{-8} части от ионизирующей способности ультрафиолетового излучения Солнца.

Ионизацию создают также метеоры, вторгающиеся в земную атмосферу со скоростями (11 ... 73) км/с. За счет этого явления несколько возрастает средний уровень ионизации.

Простые рассуждения показывают, что даже в однородной по составу атмосфере число электронов N , образующихся в 1 см^3 в 1 секунду, не постоянно и имеет некоторый максимум. Действительно, пусть Π — плотность ионизирующего потока, P — давление газа на данной высоте. На рисунке 4.1 изображены качественный вид зависимостей, а точнее, профилей этих величин от высоты.

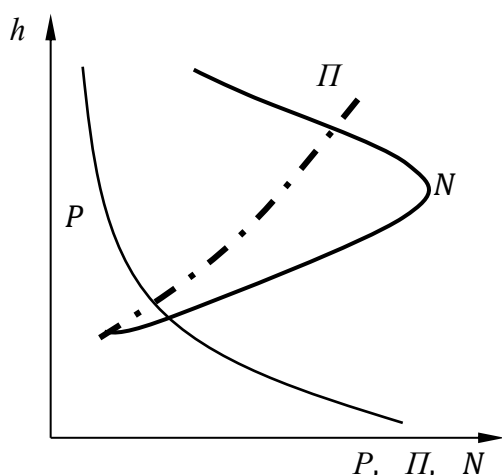


Рисунок 4.1 — Зависимости P , Π и N от высоты

Плотность ионизирующего потока убывает с приближением к земной поверхности (энергия потока тратится на ионизацию), а давление уменьшается с высотой. На больших высотах в области малых давлений содержится незначительное число молекул, способных ионизироваться, поэтому величина N в этой области мала. На небольших высотах плотность ионизирующего потока мала и энергия его недостаточна для ионизации большого числа молекул. На некоторой высоте величины Π и P достаточно большие, и в этой области образуется максимальное число электронов N .

В неоднородной по составу атмосфере при неоднородном ионизирующем потоке возможно образование нескольких максимумов ионизации, что и наблюдается в реальной атмосфере.

Одновременно с процессом ионизации происходит и рекомбинация, то есть воссоединение заряженных частиц и образование молекул. Различают два вида рекомбинации: прямую и ступенчатую. Рекомбинация сопровождается выделением энергии, равной работе ионизации.

Прямая рекомбинация

В верхних слоях атмосферы, где плотность воздуха мала, носителями зарядов являются электроны и положительные ионы. Отрицательные ионы, образующиеся при столкновении электрона с нейтральной молекулой, отсутствуют.

В процессе хаотического теплового движения частиц электрон и ион могут оказаться настолько близко один от другого, что под действием электростатических сил притянутся и образуют нейтральный атом.

После прекращения действия источника ионизации электронная плотность падает во времени по гиперболическому закону, поэтому с заходом Солнца ионизация исчезает не мгновенно. Быстрота спада в нижних слоях ионосферы происходит значительно быстрее.

Ступенчатая рекомбинация

В нижних слоях ионосферы, где плотности газа больше, электроны в процессе теплового движения могут сталкиваться с нейтральными молекулами и присоединяться к ним, образуя отрицательные ионы. Следовательно, при ступенчатой рекомбинации исчезновение электронов происходит не только путем воссоединения электрона с положительным ионом, но также путем образования отрицательных ионов и последующего соединения положительных и отрицательных ионов.

4.2. Диэлектрическая проницаемость и проводимость ионизированного газа

Наличие в верхних слоях атмосферы электронов и ионов определяет электрические параметры ионизированного газа — его диэлектрическую проницаемость и проводимость, а следовательно, его преломляющие и поглощающие свойства.

Электромагнитные волны, попадая в ионосферу, возбуждают в ней колебания электронов, полученных в результате ионизации. Колеблющиеся электроны образуют ток, который имеет обратную фазу относительно тока смещения в свободном пространстве. Это равнозначно уменьшению диэлектрической проницаемости атмосферы. Для определения ее обратимся к формуле комплексной абсолютной диэлектрической проницаемости полупроводящей среды

$$\epsilon_a = \epsilon_a - i \frac{\sigma}{\omega}. \quad (4.3)$$

Если в единице объема ионизированной среды содержится N электронов, каждый из которых имеет заряд e , то общий заряд этого объема равен Ne , Кл/м³. В таком случае за одну секунду через единичную площадку, перпендикулярную вектору скорости электронов V , м/с, проходит заряд NeV , т.е. плотность тока проводимости равна

$$j = NeV, \text{ А/м}^2.$$

Последнее выражение связано с напряженностью электрического поля зависимостью

$$j = \sigma E,$$

а поэтому удельная проводимость ионизированной среды определяется как

$$\sigma = \frac{NeV}{E}. \quad (4.4)$$

Сила, действующая на каждый электрон, помещенный в электрическое поле, равна eE . Эта же сила может быть выражена как произведение массы электрона m на его ускорение dV/dt . Следовательно,

$$eE = m \frac{dV}{dt}.$$

Если скорость электронов изменяется по синусоидальному закону

$$V = V_m e^{i\omega t},$$

то ускорение электронов

$$\frac{dV}{dt} = i\omega V,$$

тогда

$$eE = i\omega m V.$$

Отсюда находим напряженность электрического поля

$$E = i \frac{\omega m V}{e}.$$

Подставляя это выражение в выражение (4.4), получаем

$$\sigma = \frac{Ne^2}{i\omega m}, \quad (4.5)$$

после чего формула (4.3) принимает вид

$$\dot{\varepsilon}_a = \varepsilon_a - \frac{Ne^2}{\omega^2 m} = \varepsilon_a - \frac{Ne^2}{(2\pi)^2 f^2 m}. \quad (4.6)$$

Разделив обе части равенства на абсолютную диэлектрическую проницаемость ионизированного воздуха ε_0 и подставив значение $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, $\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}$ Ф/м, получаем относительную диэлектрическую проницаемость ионосферы

$$\varepsilon = 1 - 80,8 \frac{N}{f^2}. \quad (4.7)$$

Если в данной формуле электронная плотность выражена числом электронов в 1 м³ воздуха, то частота f выражается в герцах. Формула (4.7) подтверждает, что относительная диэлектрическая проницаемость ионосферы ε меньше относительной диэлектрической проницаемости неионизированного воздуха, равной единице. Проводимость ионосферы возрастает с увеличением плотности ионизации N и уменьшением частоты f электромагнитных волн. Первое очевидно, а последнее объясняется тем, что, чем больше период времени, в течение которого совершается полное колебание электронов, вызванное электромагнитной волной, тем больше амплитуда этих колебаний.

Уменьшение диэлектрической проницаемости атмосферы означает увеличение фазовой скорости радиоволн при переходе из нижних слоев атмосферы в ионосферу, а это влечет за собой преломление и отражение радиоволн. Кроме того, наличие ионосферы проявляется в поглощении энергии радиоволн. Такой вывод, казалось бы, противоречит формуле (4.6), согласно которой ионосфера — идеальный диэлектрик, поскольку ее диэлектрическая проницаемость выражается вещественным числом. В действительности это является результатом того, что при выводе формулы не учитывались потери электромагнитной энергии во время столкновений колеблющихся электронов с нейтральными молекулами и ионами. При столкновении электроны передают ионам и нейтральным молекулам энергию, полученную от электромагнитных волн, и эта энергия расходуется на тепловое движение тяжелых частиц ионосферы. При частоте электромагнитной волны, равной числу столкновений ν электронов с тяжелыми частицами в секунду, поглощение энергии электромагнитных волн, как обычно при резонансе, максимально. Эта частота примерно соответствует длине волны $\lambda = 200$ м. Значит, затухание волн в ионосфере уменьшается при уменьшении частоты в сторону более длинных волн и при увеличении частоты в направлении более коротких волн от $\lambda = 200$ м.

Физическая причина такой частотной зависимости поглощения радиоволн заключается в том, что в диапазоне частот $\omega < \nu$ время свободного пробега электрона τ меньше периода колебаний T . За время $\tau < T$ электрон набирает малую часть энергии волны, и энергия волны передается нейтральным молекулам малыми порциями.

При $\omega > \nu$ и $\tau > T$ электрон успевает несколько раз переизлучить энергию, не передавая ее нейтральным молекулам.

При частоте ω близкой к ν электрон набирает максимальную энергию от электромагнитной волны и передает ее при столкновении тяжелой частице. Происходит наибольшее поглощение радиоволн. Для ионосферных слоев число столкновений $\nu = (10^3 \dots 10^7) \text{ с}^{-1}$. При $\nu = 10^7 \text{ с}^{-1}$ условие выполняется для $f = 1,5$ МГц.

4.3. Скорость распространения радиоволн в ионизированном газе

Диэлектрическая проницаемость ионизированного газа меньше единицы и зависит от частоты колебаний. Среды, в которых скорость распространения зависит от частоты, называются *диспергирующими*. В диспергирующих средах различают фазовую и групповые скорости распространения радиоволн. Скорость, характеризующая быстроту перемещения фронта волны, называют *фазовой*. Фазовая скорость определяется выражением

$$V_{\phi} = \frac{\omega}{\beta}$$

или для сред, приближающихся по своим свойствам к диэлектрику с относительной диэлектрической проницаемостью ε , формулой

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

Основная расчетная формула для определения относительной диэлектрической проницаемости ионизированного газа без учета влияния ионов и нейтральных молекул определяется выражением

$$\varepsilon = 1 - \frac{Ne^2}{\omega^2 m \varepsilon_0} = 1 - \frac{80,8N}{f^2}. \quad (4.8)$$

Очевидно, что при значительной электронной плотности диэлектрическая проницаемость газа может оказаться равной нулю. Можно найти круговую частоту ω_0 , при которой выполняется условие $\varepsilon = 0$

$$\omega_0^2 = \frac{Ne^2}{m \varepsilon_0}$$

или

$$f_0 = \sqrt{80,8N}. \quad (4.9)$$

Частота ω_0 называется **собственной частотой** ионизированного газа или **частотой Ленгмюра**.

Выражение (4.8) можно переписать иначе, пользуясь понятием собственной частоты ионизированного газа, то есть

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2}. \quad (4.10)$$

Для ионизированного газа без учета потерь фазовая скорость равна

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}}}. \quad (4.11)$$

Следовательно, каждой частоте соответствует своя фазовая скорость и эта скорость больше скорости света.

Групповая скорость определяется выражением

$$V_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\omega}{d\left(\frac{\omega}{V_{\phi}}\right)} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} = c \sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}}. \quad (4.12)$$

В ионизированном газе сигнал распространяется со скоростью, меньшей скорости света.

В случае приближения рабочей частоты к собственной частоте ионизированного газа ($\omega \rightarrow \omega_0$), групповая скорость уменьшается ($V_{\text{гр}} \rightarrow 0$), а фазовая скорость резко возрастает ($V_{\phi} \rightarrow \infty$). В действительности благодаря потерям энергии волны в реальном ионизированном газе фазовая скорость достигает большой, но конечной величины.

При распространении через ионосферу радиопульсов последние подвергаются искажению из-за дисперсии среды. Искажения увеличиваются при укорочении длительности импульсов до нескольких микросекунд. Телеграфные импульсы большой длительности практически не искажаются из-за дисперсии.

4.4. Преломление и отражение радиоволн в ионосфере

Электронная плотность ионосферы меняется с высотой над земной поверхностью, а, следовательно, меняются и электрические параметры ионосферы. При распространении радиоволн в такой неоднородной среде их траектории искривляются, что может привести к отражению радиоволн.

Рассмотрим распространение волны в неоднородной ионосфере, свойства которой меняются с высотой, а в горизонтальном направлении остаются постоянными. Рассмотрение будем вести с позиций геометрической оптики. Для простоты будем считать земную поверхность и ионосферу плоскими.

Разобьем ионосферу на тонкие слои, в пределах каждого из которых диэлектрическую проницаемость будем считать постоянной. Тогда уравнение движения волны запишется так же, как и для случая распространения радиоволны в слоистой тропосфере (3.6)

$$\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_1 = \sqrt{\varepsilon_2} \sin \theta_2 = \dots = \sqrt{\varepsilon_n} \sin \theta_n. \quad (4.13)$$

При уменьшении толщины слоев, то есть при плавном изменении ε , траектория волны в пределе обратится в кривую. При убывании ε с высотой на каждый последующий слой волна падает под все большим углом, так что на некоторой высоте могут создаться условия для полного внутреннего отражения, и волна пойдет параллельно границе раздела слоев. Волна может отклониться также вниз и вернуться на Землю, то есть произойдет отражение волны.

Таким образом, в ионосфере отражение радиоволн происходит не на границе воздух — ионизированный газ, а в толще ионизированного газа. Отражение может произойти только в той области ионосферы, где электронная плотность возрастает, а диэлектрическая проницаемость убывает с высотой, то есть ниже максимума электронной плотности ионосферного слоя.

Выясним соотношение между электронной плотностью N , углом падения θ волны на нижнюю границу ионосферы и рабочей частотой f , которое должно быть выполнено для того, чтобы произошло отражение радиоволны от ионосферы.

На нижней границе ионосферы можно принять величину ε_1 равной единице. В глубине ионосферы при выполнении условия полного внутреннего отражения

$$\sin \theta_n \approx 1.$$

Тогда из уравнения (4.13) запишется условие отражения в виде

$$\sin \theta_1 = \sqrt{\varepsilon_n}. \quad (4.14)$$

Условие отражения связывает угол падения волны θ_1 на нижнюю границу ионосферы с диэлектрической проницаемостью ε_n в толще самой ионосферы, на той высоте, где происходит отражение волны.

Условие отражения можно переписать, подставив в него выражение для диэлектрической проницаемости ионизированного газа (4.8), то есть

$$\sin \theta_1 = \sqrt{1 - \frac{80,8N}{f^2}}. \quad (4.15)$$

Следовательно, при определенной электронной плотности волна данной частоты отразится только в том случае, если угол падения θ_1 равен или превышает величину, определяемую формулой (4.15). Чем больше значение N , тем при меньших углах θ_1 возможно отражение. Угол θ_1 , при котором в данных условиях еще возможно отражение, называется **критическим углом**.

Из выражения (4.15) можно определить максимальную рабочую частоту, при которой волны отразятся от ионосферы для заданных электронной плотности и угле падения

$$f_{\theta_1} = \frac{\sqrt{80,8N}}{\cos \theta_1}. \quad (4.16)$$

Если волна нормально падает на ионосферу ($\theta_1 = 0$), то

$$f_{\theta_1=0} = \sqrt{80,8N} = f_0. \quad (4.17)$$

При нормальном падении волны отражение происходит на той высоте, где рабочая частота равна собственной частоте ионизированного газа, и следовательно, $\varepsilon = 0$. Из уравнений (4.16) и (4.17) видно, что для отражения волны, посланной по нормали к ионосфере, и волны с частотой колебаний

$$f_{\theta_1} = \frac{f_0}{\cos \theta_1},$$

посланной под углом к ионосфере, нужна одна и та же электронная плотность, так что отражение этих волн происходит на одной и той же высоте, но

$$f_{\theta_1} > f_0.$$

Из (4.16) и (4.17) следует, что чем больше электронная плотность, тем для более высоких частот выполняется условие отражения.

Частота, при которой волна отражается в случае вертикального падения на ионосферный слой, называется **критической частотой** $f_{кр}$

$$f_{кр} = \sqrt{80,8N} = f_0. \quad (4.18)$$

Максимальная критическая частота $f_{крmax}$ соответствует условию $N = N_{max}$, то есть

$$f \sqrt{80,8N_{крmax}}. \quad (4.19)$$

Если рабочая частота $f > f_{крmax}$, то при нормальном падении волны на ионосферу отражения не происходит и волна уходит в космическое пространство.

Коэффициент отражения от ионосферы меняется в зависимости от частоты скачком при $f = f_{кр}$. Если рабочая частота меньше критической, то происходит полное отражение волны от ионосферного слоя и коэффициент отражения равен единице. Если $f > f_{крmax}$, то коэффициент отражения равен нулю.

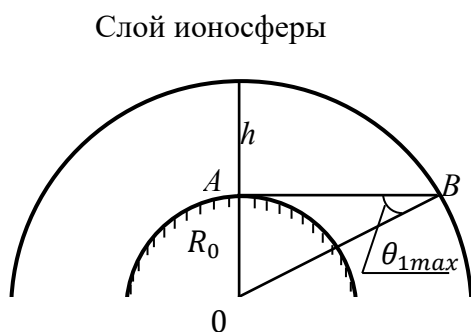


Рисунок 4.2 — К определению максимального угла падения волны на ионосферу

При наклонном падении волны ионосфера прозрачна для частот, превышающих $f_{крmax}$.

Сферичность Земли и ионосферы ограничивают максимальный угол падения волны на ионосферу.

Из рисунка 4.2 видно, что луч, направленный по касательной к поверхности Земли, падает на ионосферу под наибольшим возможным при данной высоте слоя углом θ_{1max} .

Из треугольника AOB имеем

$$\sin \theta_{1max} = \frac{R_0}{R_0 + h_{1max}},$$

где R_0 — радиус Земли;

h — высота нижней границы отражающего слоя ионосферы.

То обстоятельство, что волна не может быть послана под углом, большим θ_{1max} , приводит к ограничению рабочего диапазона. При электронной плотности N_{max} может отразиться волна частотой не выше, чем

$$f = \frac{\sqrt{80,8 N_{max}}}{\cos \theta_{1max}}. \quad (4.20)$$

Практически от ионосферы могут отражаться волны длиннее 10 метров.

4.5. Влияние магнитного поля Земли на распространение радиоволн

Ионизированный газ ионосферы находится в постоянном магнитном поле, напряженность которого составляет 40 А/м. Присутствие постоянного магнитного поля изменяет условия движения электронов, благодаря чему изменяются и электрические параметры ионизированного газа. В магнитном поле электроны движутся по окружности. Направление вращения совпадает с движением часовой стрелки, если смотреть вдоль силовых линий магнитного поля. Вращение электрона в постоянном магнитном поле называется **гиромагнитным резонансом**, а частота вращения ω_H — **частотой гиромагнитного резонанса**

$$\omega_H = \frac{e\mu_0}{m} H_0, \quad (4.21)$$

где H_0 — напряженность магнитного поля Земли;

e — заряд электрона;

m — масса электрона.

Для справочного значения $H_0 = 40$ А/м, частота $f_H = 1,4$ МГц.

При распространении электромагнитной волны в ионизированном газе совокупное движение электронов под действием электрического поля волны и магнитного поля Земли приводит к тому, что диэлектрическая проницаемость ионизированного газа ϵ изменяется в зависимости от направления волны. Математически это описывается введением вместо скаляра **тензора** в векторных операциях. Среда становится **анизотропной**, и ее параметры зависят от направления распространения волны.

Для волн круговой поляризации, распространяющихся в **направлении постоянного магнитного поля**, относительные диэлектрические проницаемости определяются следующим образом:

— $\varepsilon_I = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_H}{\omega}}$ — для волны с вращением вектора $\vec{E}_I$ по часовой стрелке;

— $\varepsilon_{II} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\omega_H}{\omega}}$ — для волны с вращением вектора $\vec{E}_{II}$ против часовой стрелки.

Линейно поляризованная волна, представляющая собой совокупность волн с круговой поляризацией, при распространении в **направлении постоянного магнитного поля** изменяет положение плоскости поляризации (**эффект Фарадея**). Поворот этой плоскости обусловлен разными скоростями распространения волн круговой поляризации, так как $\varepsilon_I \neq \varepsilon_{II}$.

Волна с составляющей поля E_{II} может распространяться в ионизированном газе большей электронной плотности, чем волна с составляющей E_I или волна в отсутствии магнитного поля. С другой стороны, если $\omega_H/\omega > 1$, то, как следует из выражения для ε_I , значение ε_I положительно при любом отношении ω_0/ω и в ионизированном газе могут распространяться волны очень низких частот с составляющей E_I .

В природе наблюдается явление прохождения через ионизированный газ волны, частота которой ниже собственной частоты ионизированного газа ($\omega < \omega_0$) в присутствии постоянного магнитного поля. Так, при определенных условиях сверхдлинные волны могут проходить сквозь толщу ионосферы, не отражаясь от ионосферы. Это же явление используют в некоторых случаях, когда необходимо обеспечить прохождение волн через плотный слой ионизированного газа.

Составляющие волны, векторы которых $\vec{E}_I$ и $\vec{E}_{II}$ имеют разные направления вращения, испытывают в ионизированном газе в присутствии постоянного магнитного поля различное поглощение, что приводит к появлению эллиптической поляризации результирующего колебания. При распространении волны происходит поворот большой оси эллипса и расширение эллипса за счет более интенсивного поглощения одной из составляющих волн. В пределе эллиптическая поляризация может перейти в круговую.

Волна, распространяющаяся **перпендикулярно к силовым линиям постоянного магнитного поля**, распадается на две составляющие. Вектор $\vec{E}$ первой составляющей волны совпадает по направлению с линиями постоянного магнитного поля, и магнитное поле не влияет на распространение этой составляющей волны. Такая волна называется **обыкновенной**. Вектор $\vec{E}$ второй составляющей волны нормален к силовым линиям постоянного магнитного поля. Эта волна распространяется с фазовой скоростью, определяемой диэлектрической проницаемостью по формуле

$$\varepsilon_{\text{необ}} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega_H^2/\omega^2}{1 - \omega_0^2/\omega^2}}.$$

При этом появляются составляющие напряженности поля E_z вдоль направления распространения, не совпадающие по фазе с поперечной составляющей, и поле оказывается эллиптически поляризованным в плоскости распространения волны. Такая волна называется **необыкновенной**.

При вертикальном падении волны на слой ионосферы отражение происходит в той области, где относительная диэлектрическая проницаемость ионизированного газа обращается в нуль.

Для обыкновенной волны $\varepsilon = 0$ при $\omega_0 = \omega$, а для необыкновенной имеет место $\omega_0^2 = \omega^2 \pm \omega\omega_H$.

Поскольку величина ω_0 определяется электронной плотностью, отражение волн происходит при трех значениях N , то есть на разных высотах ионосферы.

В общем случае, когда направление распространения произвольно к постоянному магнитному полю, волна распадается на две составляющие, распространяющиеся с различными

фазовыми скоростями. Обе составляющие оказываются поляризованными по эллипсу и претерпевают различное поглощение.

4.6. Экспериментальные данные о строении ионосферы

Экспериментальное исследование ионосферы ведется, главным образом, с помощью радиометодов, то есть путем изучения условий прохождения и отражения радиоволн в ионосфере. Для этого, в частности, используется вертикальное зондирование ионосферы радиопульсами, осуществляемое ионосферными станциями. Ионосферные станции разбросаны по всему земному шару (кроме трудно доступных районов).

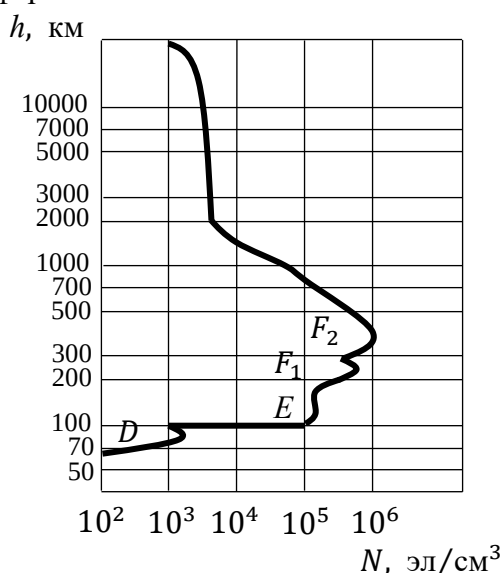
Наблюдения на ионосферных станциях позволили:

- установить число максимумов ионизации число слоев ионосферы;
- определить закон изменения электронной плотности с высотой ниже уровня ионизации;
- выяснить закон изменения электронной плотности и критических частот в течение суток, года, солнечного цикла;
- выяснить закономерности распределения электронной плотности по земному шару.

С помощью ионосферных станций проводятся исследования нерегулярных явлений, происходящие в ионосфере.

Для измерения электронной плотности выше уровня максимума ионизации ионосферные станции устанавливаются на искусственных спутниках Земли. Результаты измерений передаются на Землю.

Картина распределения электронной плотности по высоте в основном совпадает с теоретически полученным распределением (рисунок 4.1). Действительно, на высоте (250 ... 400) км имеется основной максимум ионизации, выше и ниже которого электронная плотность убывает. Область ионосферы ниже основного максимума называют *внутренней ионосферой*, а выше основного максимума — *внешней ионосферой*. Наиболее изучена внутренняя ионосфера.



Во внутренней ионосфере обычно существуют несколько неярко выраженных максимумов концентрации зарядов, называемых областями или слоями ионосферы. Слои принято обозначать буквами *D*, *E*, *F* (рисунок 4.3).

Ионосферные слои обычно характеризуются следующими параметрами:

- электронной плотностью в максимуме ионизации N_{max} ;
- высотой нижней границы ионизации h_0 ;
- полутолщиной слоя (высотой от нижней границы слоя до максимума ионизации) h_{max} ;
- числом столкновений электронов с тяжелыми частицами ν .

Рисунок 11.3 — Распределение электронной плотности ионосферы

Слой D — самый нижний ионосферный слой, расположенный на высоте (60 ... 80) км. Электронная плотность в нем не превышает ($10^3 \dots 10^4$) эл/см³, кроме того, здесь имеется значительная концентрация отрицательных ионов примерно 10^8 ион/см³. Плотность ионосферы

на высоте слоя D еще велика и частота соударений электронов с тяжелыми частицами достигает величины $\nu = 10^7 \text{ с}^{-1}$, что обуславливает сильно выраженные поглощающие свойства этого слоя. Слой D появляется только в дневное время, а ночью ионизация на этих высотах почти полностью исчезает. В летние месяцы электронная плотность в слое D выше, чем в зимние.

Слой E . Нижняя граница этого слоя расположена на высоте 100 км, полутолщина составляет (15 ... 20) км, электронная плотность достигает днем максимального значения $N_{5_{max}}$ эл/см³, ночью — $N_{3_{max}}$ эл/см³. Частота соударений $\nu = 10^5 \text{ с}^{-1}$. Основным ионизирующим фактором для слоя E является ультрафиолетовое излучение Солнца. Характер изменения электронной плотности во времени симметричен относительно местного полдня. В ночные часы электронная плотность остается на постоянном уровне. Предполагается, что ионизация вызывается отчасти метеорами, отчасти присоединением электронов (при рекомбинации) к нейтральным молекулам. Электронная плотность слоя E имеет закономерный сезонный ход; максимальное значение N_{max} наблюдается в летние месяцы. Слой мало подвержен случайным изменениям.

Слой F расположен на высоте (250 ... 400) км. Ему соответствует основной максимум электронной плотности. Наиболее закономерный суточный ход плотности ионизации и высоты слоя F наблюдается в зимние месяцы, когда в дневное время интенсивность ионизации сильно возрастает, при этом концентрация электронов достигает максимального значения ($6 \cdot 10^5 \dots 2 \cdot 10^6$) эл/см³ после полудня. Ночью электронная плотность не превышает $2,5 \cdot 10^5$ эл/см³. Высота слоя F уменьшается в дневные часы до (220 ... 240) км и увеличивается ночью до (300 ... 330) км.

В летние месяцы суточные изменения параметров слоя F имеют совершенно иной характер. В дневные часы слой F расщепляется на два слоя, один из которых F_2 расположен на высоте (300 ... 400) км, а второй — F_1 на высоте (200 ... 300) км. Электронная плотность в слое F_2 составляет ($4 \cdot 10^5 \dots 9 \cdot 10^5$) эл/см³, электронная плотность в слое F_1 — ($2 \cdot 10^5 \dots 4 \cdot 10^5$) эл/см³. Слой F_1 по своим свойствам подобен слою E : здесь электронная плотность изменяется синхронно с зенитным углом Солнца, и максимум наблюдается ровно в полдень. В суточном изменении электронной плотности слоя F_2 нет резкого максимума. Летом в ночные часы существует только один слой на высоте 300 км, причём его электронная плотность, как и в зимнее время, не превышает $2,5 \cdot 10^5$ эл/см³. Полутолщина слоя F меняется в зависимости от географического места и времени в пределах (100 ... 200) км. Частота соударений электрона с тяжёлыми частицами составляет $\nu = (10^3 \dots 10^4) \text{ с}^{-1}$.

Ионизация слоя F происходит как за счёт ультрафиолетового излучения Солнца, так и за счёт потоков заряженных частиц, на траекторию которых влияет земное магнитное поле. Слой F является основным слоем, отражающим короткие волны, и поэтому имеет большое значение для радиосвязи.

Исследование радиофизических свойств внешней ионосферы стало возможным только с запуском геофизических ракет и искусственных спутников Земли. Распределение электронной плотности по высоте показано на рисунке 11.3. На высоте 20000 км электронная плотность снижается до величины ($10^2 \dots 10^3$) эл/см³, что приближается к плотности газа в межпланетном пространстве.

При изменении солнечной активности меняется интенсивность ультрафиолетового и радиоизлучения Солнца, тогда как интенсивность излучения в видимой части спектра остаётся неизменной. Изменения в деятельности Солнца приводят к появлению нерегулярных явлений в ионосфере. Рассмотрим кратко основные из них.

а) Ионосферно-магнитные бури. На Солнце время от времени происходят своеобразные вспышки, сопровождаемые извержением потоков заряженных частиц. Эти потоки, попадая в атмосферу Земли, под действием земного магнитного поля движутся по сложным траекториям к полярным районам.

Интенсивные потоки заряженных частиц нарушают нормальный режим ионизированных слоёв и вызывают так называемые ионосферно-магнитные бури. Заряженные частицы не только ионизируют атмосферу, но и повышают температуру газа, что приводит к уменьшению его плотности, а, следовательно, к уменьшению электронной плотности.

В системах связи эти явления могут привести к резкому ухудшению качества радиосвязи или к полному ее прекращению на время от нескольких часов до нескольких суток. Одновременно с нарушением структуры ионосферы наблюдаются изменения в магнитном поле Земли, которые частично обусловлены движением зарядов.

б) Внезапные вспышки поглощения. Временами на Солнце происходят вспышки интенсивного ультрафиолетового излучения, которое вызывает сильную ионизацию слоя D ионосферы, что приводит к усиленному поглощению коротких волн и нарушению связи. Средние и длинные волны по-прежнему распространяются, так как в это время они отражаются от слоя D . Повышенная ионизация слоя D продолжается от нескольких минут до нескольких часов.

в) Спорадический слой E_s . Помимо регулярных слоев, в ионосфере время от времени на высоте (90 ... 100) км образуется спорадический (нерегулярный) слой E_s . Он представляет собой скопление ионизированного газа гораздо большей электронной плотности, чем плотность окружающей среды на той же высоте. Спорадический слой появляется над сравнительно небольшой территорией и может перемещаться под действием господствующих в ионосфере ветров в каком-либо направлении со скоростью до (150 ... 250) км/час. Спорадический слой чаще всего появляется в южных широтах летом в дневные часы. Иногда спорадический слой существует несколько часов, а иногда несколько минут. Причины образования спорадического слоя не установлены, поэтому не удастся предсказать время его появления и продолжительность существования. Слой E_s обуславливает возможность нерегулярного распространения метровых волн на расстояниях (1000 ... 2000) км.

Ионосферные слои неоднородны и в горизонтальном направлении. В ионосфере непрерывно происходят сгущения и разряжения плотности ионизации, нерегулярные как во времени, так и в пространстве. Причиной этого, по-видимому, является турбулентное движение ионизированного газа. Размеры неоднородностей лежат в пределах от нескольких метров до нескольких километров. Явление рассеяния радиоволн на неоднородностях ионосферы можно использовать для осуществления радиосвязи на метровых волнах на расстояния (1000 ... 2000) километров.

Контрольные вопросы к разделу 4

- 4.1. Что является основным ионизирующим фактором ионосферы?
- 4.2. Изобразите график изменения электронной плотности ионосферы с высотой.
- 4.3. Напишите выражения для относительной диэлектрической проницаемости ионосферы без учета магнитного поля Земли.
- 4.4. Рассчитайте собственную частоту ионизированного газа, если электронная плотность $N = 10^6$ эл/см³.
- 4.5. Возможен ли волновой процесс в среде, где $\varepsilon = 0$?
- 4.6. Приведите и поясните выражения для фазовой и групповой скоростей распространения радиоволн в ионизированном газе.
- 4.7. Как зависит коэффициент поглощения радиоволн в ионосфере?
- 4.8. Сформулируйте условия отражения радиоволн в ионосфере. Дайте определение и напишите выражение для критической частоты.

- 4.9. Напишите соотношение частоты, электронной плотности и угла падения волны на границу ионосферы при отражении.
- 4.10. Для каких частот ионосфера становится прозрачной?
- 4.11. Как влияет магнитное поле Земли при распространении радиоволн вдоль магнитных силовых линий? Перпендикулярно магнитным силовым линиям Земли?
- 4.12. Приблизительно во сколько раз отличаются гирочастоты электронов и ионов?
- 4.13. Поясните принципы работы ионосферной станции для исследования верхних слоев атмосферы.
- 4.14. Охарактеризуйте слои ионосферы: D , E , F . Вычислите критические частоты этих слоев для дневного времени зимой.
- 4.15. Какие нерегулярные явления наблюдаются в ионосфере?
- 4.16. Определите концентрацию электронов в газовой плазме, при которой относительная диэлектрическая проницаемость среды становится равной нулю на частоте сигнала 10^9 Гц.
- 4.17. Определите фазовую и групповую скорости плоской волны, распространяющейся в ионосфере, у которой концентрация электронов $N = 10^5$ эл/см³. Расчет произвести для двух частот сигнала $f = 50$ МГц и $f = 10$ ГГц.
- 4.18. Рассчитайте относительные диэлектрические проницаемости ϵ_I и ϵ_{II} для волн круговой поляризации, распространяющихся в направлении постоянного магнитного поля Земли. Частота сигнала $f = 20$ МГц, концентрация электронов $N = 10^5$ эл/см³.

5. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ

5.1. Распространение длинных и средних волн

Длинные и особенно *сверхдлинные* волны мало поглощаются при прохождении в толще суши или моря и, следовательно, могут использоваться для связи с погруженными подводными лодками, а также для подземной радиосвязи. Длинные волны хорошо дифрагируют вокруг сферической поверхности Земли. Дальность распространения длинных и сверхдлинных волн составляет (2000 ... 3000) км. При этом для расстояний (500 ... 600) км напряжённость электрического поля можно определять по формуле Шулейкина — Ван-дер-Поля, а для больших расстояний расчёт ведут с учетом дифракции.

Начиная с расстояний (300 ... 400) км, помимо земной волны присутствует волна, отражённая от ионосферы. С увеличением расстояния напряжённость электрического поля отражённой от ионосферы волны увеличивается, и на расстояниях (700 ... 1000) км напряжённости полей земной и ионосферной волн становятся примерно равными. Суперпозиция этих двух волн даёт интерференционную картину поля. На расстояниях свыше (2000 ... 3000) км распространение происходит подобно распространению в волноводе, стенками которого служат поверхность Земли и нижняя граница ионосферы.

Расчёты и эксперименты показывают, что днём отражение длинных и сверхдлинных волн может происходить от нижней границы слоя *D*, а ночью — от нижней границы слоя *E*.

Для волновода, образованного Землёй и ионосферой, оптимальными являются волны длиной (25 ... 35) км. Критическая длина волны не превышает 100 км.

Основное преимущество длинных волн — незначительное изменение напряжённости электрического поля. Недостатком длинных волн является невозможность передачи в широкой полосе частот, необходимой для трансляции разговорной речи или музыки. В настоящее время длинные и сверхдлинные радиоволны применяются, главным образом, для телеграфной связи на дальние расстояния, а также для целей навигации.

Средние волны используются, главным образом, для радиовещания и радиосвязи. Они могут распространяться как земные и как ионосферные волны. Напряжённость поля земных волн определяют по формуле Шулейкина — Ван-дер-Поля. Средние волны испытывают значительное поглощение в полупроводящем слое Земли, дальность распространения земной волны ограничена расстояниями (500 ... 700) км. На большие расстояния радиоволны распространяются ионосферной волной. Рассмотрим основные особенности ионосферного распространения средних волн:

Изменение условий распространения радиоволн в ночные и дневные часы. В дневные часы на пути распространения волны расположен слой *D*, чрезвычайно сильно поглощающий средние волны. В ночное время слой *D* отсутствует, и средние волны распространяются путём отражения от слоя *E* ионосферы на расстояния порядка 10000 км.

Замирания средних волн. В ночные часы на некотором расстоянии от передатчика возможен приход в точку приема одновременно пространственной и поверхностной волн. Изменение разности фаз этих волн приводит к колебанию напряжённости электрического поля, называемому *ближним замиранием поля*.

На значительном расстоянии от передатчика в точку приема могут прийти волны путём одного и двух отражений от ионосферы. Изменение разности фаз этих двух волн также приводит к колебанию напряжённости электрического поля, называемому *дальним замиранием поля*.

Перекрестная модуляция в ионосфере. Исследования показали, что сигнал менее мощной средневолновой станции может быть промодулирован сигналом более мощной средневолновой станции за счет нелинейных свойств ионосферы. Это явление называется перекрестной модуляцией. Глубина модуляции достигает (5 ... 8) %. Избавиться от перекрестной модуляции можно, избегая пересечения диаграмм направленности антенн мощной и маломощной станций.

5.2. Распространение коротких волн

Короткие волны могут распространяться как земные и как ионосферные. На этих волнах можно создать направленные антенны. Поверхностной волной короткие волны могут распространяться только на небольшие расстояния до нескольких десятков километров. Расчет напряженности электрического поля в этом случае можно проводить либо по формуле Введенского, либо по формуле Шулейкина в зависимости от высоты расположения антенн от поверхности Земли. Ионосферной волной короткие волны могут распространяться на многие тысячи километров.

Рассмотрим основные особенности ионосферного распространения коротких волн.

Короткие волны распространяются на дальние расстояния путем отражения, в основном, от слоя *F* ионосферы и поверхности Земли. Такой способ распространения называют **скачками**. Минимальное расстояние скачка, для которого выполняется условие отражения, значительно больше расстояния прямой видимости, на которое распространяется земная волна, поэтому возникает кольцевая область **зоны молчания**.

Чтобы волна была принята на определенном расстоянии от передатчика, во-первых, должно выполняться условие отражения волны от ионосферы

$$\sin Q_1 = \sqrt{1 - \frac{80,8N}{f^2}}$$

и, во-вторых, напряженность электрического поля полезного сигнала в данном месте должна превышать уровень помех. Эти два условия ограничивают диапазон применяемых рабочих частот.

Электронная плотность ионосферы меняется в течение суток и в течение года. Значит, изменяется и граница рабочего диапазона, что приводит к необходимости изменения рабочей длины волны в течение суток. Обычно днем работают на волнах длиной (10 ... 25) метров, а ночью — на волнах длиной (35 ... 100) метров. Волны длиной (35 ... 100) метров сильно поглощаются в слое *D* ионосферы, поэтому на них работают ночью, когда слой *D* отсутствует. На волнах длиной (10 ... 25) метров ночью работать невозможно, так как не выполняется условие отражения волны от ионосферы вследствие уменьшения электронной плотности.

Существует несколько методов определения максимально применимых частот (МПЧ). Все они основаны на использовании данных ионосферных станций о критических частотах и высотах ионосферных слоев. Для того чтобы вероятность определения радиосвязи при случайных изменениях электронной плотности не превышала 10 %, работу ведут на оптимальной рабочей частоте (ОРЧ), которая ниже МПЧ на 15 %.

В диапазоне коротких волн наблюдаются сильные **замирания сигнала**. Основной причиной замираний является многолучевое распространение радиоволн. Чаще всего причиной замираний служит приход в точку приема двух лучей, распространяющихся путем одного и двух отражений от ионосферы, помимо этого замирание сигнала вызывается рассеянием волн на неоднородностях ионосферы с последующей интерференцией рассеянных волн. Кроме интерференционных замираний сигнала на коротких волнах имеют место поляризационные замирания. Причиной поляризационных замираний является поворот плоскости поляризации волны при распространении ее в направлении силовых линий магнитного поля Земли.

Для борьбы с замираниями применяют различные методы, например, прием на антенны с узкой диаграммой направленности, ориентированной так, чтобы принимался только один луч или осуществляется прием на разнесенные антенны.

Излучаемые антенной радиопередающего устройства волны отражаются от ионосферы и попадают на Землю. На земной поверхности всегда имеются значительные неровности, поэтому не вся энергия волны отражается зеркально, часть ее рассеивается в разных направлениях, в том числе, какая-то доля энергии волны попадает обратно в то место, где находится радиопередающее устройство. Рассеянные отражения от земной поверхности можно использовать для определения частот, на которых следует вести связь в данное время. **Метод возвратно-наклонного зондирования ионосферы (ВНЗ)** разработал русский ученый Н.И. Кабанов. Метод ВНЗ позволяет быстро и точно выбрать нужную рабочую частоту. Для этого передающие станции оборудуются специальной аппаратурой, фиксирующей отраженный сигнал и выдающий оператору информацию о дальности до зоны отражения. Само присутствие отраженного сигнала на осциллографе указывает на то, что верхняя граница максимально применимых частот не превышена. По величине рассеянного сигнала можно судить о напряженности электрического поля в месте приема, а по шкале расстояний можно определить, облучается ли нужная область.

Изменяя плавно рабочую частоту, строят так называемую дистанционно-частотную характеристику, по которой можно выбрать оптимальную рабочую частоту.

5.3. Распространение ультракоротких волн

Ультракороткие волны, как правило, не отражаются от ионосферы. Они находят широкое применение в радиосвязи, в том числе, космической, в телевидении, в том числе спутниковом, в радиолокации и других областях. Распространяются УКВ практически только в пределах прямой видимости.

Встречающиеся в практике **случаи распространения УКВ** удобно классифицировать следующим образом.

а) Распространение УКВ на расстояния, значительно меньшие расстояния прямой видимости, то есть

$$r < 0,2r_0,$$

когда можно пренебречь сферичностью Земли и считать ее плоской.

б) Распространение УКВ на расстояния, не превышающие расстояния прямой видимости

$$0,2r_0 < r < 0,8r_0,$$

практически $r = (50 \dots 60)$ км. На этих расстояниях следует учитывать влияние сферичности Земли.

в) Распространение УКВ на те же расстояния, но в гористой местности или в большом городе, когда на пути волны имеются значительные препятствия. Напряженность поля в точке приема в этих случаях меньше, чем на открытой местности в $(3 \dots 5)$ раз.

Распространение УКВ (сантиметровых и дециметровых) на большие расстояния — до $(200 \dots 1000)$ км путем рассеяния на неоднородностях тропосферы.

Распространение УКВ (метровых) на расстояния свыше 1000 км путем отражения от ионосферы и рассеяния на ее неоднородностях. Этот вид распространения УКВ будет рассмотрен в данном подразделе.

УКВ волны, начиная с дециметровых и короче, испытывают поглощение в тропосфере. Напряженность электрического поля рассчитывается по формулам Введенского (9.12) и (9.13).

Возможность нерегулярного ионосферного распространения *метровых волн* обуславливают следующие явления:

- повышение электронной плотности слоя F в годы максимума солнечной активности;
- появление спорадического слоя E_S .

Предельное расстояние передачи, обусловленное высотой слоя F , достигает (3500 ... 4000) км. Прием метровых волн, отраженных от слоя E_S , возможен на расстоянии примерно (1000 ... 2500) км от передатчика.

Регулярное ионосферное распространение УКВ обусловлено рассеянием на неоднородностях ионосферы. Экспериментально установлено, что рассеяние радиоволн происходит на высотах (70 ... 90) км над земной поверхностью. Это определяет предельную длину радиолиний дальностью 2300 км. Основная часть мощности волны, падающей на рассеивающий объем, продолжает движение в первоначальном направлении, и только часть мощности рассеивается.

Возможно создание радиолиний, использующих явление отражения радиоволн от следов метеорных тел. Метеорные следы существуют в ионосфере короткое время, поэтому применяемая на этих радиолиниях аппаратура работает так, чтобы передача информации происходила только во время присутствия достаточно интенсивных, как правило, недоуплотненных метеорных следов. Используются радиоволны частотой (40 ... 80) МГц, протяженность радиолиний составляет (1600 ... 1800) км.

Рассмотрим распространение ультракоротких волн на космических радиолиниях. Космические радиолинии позволяют решать следующие основные задачи:

- радиосвязь пилотируемых космических кораблей с Землей и между ними;
- радионаблюдение за полетом и управление полетом космических кораблей;
- передачу с космического корабля радиотелеметрической информации;
- изучение космоса, сбор метеорологических данных;
- наземную радиосвязь и ретрансляцию радиовещательных и телевизионных программ через ретрансляторы, расположенные на искусственных спутниках Земли.

К космическим радиолиниям относится также распространение радиоволн на трассе Земля — планета.

На радиолинии Земля — Космос определяющим является ослабление сигнала из-за большой протяженности трассы и поглощения в атмосфере Земли.

Диапазон частот, пригодный для радиолинии Земля — Космос, ограничен поглощающими и отражающими свойствами земной атмосферы. Радиоволны длиннее 10 метров отражаются от ионосферы и поэтому непригодны для радиосвязи с объектами, находящимися за ее пределами. Относительная величина поглощения радиоволн в ионосфере с повышением рабочей частоты убывает по квадратичному закону. В частности, при прохождении всей толщи ионосферы волнами с частотой колебаний выше 100 МГц коэффициент поглощения не превышает 0,1 дБ.

Верхняя граница частот, применяемых на космических радиолиниях, определяется условием недопустимо высокого поглощения радиоволн в тропосфере и равна примерно 15000 МГц.

Поляризация радиоволн, излученных со спутника и принимаемых наземной станцией, непрерывно меняется, что обусловлено влиянием эффекта Фарадея.

В настоящее время на радиолиниях Земля — Космос широко используются волны с круговой поляризацией.

При передаче сигнала со спутника источник движется с некоторой скоростью V относительно приемника, что приводит к доплеровскому сдвигу частоты Δf_D . В однородной среде этот сдвиг определяется выражением

$$\Delta f_{\partial} = -f \frac{V}{V_{\phi}}.$$

Наибольший доплеровский сдвиг наблюдается, когда угол возвышения спутника над горизонтом мал. При скорости спутника $V = 8$ км/с на волнах с частотами колебаний (1000 ... 10000) МГц доплеровский сдвиг составляет (20 ... 200) кГц. Искривление траектории волны в неоднородных тропосфере и ионосфере и отличие фазовой скорости волны V_{ϕ} от скорости света в свободном пространстве приводят к изменению доплеровской частоты по сравнению со случаем распространения волн в свободном пространстве. Доплеровский сдвиг в этом случае рассчитывается по более сложному выражению.

5.4. Помехи радиоприему и электромагнитная совместимость радиоустройств

Помехами или **шумами** называют посторонние сигналы, поступающие на вход радиоприемного устройства одновременно с полезным сигналом и имеющие частоту, попадающую в полосу пропускания приемника. Для уверенного выделения полезного сигнала на выходе приемника необходимо, чтобы мощность P_c полезного сигнала на входе приемника превышала мощность $P_{\text{ш}}$ помехи или шума. При работе радиолиний различного вида — радиотелеграфа, радиотелефона, телевидения, систем радиолокации и радионавигации, телеметрии и других — требуется определенное минимальное отношение $P_c/P_{\text{ш}}$. Мощность помех $P_{\text{ш}}$ на входе приемника принято определять через шумовую температуру $T_{\text{ш}}$

$$P_{\text{ш}} = k_B \Delta f T_{\text{ш}},$$

где $k_B = 1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана;

Δf — эффективная полоса пропускания приемника, Гц.

Суммарная шумовая температура на входе согласованного с антенной приемного устройства равна

$$T_{\text{ш}} = T_{\text{шпр}} + T_{\text{шф}} + (T_{\text{шА}} + T_{\Sigma\text{А}}) \cdot \eta_{\text{ф}},$$

где $T_{\text{шпр}}$ — температура теплового шума приемника, приведенная ко входу;

$T_{\text{шф}}$ — температура теплового шума фидера;

$T_{\text{шА}}$ — температура теплового шума приемной антенны;

$T_{\Sigma\text{А}}$ — антенная температура, обусловленная воздействием на антенну внешних помех;

$\eta_{\text{ф}}$ — КПД фидера.

Источником тепловых шумов приемника являются его входные элементы. Величина $T_{\text{шпр}}$ зависит от типа приемного устройства и возрастает с увеличением рабочей частоты. В диапазоне сантиметровых и более коротких радиоволн температура $T_{\text{шпр}}$ превышает остальные слагаемые выражения и целиком определяет температуру $T_{\text{шф}}$.

Рассмотрим только внешние помехи. Внутренние помехи, присущие самой приемной аппаратуре, рассматриваются в курсе радиоприемных устройств. К внешним помехам относятся: промышленные, атмосферные, космические, а также помехи, создаваемые поверхностью и атмосферой Земли, и взаимные помехи радиоустройств.

Источниками **промышленных** или **индустриальных помех** являются различные электроустановки, а также генераторы, медицинские установки, работа которых сопровождается искрением. Промышленные помехи особенно существенны в больших городах, где они определяют условие приема в диапазоне (1 ... 100) МГц. Промышленные помехи стремятся подавлять в месте их возникновения путем применения фильтрации и экранирования.

Основным источником *атмосферных помех* являются грозы. Во время грозового разряда возникает мощный импульс тока, носящий апериодический характер или характер затухающих колебаний и имеющий длительность $\tau_r = (0,1 \dots 3)$ мкс. Такой импульс создает непрерывный спектр частот, причем амплитуда синусоидальных составляющих спектра убывает обратно пропорционально частоте. Наибольшее значение амплитуда достигает на частоте $f_c = 1/\tau_r$, то есть в интервале частот $(300 \dots 10000)$ Гц.

В северных областях помехи радиоприему создаются частичками снега и льда, которые во время буранов несутся с большими скоростями, при этом электризуются и создают искрение. Уровень таких помех невысок и пропорционален силе ветра, но они проявляются в широком спектре частот, в том числе на УКВ.

Радиоизлучение, создаваемое внеземными источниками, называется космическим радиоизлучением, а создаваемые этим излучением помехи — *космическими помехами*. Основным источником радиоизлучения является галактика, создающая фон радиоизлучения, на который накладывается излучение многих дискретных источников. Мощными дискретными источниками радиоизлучения являются: Солнце, Юпитер, Сатурн, Венера, Луна, звезды.

Радиоизлучение галактики наблюдается во всех направлениях, но особенно интенсивным оно является в ее экваториальной плоскости в направлении центра галактики. Излучение галактики измерялось в диапазоне от средних до сантиметровых волн, по результатам этих измерений построены карты распределения радиоизлучения на небесной сфере.

Радиоизлучение Солнца и других дискретных источников имеет второстепенное значение по сравнению с излучением галактики, поскольку оно создает существенные помехи только в том случае, когда антенна направлена на источник излучения. Видимый угол Солнца составляет примерно $0,5^\circ$.

Земля также является источником радиоизлучения, которое может быть принято боковыми лепестками диаграмм направленности антенн, расположенных на поверхности Земли, или антеннами космических кораблей при связи с Землей.

Помимо теплового радиоизлучения поверхности Земли, помехи создаются излучением атмосферы Земли. Атмосферный шум проявляется на частотах $(1000 \dots 2000)$ МГц и выше. В этом диапазоне он преобладает над галактическим шумом и является практически единственным видом внешних помех.

По мере увеличения количества радиоэлектронных средств, мощности и чувствительности, важной проблемой становится обеспечение совместной работы и устранение взаимных помех, то есть электромагнитная совместимость радиоустройств. Проблема электромагнитной совместимости охватывает вопросы, касающиеся как аппаратуры, так и условий распространения радиоволн.

Величина взаимных помех зависит от выбранного диапазона частот и в значительной степени определяется состоянием атмосферы. Поэтому при размещении новых радиоустройств необходимо проводить специальные исследования на выявление вероятности и уровней возможных взаимных помех.

Взаимные помехи коротковолновых станций, а также телевизионных и радиолокационных станций, работающих в диапазоне метровых волн, могут появляться при возникновении в тропосфере и в ионосфере условий, способствующих дальнему и сверхдальнему распространению УКВ.

Контрольные вопросы к разделу 5

- 5.1. Как изменяются условия распространения средних волн в течении суток?
- 5.2. Какова природа замирания сигнала на средних волнах?
- 5.3. Каковы преимущества радиосвязи на длинных и сверхдлинных волнах?
- 5.4. Исходя из каких условий выбирают максимальную применимую частоту?
- 5.5. От каких факторов зависит наименьшая применимая частота?
- 5.6. Каковы причины замираний коротких волн?

- 5.7. На каком явлении основан метод возвратно-наклонного зондирования ионосферы?
- 5.8. Назовите дневные и ночные длины волн, на которых работают в коротковолновом диапазоне.
- 5.9. Какие явления обуславливают регулярное и нерегулярное ионосферное распространение метровых волн?
- 5.10. Радиоволны каких частот используются на радиолиниях метеорной связи?
- 5.11. Из каких соображений выбирают рабочие частоты для радиосвязи с космическими кораблями?
- 5.12. От каких факторов зависит дальность действия космической радиолинии?
- 5.13. Что является основным источником атмосферных помех?
- 5.14. Когда следует учитывать помехи, создаваемые радиоизлучением Солнца?
- 5.15. От чего зависят взаимные помехи радиоустройств?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Основная литература

1. Саламатин В.В. Основы электродинамики (традиционной и геометрической): учеб. пособ. / В.В. Саламатин, И.Л. Афонин; Под ред. В.В. Саламатина. — Севастополь: изд-во СевНТУ, 2003. — 216 с.

Дополнительная литература

2. Федоров Н.Н. Основы электродинамики / Н.Н. Федоров. — М.: Высш. шк., 1980. — 399 с.
3. Марков Г.Т. Электродинамика и распространение радиоволн / Г.Т. Марков, Б.М. Петров, Г.П. Грудинская. — М.: Сов. радио, 1979. — 376 с.
4. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский. — М.: Сов. радио, 1976. — 543 с.
5. Долуханов М.П. Распространение радиоволн / М.П. Долуханов. — М.: Связь, 1972. — 336 с.
6. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ: учеб. для вузов по спец. «Электронные приборы и устройства автоматики» / А.Д. Григорьев. — М.: Высш. шк., 1990. — 335 с.
7. Сборник задач по курсу «Электродинамика и распространение радиоволн»: учеб. пособ. / С.И. Баскаков, В.Г. Карташов, Г.Д. Лобов и др.; Под ред. С.И. Баскакова. — М.: Высш. шк., 1981. — 208 с.
8. Витевский В.Б. Сборник упражнений и задач по электродинамическим дисциплинам / В.Б. Витевский, О.Н. Маслов, Э.А. Павловская. — М.: Радио и связь, 1996. — 197 с.
9. Вольман В.И. Техническая электродинамика / В.И. Вольман, Ю.В. Пименов. — М.: Связь, 1971. — 402 с.
10. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн / Г.П. Грудинская. — М.: Высш. шк., 1975. — 280 с.
11. Гольдштейн Л.Д. Электромагнитные поля и волны / Л.Д. Гольдштейн, Н.А. Зернов. — М.: Сов. радио, 1971. — 664 с.
12. Семенов Н.А. Техническая электродинамика / Н.А. Семенов. — М.: Связь, 1973. — 300 с.
13. Фальковский О.И. Техническая электродинамика / О.И. Фальковский. — М.: Связь, 1978. — 356 с.

Учебное издание

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН.

Часть 3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Учебное пособие

Составители: **Афонин** Игорь Леонидович, **Поляков** Александр Леонидович,
Громоздин Валентин Владимирович

Подписано в печать 11.06.2025.

Печать цифровая, Формат А5. Бумага офсетная. Усл. печ. л. 3,6. Тираж 300 экз. Заказ № 264

Отпечатано: ИП Стрижак М.В. 299001, г Севастополь, ул. Гоголя, 30
Тел.: +7 (978) 741-03-55, e-mail: 537029@mail.ru