

## **Глава 8. Распространение радиоволн в природных условиях**

### **8.1. Основные факторы, влияющие на распространение радиоволн**

Систему передачи информации с помощью электромагнитных волн можно представить в виде трех основных блоков: передатчик, приемник и соединяющая их линия связи.

Пока не существовали специальные высокоподнятые ретрансляторы и коммуникационные спутники при распространении радиоволн основной интерес представляла естественная линия связи, формируемая земной поверхностью и окружающей ее атмосферой.

Однако, и в настоящее время, несмотря на бурное развитие современной техники радиосвязи, использование новой коротковолновой и ультракоротковолновой техники, многие вопросы учета влияния естественной линии связи на распространение радиоволн, а в конечном счете на качество радиосвязи, остаются актуальными, требуют дальнейших исследований и разработок.

В отличие от различного типа регулярных линий передачи электромагнитной энергии, в том числе полых волноводов, рассмотренных во второй части учебного пособия [2], для естественной линии связи не представляется возможным получить строгое решение электродинамической задачи. Это становится ясно, если рассмотреть подробнее строение и электрические свойства земной поверхности и окружающей ее атмосферы, а также классифицировать радиоволны с учетом превалирующего фактора (механизма) в процессе их распространения.

#### **8.1.1. Естественная линия связи**

Как уже было отмечено, естественная линия связи формируется земной поверхностью и окружающей ее атмосферой.

Термин “земная поверхность и окружающая ее атмосфера” включает в себя все многообразие естественных ландшафтов и климатических условий (которые также могут оказывать определенное влияние на распространение радиоволн) различных регионов земной поверхности. Их описание занимает многочисленные тома специальной литературы и не входит в круг задач, рассматриваемых в данном учебном пособии.

Отметим лишь наиболее важные характеристики локальных естественных линий связи, которые необходимо учитывать на практике: поверхностный слой земной поверхности – почва различной степени влажности; травянистая или древесная растительность; снежный или ледяной покров; водные пространства – пресные или соленые; рельеф местности – равнины, одиночные возвышения (горы) или горные массивы; области интенсивных сезонных осадков (дождей); области сезонной жары и засухи; области интенсивных испарений и влажности; области беспокойной ионосферы – приполярные северные сияния и магнитные бури; области интенсивных “метеоритных дождей”.

Следует также отметить некоторые результаты жизнедеятельности человека, влияющие на структуру и характеристики естественных линий связи : различные строения, в том числе высотные – города, поселки, башни; рукотворные моря, озера, каналы; культивируемые участки земной поверхности – лесные вырубки, пашни; несовершенные технологии – загрязнение атмосферы промышленными газами и пылью, нарушение атмосферного теплообмена, частичное разрушение озонового слоя.

Из вышесказанного следует, что строгий учет параметров земной поверхности и атмосферы Земли не представляется возможным, что делает неразрешимой электродинамическую задачу аналитического нахождения реальных характеристик распространения радиоволн в природных условиях .

На практике вопросы расчета многих радиолиний решаются эмпирически, используя результаты многочисленных экспериментов. Аналитическое решение задач распространения радиоволн возможно с использованием усредненных, эффективных, эмпирических данных, определяющих параметры земной поверхности и атмосферы, а фактически модели естественной линии связи. При этом используются многие положения теории возбуждения электромагнитных волн [1] и теории дифракции и рефракции , рассмотренные выше в Главе 7.

### **8.1.2. Электродинамические параметры земной поверхности**

В соответствии с разнообразием ландшафтов, о котором говорилось выше, основные электродинамические параметры земной поверхности - относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и удельная проводи -

мость  $\sigma$  лежат в широком диапазоне значений. В табл. 1., заимствованной из [4], приведены параметры наиболее типичных видов земной поверхности на частотах ниже 300 МГц.

Таблица 1. Параметры земной поверхности

Вид земной поверхности	$\varepsilon$	$\sigma \frac{C_m}{m}$
Морская вода	75	$1 \div 6$
Пресная вода	80	$(1 \div 3)10^{-2}$
Влажная почва	$20 \div 30$	$2 \cdot 10^{-2} \div 3 \cdot 10^{-1}$
Сухая почва	$3 \div 6$	$10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-3}$
Мерзлая почва	$3 \div 6$	$10^{-3} \div 10^{-2}$
Лед ( $t = -10^\circ C$ )	$4 \div 5$	$10^{-2} \div 10^{-1}$
Снег ( $t = -10^\circ C$ )	1.2	$10^{-6}$
Лес	1.004	$10^{-6} \div 10^{-5}$

Приведенные в таблице данные подтверждают тот факт, что земная поверхность в общем случае является полупроводящей средой. Тангенс диэлектрических потерь такой среды  $tg\sigma = \sigma/\omega\varepsilon_a$ , откуда следует, что на очень низких частотах  $tg\sigma \gg 1$ , и в этом случае земную поверхность можно считать хорошим проводником. На очень высоких частотах картина обратная:  $tg\sigma \ll 1$ , и земную поверхность можно считать диэлектриком с потерями. Это свойство необходимо учитывать при проектировании и расчете естественных линий связи на различных частотах.

### 8.1.3. Строение и электродинамические параметры атмосферы Земли.

Атмосфера – газообразная оболочка, окружающая Землю и удерживаемая силами земного тяготения. В ней различают две основные области – нижняя и верхняя атмосфера, размеры которых по высоте различны в разных земных широтах.

Нижняя атмосфера, в свою очередь, делится на тропосферу и стратосферу. В среднем можно считать, что тропосфера простирается до высот

(10 ÷ 15) км. Над ней до высот (50 ÷ 60) км. простирается стратосфера. Далее, до высоты ~ 20000 км. простирается верхняя атмосфера - ионосфера.

### Нижняя атмосфера

Нижняя атмосфера состоит из нейтральных молекул азота (78%), кислорода (21%) и других примесей (пары воды, водород, углекислый газ, озон). В ней существуют воздушные течения и постоянно происходит интенсивное перемешивание газов.

На поверхности Земли температура воздуха в среднем составляет  $300^{\circ} K$ . В тропосфере вплоть до ее верхней границы температура с высотой падает, так как здесь нагревание воздуха идет, в основном, за счет инфракрасного излучения нагретой Солнцем Земли. В нижних слоях стратосферы наблюдается минимум температуры ~  $220^{\circ} K$ . Далее она начинает плавно возрастать, достигая максимума ~  $300^{\circ} K$  на высотах (50 ÷ 60) км., где располагается озоновый слой, интенсивно поглощающий энергию ультрафиолетового излучения Солнца. Затем температура снова понижается до минимума ~  $200^{\circ} K$  в нижних слоях ионосферы на высоте ~ 80 км. Дальнейшее увеличение температуры в ионосфере связано с ионизирующим излучением Солнца. На высотах ~ 1000 км она достигает  $1200^{\circ} K$ .

Качественно график зависимости  $T(h)$  в атмосфере представлен на рис.8.1.

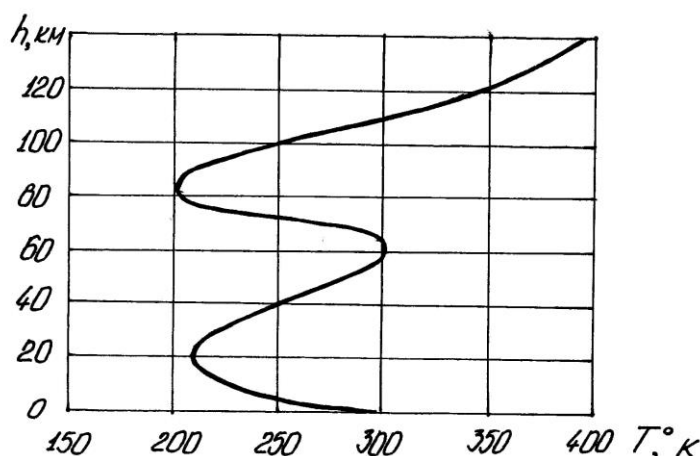


Рис. 8.1. Изменение температуры атмосферы  
в зависимости от высоты

### Диэлектрическая проницаемость нижней атмосферы

Диэлектрическая проницаемость нижней атмосферы несколько больше электрической постоянной  $\varepsilon_0$  и зависит от давления, температуры и влажности воздуха. Относительную диэлектрическую проницаемость нижней атмосферы можно определить, используя эмпирическую формулу [5]:

$$\varepsilon = 1 + \frac{1.55 \cdot 10^{-4}}{T} \left( P + \frac{48.1 P_n}{T} \right), \quad (8.1)$$

где  $P$  [Па] - парциальное давление газа,

$P_n$  [Па] - парциальное давление пара.

Напомним, что парциальное давление какой-либо составляющей смеси газов в объеме равно давлению этой составляющей в этом объеме при отсутствии всех других составляющих.

Формулу (8.1) можно представить в виде  $\varepsilon = 1 + \alpha$ , заметив, что  $\alpha \ll 1$ .

Эксперименты и расчеты показывают, что относительная магнитная проницаемость атмосферы Земли еще менее отличается от единицы, и ее пространственно-временные изменения никак не сказываются на процессе распространения радиоволн. Поэтому полагаем, что для атмосферы  $\mu = 1$ . С учетом этого коэффициент преломления нижней атмосферы можно представить следующим выражением

$$n = \sqrt{\varepsilon \mu} = \sqrt{\varepsilon} = 1 + \frac{1.55 \cdot 10^{-4}}{2T} \left( P + \frac{48.1 P_n}{T} \right). \quad (8.2)$$

Так как коэффициент преломления мало отличается от единицы (на поверхности Земли  $n \approx 1 + 0.000325$ ), то для удобства вместо него часто вводят так называемый индекс преломления (или приведенный коэффициент преломления):

$$N = (n - 1)10^6, \quad (8.2a)$$

который у поверхности Земли равен  $N = 325$ .

Являясь в нормальных условиях изотропной плавню неоднородной средой, нижняя атмосфера вызывает искривление траектории распространения волны. Это явление называется тропосферной рефракцией и более подробно будет рассмотрено ниже. Отметим также, что волны  $\lambda \geq 1$  см

распространяются в нижней атмосфере без дисперсии ( $n$  не зависит от частоты).

### Верхняя атмосфера (ионосфера)

В ионосфере под воздействием ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца большая часть нейтральных молекул газа диссоциирует (расщепляется).

В результате образуется так называемая газовая плазма, которая представляет хаотическую смесь небольшого количества нейтральных молекул и атомов и большого количества заряженных частиц – легких отрицательных электронов и тяжелых положительных и отрицательных ионов. Основное влияние на распространение радиоволн в ионосфере оказывают легкие и подвижные электроны.

Расчеты и экспериментальные исследования ионосферы с помощью ракет-зондов показали, что распределение плотности электронов  $N_e$ , в зависимости от высоты  $h$  соответствует картине, представленной на рис. 8.2.

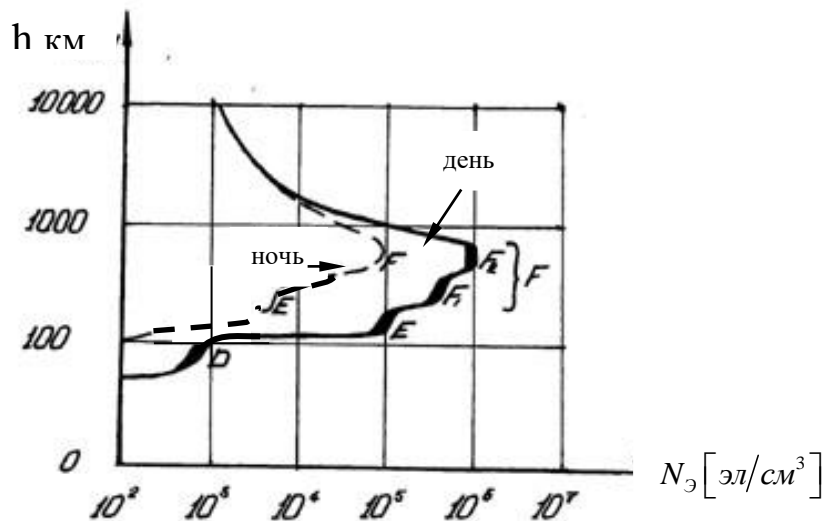


Рис. 8.2. Распределение плотности электронов в ионосфере

Отметим некоторые особенности этого распределения.

Днем в период активного воздействия Солнца в распределении четко проявляются три слоя :

на высотах  $\sim (60 \div 90)$  км - нижний слой ионосферы  $D$ , концентрация электронов в котором  $\sim 10^3$  эл/см<sup>3</sup> ;

на высотах  $\sim (95 \div 120)$  км - средний слой ионосферы  $E$ , концентрация электронов в котором  $\sim 10^5$  эл/см<sup>3</sup>;

на высотах  $\sim (200 \div 350)$  км - верхний слой ионосферы  $F$ , который в летний период разделяется на два подслоя, причем концентрация возрастает при переходе от  $F_1$  к  $F_2$ , составляя среднюю величину  $\sim 10^6$  эл/см<sup>3</sup>.

В ночное время в процессе рекомбинации (объединения заряженных частиц в нейтральные) слой  $D$  исчезает, концентрация электронов в слое  $E$  уменьшается до величины  $\sim 5 \cdot 10^3$  эл/см<sup>3</sup>, а подслои  $F_1$  и  $F_2$  сливаются в единый слой с концентрацией электронов  $\sim 10^5$  эл/см<sup>3</sup>.

### Диэлектрическая проницаемость ионосферы

Диэлектрическая проницаемость ионосферы как ионизированного газа (плазмы) определяется наличием в ней заряженных частиц. Выведем выражение для диэлектрической проницаемости без учета потерь, вызываемых столкновениями между частицами, и без учета магнитного поля Земли.

Для простоты будем считать, что ионизированный газ состоит только из электронов, а тяжелые заряженные частицы (ионы) и нейтральные частицы учитывать не будем, так как их взаимодействие с электромагнитным полем значительно слабее, чем у электронов.

Воспользуемся определением вектора поляризованности среды  $\dot{\vec{P}}_m$  как разности векторов электрической индукции  $\dot{\vec{D}}_m$  в рассматриваемой среде и в вакууме  $\vec{D}_0$  при одном и том же электрическом поле  $\dot{\vec{E}}_m$ :

$$\dot{\vec{P}}_m = \dot{\vec{D}}_m - \vec{D}_0 = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)\dot{\vec{E}}_m = \varepsilon_0\chi^\circ\dot{\vec{E}}_m, \quad (8.3)$$

где  $\chi^\circ = \varepsilon - 1$  - электрическая восприимчивость среды.

С другой стороны, в рамках макроскопической теории поляризованность ионизированного газа представляется в виде эквивалентного дипольного момента единичного объема газа, вызванного смещением электронов  $\dot{\vec{r}}_m$  при взаимодействии с электрическим полем  $\dot{\vec{E}}_m$  [9]:

$$\dot{\vec{P}}_m = N_e e \dot{\vec{r}}_m \quad (8.4)$$

Решая уравнение движения электрона

$$m_{\text{э}} \frac{\partial^2 \dot{\vec{r}}}{\partial t^2} = e \dot{\vec{E}}, \quad (8.5)$$

где  $m_{\text{э}}$  - масса электрона,  $e < 0$  - заряд электрона,

и учитывая временную зависимость процесса в виде функции  $e^{i\omega t}$ , находим его смещение:

$$\dot{\vec{r}}_m = -\frac{e}{m_{\text{э}}\omega^2} \dot{\vec{E}}_m. \quad (8.6)$$

Подставляя (8.6) в (8.4), с учетом (8.3), получаем:

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_{\text{э}} e^2}{\varepsilon_0 m_{\text{э}} \omega^2} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2}, \quad (8.7)$$

где  $\omega_0^2 = \frac{N_{\text{э}} e^2}{\varepsilon_0 m_{\text{э}}}$  - квадрат собственной частоты ионизированного газа

(частоты Ленгмюра), причем, с учетом численных значений  $e$ ,  $m_{\text{э}}$  и  $\varepsilon_0$ ,

$$f_0[\text{кГц}] = \frac{\omega_0}{2\pi} = \sqrt{80,6 N_{\text{э}} [\text{эл/см}^3]} \cong 9 \sqrt{N_{\text{э}} [\text{эл/см}^3]}. \quad (8.7a)$$

Из (8.7) видно, что диэлектрическая проницаемость ионизированного газа без потерь является вещественной величиной, зависящей от частоты. При этом фазовая скорость плоской электромагнитной волны определяется

выражением:

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\omega_0/\omega)^2}} \quad (8.8)$$

Отсюда видно, что, если  $\omega > \omega_0$ , то диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon < 1$ , а фазовая скорость плоской волны  $V_{\phi} > c$  (быстрая волна). Если  $\omega = \omega_0$ , то  $\varepsilon = 0$ , а  $V_{\phi} = \infty$  (критический режим). Если  $\omega < \omega_0$ , то  $\varepsilon < 0$ , волна не может распространяться, и поле экспоненциально затухает.

Из (8.7) также следует, что с ростом концентрации электронов  $N_{\text{э}}$  диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  уменьшается, и наоборот.

Поэтому, в соответствии с распределением  $N_{\text{э}}$  (рис. 8.2.), в ионосфере можно выделить область, где диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  и коэф -



коэффициент преломления  $n$  убывают с ростом высоты  $h$ . Эту область называют внутренней ионосферой. Она простирается от нижней границы ионосферы до высоты, где отмечается максимальное значение  $N_{\text{э}}$  в слое  $F$ . Выше располагается внешняя ионосфера, где параметры  $\varepsilon$  и  $n$  с высотой растут.

Как уже было отмечено выше, электроны в ионосфере под воздействием электрического поля  $\vec{E}$  разгоняются. При этом они претерпевают соударения с тяжелыми частицами (ионами и нейтральными молекулами). В предположении, что при каждом соударении электрон передает весь накопленный при разгоне импульс (количество движения)  $\left( m_{\text{э}} \frac{\partial \dot{\vec{r}}}{\partial t} \right)$

тяжелой частице (ион, молекула) и тормозится, уравнение движения электрона (8.5) принимает вид :

$$m_{\text{э}} \frac{\partial^2 \dot{\vec{r}}}{\partial t^2} = e \dot{\vec{E}} - \nu m_{\text{э}} \frac{\partial \dot{\vec{r}}}{\partial t} \quad (8.9)$$

где  $\nu$  - частота соударений.

Решение (8.9) с учетом (8.4), (8.3) дает :

$$\varepsilon = 1 - \frac{X}{1 - iZ}, \quad (8.10)$$

где  $X = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ ,  $Z = \frac{\nu}{\omega}$ .

Таким образом, с учетом соударений диэлектрическая проницаемость ионосферы является комплексной величиной, а сама ионосфера поглощающей средой (средой с потерями).

Еще одним фактором, оказывающим существенное влияние на параметры ионосферы и процесс распространения в ней электромагнитных волн, является магнитное поле Земли  $\vec{H}_0$ .

Как известно из курса физики, на движущийся в магнитном поле заряд действует сила Лоренца

$$\vec{F}_L = e \mu_0 [\vec{V}_{\text{э}}, \vec{H}_0], \quad (8.11)$$

которая искривляет траекторию его движения.

Если  $\vec{V}_\ominus \perp \vec{H}_0$ , то электрон вращается вокруг силовой линии магнитного поля по окружности, радиус которой  $\rho$  определяется из уравнения движения (равенства центростремительной силы и силы Лоренца):

$$\frac{m_\ominus V_\ominus^2}{\rho} = |e| \mu_0 V_\ominus H_0. \quad (8.12)$$

Отсюда :

$$\rho = \frac{m_\ominus V_\ominus}{|e| \mu_0 H_0}. \quad (8.13)$$

Период вращения электрона:

$$T_H = \frac{2\pi\rho}{V_\ominus} = \frac{2\pi m_\ominus}{|e| \mu_0 H_0}, \quad (8.14)$$

частота вращения :

$$f_H = \frac{1}{T_H} = \frac{|e| \mu_0 H_0}{2\pi m_\ominus}, \quad (8.15)$$

круговая частота вращения – гирочастота :

$$\omega_H = 2\pi f_H = \frac{|e| \mu_0 H_0}{m_\ominus}. \quad (8.16)$$

С учетом силы Лоренца (8.11) уравнение движения электрона еще более усложняется :

$$m_\ominus \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} = e \dot{\vec{E}} - \nu m_\ominus \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + e \mu_0 \left[ \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}, \vec{H}_0 \right]. \quad (8.17)$$

Решение (8.17) при произвольной ориентации вектора  $\vec{H}_0$  с учетом (8.4), (8.3) дает выражение для диэлектрической проницаемости ионосферы в виде тензора [9]:

$$(\varepsilon) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{XX} & \varepsilon_{XY} & \varepsilon_{XZ} \\ \varepsilon_{YX} & \varepsilon_{YY} & \varepsilon_{YZ} \\ \varepsilon_{ZX} & \varepsilon_{ZY} & \varepsilon_{ZZ} \end{pmatrix} \quad (8.18)$$

Конкретные представления для компонентов  $(\varepsilon)$  в некоторых частных случаях направления  $\vec{H}_0$  будут рассмотрены ниже.

Таким образом, ионосфера с учетом магнитного поля Земли представляет собой анизотропную среду, а так как анизотропия вызывается вращательным движением электронов вокруг силовых линий магнитного поля  $\vec{H}_0$ , то часто используется термин “гиротропная” среда.

## 8.2. Распространение радиоволн в свободном пространстве

### 8.2.1. Соотношение идеальной радиолинии

Пусть в точке  $A$  свободного пространства находится передающая антенна, дающая изотропное (равномерное по всем направлениям) излучение и создающая на произвольном расстоянии  $r$  поток энергии со средней плотностью

$$\overline{\Pi}_0(r) = \frac{\overline{P}_A}{4\pi r^2}, \quad (8.19)$$

где  $\overline{P}_A$  - средняя мощность излучения передающей антенны.

Излучение реальных антенн неравномерно и зависит от направления излучения, т.е. от угловых координат  $\theta, \alpha$ . При этом вводится понятие коэффициента направленного действия (КНД):

$$D(\theta, \alpha) = \frac{\overline{\Pi}(r, \theta, \alpha)}{\overline{\Pi}_0(r)}, \quad (8.20)$$

который показывает, во сколько раз плотность потока энергии, излучаемого реальной антенной в данном направлении  $(\theta, \alpha)$ , больше плотности потока энергии изотропного излучателя при одинаковых излучаемых мощностях.

Отсюда

$$\overline{\Pi}(r, \theta_A, \alpha_A) = \frac{D_A(\theta_A, \alpha_A)}{4\pi r^2} \overline{P}_A, \quad (8.21)$$

где  $\theta_A, \alpha_A$  - угловые координаты с центром в точке  $A$ .

Локально плоская волна, пройдя расстояние  $r$ , падает на приемную антенну, расположенную в точке  $B$ , с направления  $(\theta_B, \alpha_B)$  с центром отсчета в точке  $B$ .

Мощность, выделяемая в приемной антенне, определяется выражением:

$$\bar{P}_B = \bar{P}(r, \theta_A, \alpha_A) \cdot S_B(\theta_B, \alpha_B), \quad (8.22)$$

где коэффициент  $S_B$  называется эффективной поверхностью приемной антенны.

В теории антенн доказывается соотношение связи между эффективной поверхностью антенны и ее КНД, справедливое на основании принципа взаимности как в режиме приема, так и в режиме передачи антенны:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2}, \quad (8.23)$$

откуда для приемной антенны в точке  $B$  получаем:

$$S_B(\theta_B, \alpha_B) = \frac{D_B(\theta_B, \alpha_B)}{4\pi} \lambda^2. \quad (8.24)$$

Используя (8.22), (8.21) и (8.24) окончательно получаем:

$$\bar{P}_B = \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2 D_A D_B \bar{P}_A. \quad (8.25)$$

Это выражение называется соотношением идеальной радиолинии. Оно характеризует передачу энергии в свободном пространстве, в том числе на достаточно протяженных линиях связи в открытом космосе.

### **8.2.2. Область пространства, существенно влияющая на распространение радиоволн в заданном направлении (доминантная область)**

Рассмотрим линию связи вдоль прямой, соединяющей точки  $A$  и  $B$  (рис.8.3.), где расположены передатчик и приемник, соответственно, причем  $AB = r = r_1 + r_2$ ,  $r_1 \gg \lambda$ ,  $r_2 \gg \lambda$ .

На основании принципа эквивалентности [1] можно считать, что поле в т.  $B$  определяется эквивалентными источниками, расположенными на замкнутой поверхности  $S$ , состоящей из бесконечной плоскости  $S_0$  и полусферы бесконечного радиуса  $S_\infty$ . Эквивалентные источники адекватны тангенциальным составляющим полей реального источника (антенны), расположенного в т.  $A$ .

Вследствие условия излучения на бесконечности поля источника в бесконечно удаленных точках плоскости  $S_0$  и полусферы  $S_\infty$  малы ( $\sim 1/r$ ),

и ими можно пренебречь.

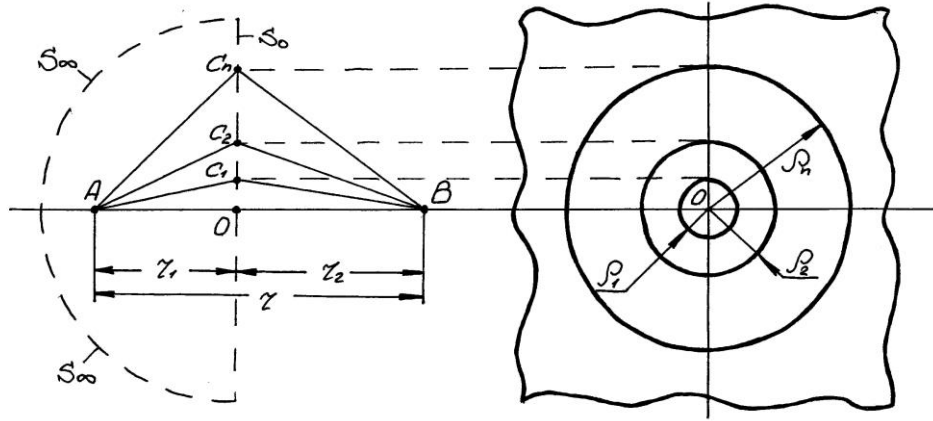


Рис. 8.3. Зоны Френеля в доминантной области

Таким образом, поле в т.  $B$  определяется эквивалентными источниками, расположенными на конечном участке плоскости  $S_0$  вблизи прямой  $AB$ .

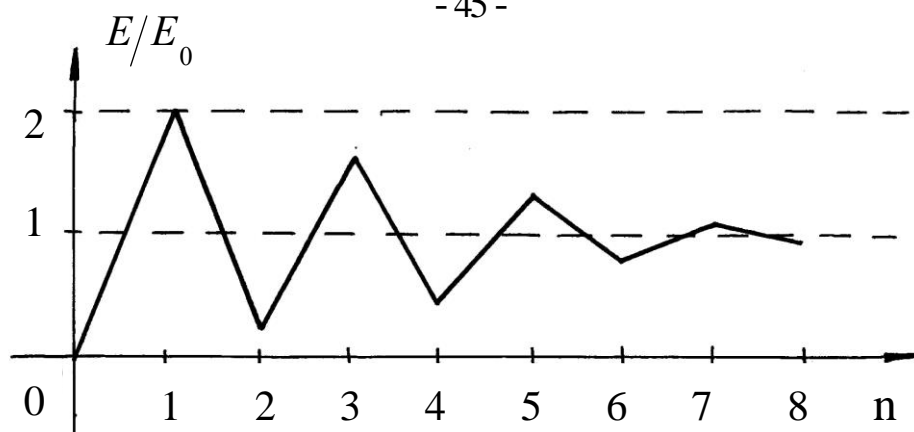
В плоскости  $S_0$  строим зоны Френеля так, чтобы путь луча от источника через любую точку на внешней границе  $n$ -ой зоны Френеля был на  $\lambda/2$  длиннее аналогичного пути для  $(n-1)$ -ой зоны, т.е.

$$AC_n + C_n B = AB + n \frac{\lambda}{2}. \quad (8.26)$$

Эквивалентные источники, расположенные в построенных таким образом соседних зонах Френеля, возбуждают в точке приема  $B$  практически противофазные, компенсирующие друг друга поля, что качественно изображено на рис. 8.4. [7].

Результирующее поле в т.  $B$  можно представить в виде сходящегося к точному значению поля знакопеременного ряда, причем каждый из членов ряда можно считать равным среднему арифметическому из двух соседних. Таким образом, имеем:

$$\begin{aligned} E(B) &= E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + E_5 - \dots + \dots = \\ &= \frac{E_1}{2} + \left( \frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left( \frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots \end{aligned} \quad (8.27)$$



$E_0$  - точное значение поля,  $n$  – номер зоны Френеля

Рис. 8.4. Результирующее поле от нескольких зон Френеля

Члены, стоящие в скобках малы, причем каждый последующий меньше предыдущего.

Пренебрегая этими членами, получаем:

$$E(B) \approx \frac{E_1}{2},$$

т.е., в первом приближении, можно считать, что результирующая напряженность поля равна половине значения, создаваемого первой зоной Френеля.

Однако, учет эквивалентных источников лишь в пределах первой зоны Френеля может дать ошибку расчета поля в т. В до 100% .

Поэтому на практике, исходя из соотношения (8.27) и зависимости  $E/E_0 = f(n)$  (рис. 8.4.), считается, что область, существенно влияющая на распространение радиоволн (доминантная область), включает в себя  $(6 \div 8)$  первых зон Френеля. При этом ошибка вычисления поля  $E$  не превышает 16% [4,7].

Определим радиус  $n$ -ой зоны Френеля.

Из треугольников  $AOC_n$  и  $BOC_n$ , учитывая, что при  $n \leq (6 \div 8)$  можно считать, что  $r_1 \gg \rho_n$  и  $r_2 \gg \rho_n$ , находим:

$$AC_n = \sqrt{r_1^2 + \rho_n^2} \approx r_1 + \frac{\rho_n^2}{2r_1}; \quad BC_n = \sqrt{r_2^2 + \rho_n^2} \approx r_2 + \frac{\rho_n^2}{2r_2},$$

и, подставляя в (8.26), получаем:

$$r_1 + \frac{\rho_n^2}{2r_1} + r_2 + \frac{\rho_n^2}{2r_2} = r_1 + r_2 + n \frac{\lambda}{2},$$

откуда :

$$\rho_n = \sqrt{\frac{r_1 r_2 n \lambda}{r_1 + r_2}}. \quad (8.28)$$

Заметим, что используя (8.28), легко показать, что все зоны Френеля имеют одинаковую площадь :

$$S_\Phi = \pi \lambda \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}. \quad (8.29)$$

Из соотношения (8.26) видно, что при изменении положения плоскости  $S_0$  вдоль прямой  $AB$  длина пути луча

$$AC_n + C_n B = r_1 + r_2 + n \frac{\lambda}{2} = \text{const}.$$

А это означает, что точка  $C_n$  описывает эллипс с полюсами в точках  $A$  и  $B$ .

Радиус восьмой зоны Френеля :

$$\rho_8 = 2 \sqrt{\frac{2r_1 r_2 \lambda}{r_1 + r_2}}. \quad (8.30)$$

В середине линии связи при  $r_1 = r_2 = r/2$  максимальная величина

$$\rho_{8\max} = \sqrt{2r\lambda}.$$

Таким образом, можно считать, что доминантная область в пространстве представляет собой эллипсоид вращения с полюсами в точках  $A$  и  $B$  и максимальным поперечником в середине линии связи  $2\rho_{8\max}$  (рис. 8.5.).

При распространении радиоволн вблизи земной поверхности, если какие-либо препятствия не входят внутрь доминантной области, то линия связи считается открытой, а если попадает или полностью перекрывает, то линия связи частично или полностью закрыта.

В заключение отметим, что, в соответствии с (8.30.), при укорочении  $\lambda$  поперечник доминантной области уменьшается, и при  $\lambda \rightarrow 0$  эллипсоид вращения вырождается в прямую линию — луч.

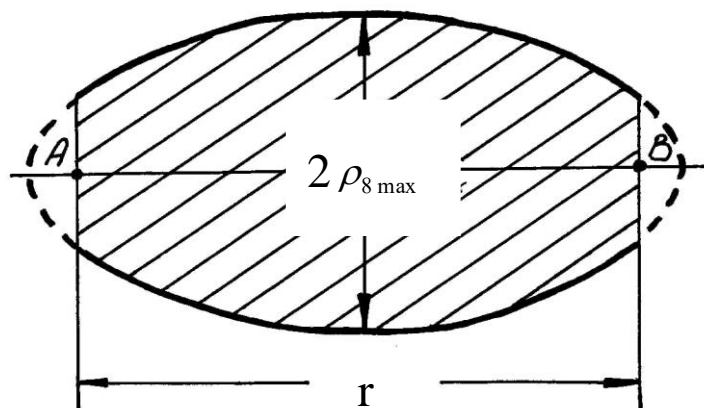


Рис.8.5. Доминантная область пространства

### 8.3. Классификация радиоволн по способам их распространения

Как отмечалось в начале настоящей главы, в связи с большим количеством внешних факторов, влияющих на распространение радиоволн в естественной линии связи и не поддающихся строгому аналитическому учету, представляется целесообразным провести классификацию радиоволн с учетом преобладающего фактора (механизма) в процессе их распространения.

В связи с этим дадим следующие определения.

Волны, распространяющиеся в непосредственной близости от поверхности Земли в нижнем слое тропосферы по прямой, за счет переотражений от полупроводящей поверхности, в том числе от ее неровностей, а также за счет ее огибания, называются *земными*.

Волны, распространяющиеся в тропосфере благодаря явлениям рефракции, рассеяния и отражения от неоднородностей тропосферы, включая ее границы, называются *тропосферными*.

Волны, прошедшие в ионосферу и возвратившиеся к поверхности Земли за счет явлений рефракции и рассеяния в ионосфере, называются *ионосферными*. Эти волны за счет многократных “скачков” “Земля - ионосфера - Земля” могут огибать земной шар.



### 8.3.1. Земные волны

#### 8.3.1.1. Учет неровностей земной поверхности

При падении плоской волны на ровную плоскую поверхность происходит зеркальное отражение волны, при котором угол падения равен углу отражения, и все отраженные лучи параллельны друг другу.

Падающая на неровную поверхность Земли волна может отражаться в самых различных направлениях, включая обратное. При этом происходит рассеяние энергии, и напряженность поля волны в направлении, соответствующем зеркальному отражению от ровной поверхности, уменьшается.

Отраженное в зеркальном направлении поле рассчитывается с использованием эффективного коэффициента отражения, аналитическое определение которого для реальных профилей земной поверхности не представляется возможным. Существуют приближенные методы расчета для некоторых моделей профиля идеально проводящей поверхности.

Неровности тем больше влияют на процесс отражения, чем короче длина волны  $\lambda$ .

На практике в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн для конкретной линии связи эффективный коэффициент отражения  $\rho$  определяют экспериментально.

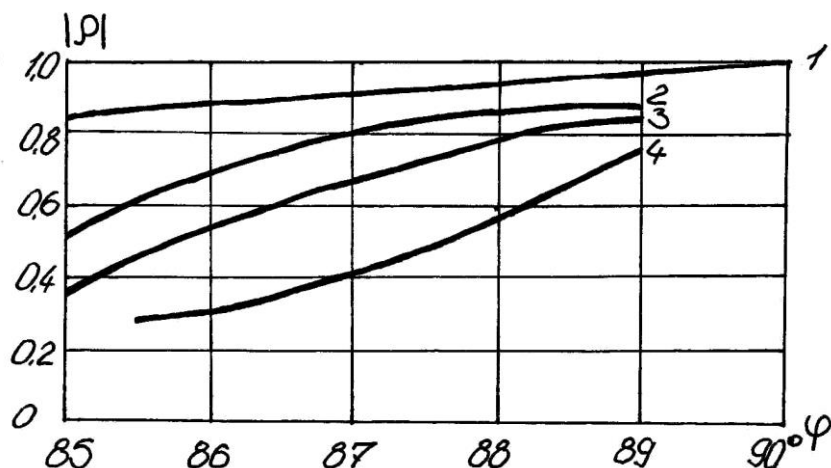


Рис. 8.6. Зависимость эффективного коэффициента отражения от  $\lambda$  и  $\varphi$

На рис.8.6. представлены зависимости модуля коэффициента отражения от угла падения  $\varphi$  и длины волны  $\lambda$ , где обозначены:

- 1 - теоретическая зависимость для ровной поверхности;
- экспериментальные зависимости для неровной поверхности –
- 2 - при  $\lambda = 26$  см; 3 - при  $\lambda = 9$  см; 4 - при  $\lambda = 3$  см.

Исследования показали, что чем меньше угол падения  $\varphi$  и длина волны  $\lambda$ , тем больше отличие результатов эксперимента от теоретической зависимости. Выясним причину этого факта.

### Критерий Релея

Рассмотрим падение плоской волны на неровную поверхность с максимальным перепадом высот  $h$  (рис. 8.7.).

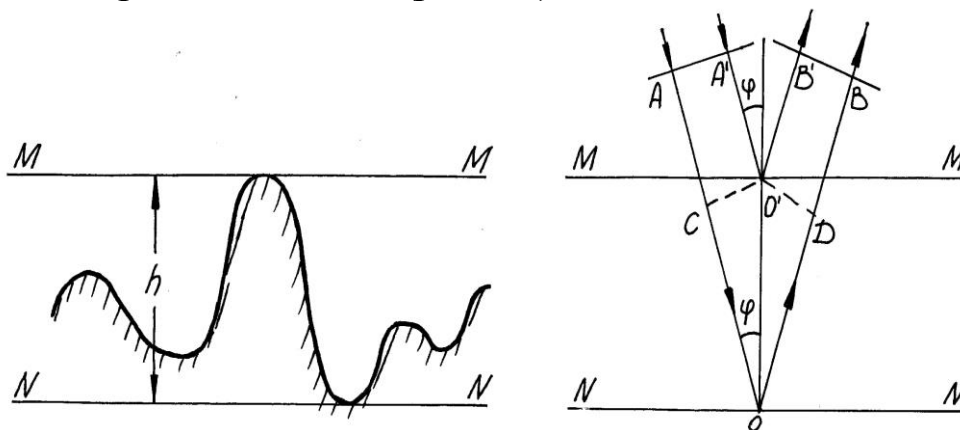


Рис. 8.7. Падение плоской волны на неровную поверхность

Плоская волна (фронт волны  $AA'$ ) падает под углом  $\varphi$ . Максимальная разность хода лучей, отраженных от верхнего  $MM$  и нижнего  $NN$  уровней неровностей составляет:

$$\Delta l = CO + OD = 2CO = 2h \cos \varphi, \quad (8.31)$$

и приводит к различию фазы в точках  $B$  и  $B'$  отраженных лучей на величину:

$$\Delta \Psi = k \Delta l = \frac{2\pi}{\lambda} 2h \cos \varphi. \quad (8.32)$$

Экспериментально установлено, что если фазовые искажения фронта волны не превышают  $\pi/2$ , то отражение близко к зеркальному,

и неровностями поверхности можно пренебречь. Отсюда вытекает критерий Релея на допустимую высоту неровностей, при которой отражение можно считать зеркальным:

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2h_{don} \cos \varphi \leq \frac{\pi}{2}.$$

Отсюда:

$$h_{don} \leq \frac{\lambda}{8 \cos \varphi}. \quad (8.33)$$

Из (8.33) видно, что с уменьшением  $\lambda$  и  $\varphi$   $h_{don}$  уменьшается, а при фиксированной высоте неровностей отражение тем ближе к зеркальному, чем больше  $\lambda$  и больше  $\varphi$  (более пологие падающие лучи), что согласуется с результатами, представленными на рис. 8.6.

### 8.3.1.2. Поле излучателя, высоко поднятого над поверхностью Земли

Влияние Земли наиболее просто учесть, если передающая и приемная антенны высоко подняты, и доминантная область лежит выше поверхности Земли. Высота подъема антенн должна быть на порядок больше длины волны ( $h_1; h_2 \gg \lambda$ ), что практически можно осуществить при длине волны  $\lambda < 10$  м. (диапазон УКВ, см. раздел 8.4.1.).

При небольших протяженностях линии связи  $r$  Землю можно считать плоской.

Используя лучевую модель, видим, что из точки передачи  $A_1$  в точку приема  $B$  волна может придти по линии прямой видимости  $A_1B = r_1$  и, отразившись от земной поверхности в точке  $O$ , по пути  $A_1O + OB = r_2$  (рис. 8.8.).

Фронт падающей волны вблизи точки отражения  $O$  можно считать плоским. Коэффициент отражения:

$$\rho = R e^{-i\Phi}. \quad (8.34)$$

Напряженность поля прямой волны в точке  $B$  определяется выражением:

$$\dot{E}_{1m} = E_{1m} e^{-ikr_1}, \quad (8.35)$$

где амплитуда поля  $E_{1m} \sim 1/r_1$ .

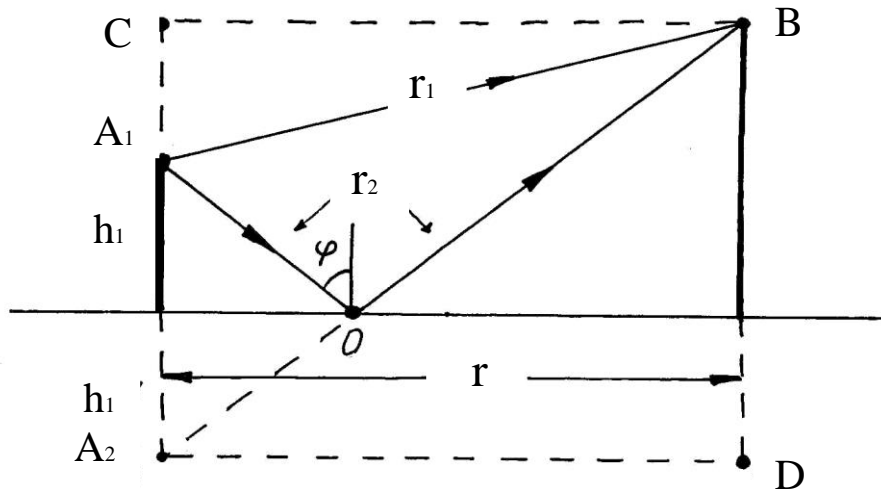


Рис. 8.8. Схема линии связи, расположенной высоко над плоской земной поверхностью

Напряженность поля отраженной волны в точке  $B$  с учетом реального коэффициента отражения (8.34) в точке  $O$  определяется выражением:

$$\dot{E}_{2m} = E_{2m} R e^{-i(kr_2 + \Phi)}, \quad (8.36)$$

где амплитуда поля  $E_{2m} \sim 1/r_2$ .

Можно считать, что источником отраженной волны является “зеркальный” источник, расположенный в точке  $A_2$ , и в случае достаточно протяженных линий связи, когда  $r \gg h_1; h_2$ , лучи из точек  $A_1$  и  $A_2$  в точку  $B$  параллельны (рис. 8.9.).

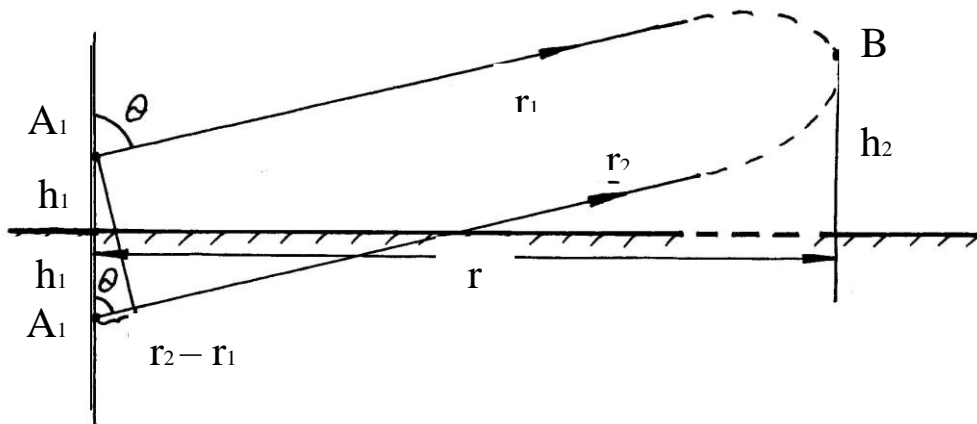


Рис. 8.9. Параллельные лучи  $r_1$  и  $r_2$  на протяженной линии связи

Разность хода лучей  $r_2 - r_1 = 2h_1 \cos \theta$  невелика, и при вычислении амплитуд поля прямого и отраженного лучей в точке  $B$  ею можно пренебречь, полагая, что  $E_{1m} = E_{2m}$ .

Однако, набег фазы надо учитывать, что приводит выражение (8.36) к виду :

$$\dot{E}_{2m} = \dot{E}_{1m} R e^{-i(k 2h_1 \cos \theta + \Phi)} \quad (8.37)$$

Поля прямого и отраженного лучей в точке приема  $B$  складываются, и результирующее поле определяется выражением :

$$\begin{aligned} \dot{E}_m &= \dot{E}_{1m} + \dot{E}_{2m} = \dot{E}_{1m} \left[ 1 + R e^{-i(k 2h_1 \cos \theta + \Phi)} \right] = \\ &= E_{1m} e^{-ikr_1} \left\{ 1 + \left[ R \cos(2kh_1 \cos \theta + \Phi) - iR \sin(2kh_1 \cos \theta + \Phi) \right] \right\}, \end{aligned}$$

модуль которого

$$E_m = E_{1m} \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(2kh_1 \cos \theta + \Phi)}, \quad (8.38)$$

где амплитуда поля локально плоской волны  $E_{1m}$  для конкретного излучателя определяется выражением (8.21), учитывающим его направленные свойства, и соотношением  $\bar{P} = \frac{E_{1m} H_{1m}}{2} = \frac{E_{1m}^2}{2W} = \frac{E_{1m}^2}{240\pi}$ , что в окончательном виде дает :

$$E_{1m} = \frac{\sqrt{60 \bar{P} D(\theta, \alpha)}}{r} \quad (8.39)$$

Формула (8.38) называется интерференционной, так как учитывает в точке приема интерференцию (наложение) двух лучей. При использовании этой формулы для конкретных расчетов необходимо учитывать направленные свойства излучающей антенны, а также брать значения модуля и фазы коэффициента отражения для соответствующей поляризации излучаемого поля и конкретных электрических параметров земной поверхности.

### Интерференционная формула Введенского

В случае еще более протяженных линий связи (более пологих лучей), когда угол падения  $\varphi$  отражающегося от земной поверхности луча близок к  $90^\circ$ , из формулы Френеля для коэффициента отражения [2] как для параллельной (вертикальной), так и для перпендикулярной (горизонтальной) по-

ляризации падающей волны получаем  $\rho = -1$ , т.е.  $R = 1$ ,  $\Phi = \pi$ .

Подставляя эти значения в (8.38), после несложных преобразований с учетом (8.39) и  $2h_1 \cos \theta = r_2 - r_1$  (рис. 8.9) получаем:

$$E_m = \frac{2\sqrt{60\bar{P}D(\theta, \alpha)}}{r} \sin \left[ \frac{k}{2}(r_2 - r_1) \right]. \quad (8.40)$$

Разность хода лучей  $(r_2 - r_1)$  можно выразить иначе. Действительно, из треугольников  $A_1CB$  и  $A_2DB$  (рис. 8.8.) находим:

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

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

Откуда, учитывая, что  $r \gg h_1, h_2$ , имеем:

$$r_2 - r_1 = \frac{2h_1h_2}{r} \ll 1. \quad (8.41)$$

Подставляя (8.41) в (8.40) и заменяя синус малого аргумента самим аргументом, что справедливо, когда  $\frac{kh_1h_2}{r} < \frac{\pi}{9}$ , получаем формулу

Введенского:

$$E_m = \frac{2\sqrt{60\bar{P}D(\theta, \alpha)}}{r^2} kh_1h_2 \quad (8.42)$$

Более быстрое, чем в свободном пространстве ( $\sim 1/r$ ), убывание поля вдоль земной поверхности ( $\sim 1/r^2$ ) объясняется тем, что прямой и отраженный лучи в точку приема приходят практически в противофазе.

Анализ и эксперимент показывают, что формула Введенского дает лучшие результаты в случае перпендикулярной (горизонтальной) поляризации поля, так как в этом случае точнее выполняется условие  $\rho = -1$ .

### Учет кривизны поверхности Земли

При больших протяженностях линий связи необходимо учитывать сферичность Земли. При этом вводится понятие расстояния прямой видимости  $r_0$  (рис. 8.10.).

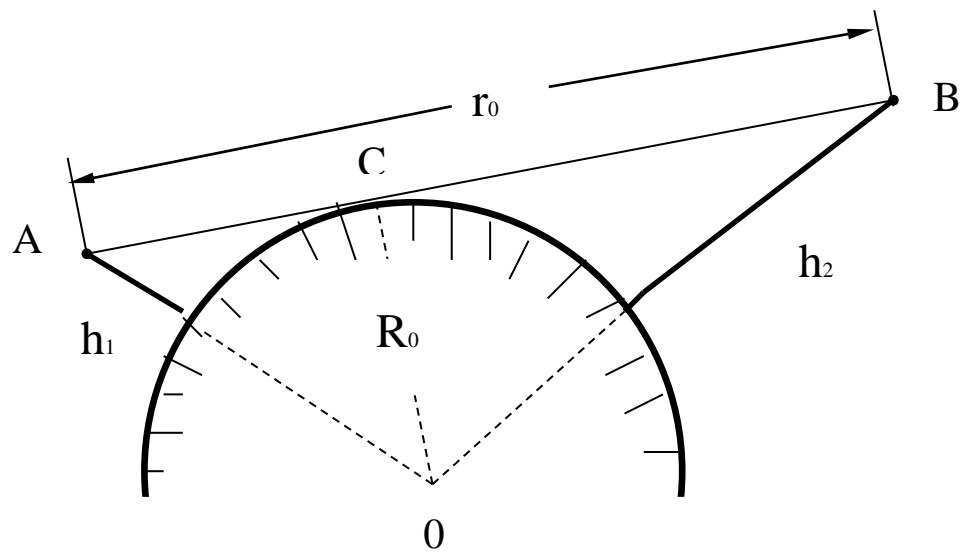


Рис.8.10. К определению расстояния прямой видимости

Расстояние прямой видимости – длина отрезка прямой, соединяющей точки расположения передающей и приемной антенн и касающейся поверхности Земли, т.е.  $r_0 = AC + CB$ .

Из треугольников  $AOC$  и  $COB$  с учетом, что  $R_0 \gg h_1, h_2$ , имеем :

$$AC = \sqrt{(R_0 + h_1)^2 - R_0^2} \approx \sqrt{2R_0 h_1}, \quad CB = \sqrt{(R_0 + h_2)^2 - R_0^2} \approx \sqrt{2R_0 h_2},$$

откуда

$$r_0 = \sqrt{2R_0} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}). \quad (8.43)$$

Если приемная антенна находится на расстоянии  $r < 0,2r_0$ , то Землю можно считать плоской ; при  $r < 0,8r_0$  приемная антенна находится в освещенной области, и здесь применима интерференционная формула ; в области полутени ( $0,8r_0 < r < 1,2r_0$ ) лучевая модель перестает работать . Здесь и далее в области тени ( $r > 1,2r_0$ ) необходимо решать дифракционную задачу .

При учете сферичности Земли в формулу Введенского надо подставлять эквивалентные высоты подъема антенн  $h_1^{\text{э}}$  и  $h_2^{\text{э}}$  (рис. 8.11.), которые отсчитываются от плоскости  $MN$ , касательной к поверхности Земли в точке отражения луча  $C$ , и тем самым не нарушаются условия вывода формулы (8.42).

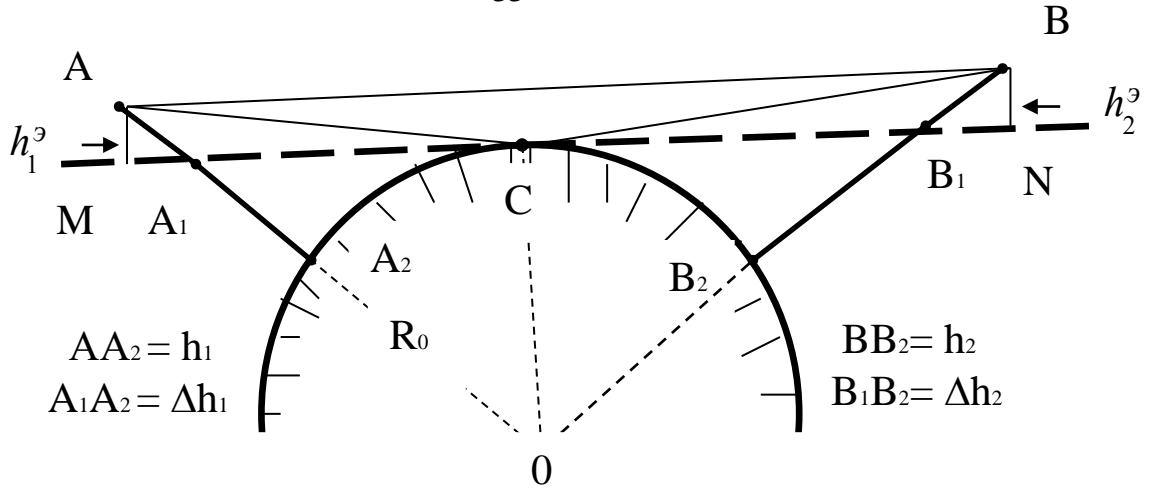


Рис.8.11 К определению эквивалентных высот подъема антенн

Для реальных соотношений высот подъема антенн  $h_1$ ,  $h_2$ , протяженности линии связи  $r$  и радиуса Земли  $R_0$  углы  $AOC$  и  $COB$  малы, и можно считать, что

$$h_1^э = h_1 - \Delta h_1; \quad h_2^э = h_2 - \Delta h_2. \quad (8.44)$$

Аналогично выводу  $r_0$  (8.43) получаем:

$$\begin{aligned} A_1C &= \sqrt{2R_0\Delta h_1}; & CB_1 &= \sqrt{2R_0\Delta h_2}, \\ \text{откуда} \quad \Delta h_1 &= \frac{(A_1C)^2}{2R_0}; & \Delta h_2 &= \frac{(CB_1)^2}{2R_0}. \end{aligned} \quad (8.45)$$

Для линий связи небольшой протяженности ( $r \leq 0,2r_0$ ), когда поверхность Земли можно считать плоской, находим:

$$A_1C = r \frac{h_1}{h_1 + h_2}; \quad CB_1 = r \frac{h_2}{h_1 + h_2}, \quad (8.46)$$

а для протяженных линий связи, когда приемная антенна находится вблизи границы полутени, полагая  $r \approx r_0$ ,  $AC \approx A_1C$ ,  $CB \approx CB_1$ , получаем:

$$A_1C = r \frac{\sqrt{h_1}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}; \quad CB_1 = r \frac{\sqrt{h_2}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}. \quad (8.47)$$

Для промежуточных случаев используется среднее значение из определяемых по формулам (8.46) и (8.47).



### 8.3.1.3. Поле излучателя, расположенного вблизи поверхности Земли

Когда антенны находятся непосредственно у поверхности Земли ( $h_1; h_2 \ll \lambda$ ), что на практике выполняется для линий связи, работающих в диапазоне волн  $\lambda > 100$  м., доминантная область значительно перекрывается поверхностью Земли. В этом случае лучевая модель распространения радиоволн не может быть использована, и приходится решать строгую электродинамическую задачу.

Как уже отмечалось, параметры земной поверхности зависят от частоты, и в рассматриваемом диапазоне волн у поверхности Земли  $E_\tau \ll E_\nu$ . Поэтому естественнее использовать антенны с параллельной (вертикальной) поляризацией.

Впервые решение задачи о распространении земной волны, возбужденной элементарным электрическим излучателем, расположенным на плоской поверхности Земли, получил в интегральной форме в 1909г. немецкий физик А. Зоммерфельд. Используя это решение, М.В.Шулейкин и голландец Б.Ван-дер-Поль независимо друг от друга получили (1923÷1925 г.г.) простое выражение для расчета вертикальной составляющей поля, которое можно представить в виде:

$$E_m = \frac{\sqrt{120\bar{P}D(\theta, \alpha)}}{r} F. \quad (8.48)$$

Это выражение отличается от (8.39) лишь множителем  $\sqrt{2}F$ . Увеличение напряженности поля в  $\sqrt{2}$  раз связано с тем, что рассматривается излучение элементарного электрического излучателя только в верхнее полупространство над земной поверхностью. Множитель ослабления  $F < 1$ , учитывающий влияние реальной поверхности Земли с комплексной диэлектрической проницаемостью  $\dot{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$ , можно определить по эмпирической формуле [3]:

$$F \approx \frac{4 + 0,3\zeta}{4 + \zeta + 0,3\zeta^2}, \quad (8.49)$$