

Министерство образования и науки Российской Федерации
Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова
Кафедра радиофизики

**Интерференционная структура поля
при распространении
электромагнитного излучения
над земной поверхностью**

Учебно-методическое пособие

Ярославль
ЯрГУ
2016

УДК 537.8(072)
ББК 3841-019я73
И73

*Рекомендовано
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного издания. План 2016 года*

Рецензент
кафедра радиофизики ЯрГУ им. П. Г. Демидова

Составитель
В. А. Тимофеев

**И73 Интерференционная структура поля при распро-
странении электромагнитного излучения над земной
поверхностью : учебно-методическое пособие
/ сост. В. А. Тимофеев ; Яросл. гос. ун-т им. П. Г. Демидова. — Ярославль : ЯрГУ, 2016. — 36 с.**

В пособии рассматриваются вопросы, связанные с распространением электромагнитного излучения вдоль земной поверхности. Приводятся общие соотношения для определения пространственного распределения напряженности электрического поля в точке приема. Даны критерии их применимости. Приведены примеры интерференционной структуры поля для различных типов земных поверхностей.

Предназначено для студентов, изучающих дисциплины «Электродинамика и распространение радиоволн» «Электромагнитные поля и волны», «Распространение электромагнитных волн».

УДК 537.8(072)
ББК 3841-019я73
© ЯрГУ, 2016

При проектировании и разработке различных радиосистем связи, локации и навигации с целью обеспечения высокой надежности их работы, а также для электромагнитной совместимости радиосредств необходима информация о влиянии среды распространения (канала передачи) на процессы формирования поля в точке приема. В целом ряде ситуаций это влияние может быть очень существенным и даже приводить к фундаментальным ограничениям потенциальных возможностей радиоэлектронных средств. Поскольку подавляющее большинство радиосистем функционирует вблизи Земли, для диапазона ультракоротких волн основное влияние радиоканала в значительной степени обусловлено эффектами взаимодействия излучения с приземным слоем атмосферы (тропосферой) и с земной поверхностью. В зависимости от конкретики задачи (условий распространения) часто какой-либо компонент является доминирующим.

В общем случае влияние условий распространения на структуру поля в окрестности точки приема принято характеризовать с помощью так называемого множителя ослабления \dot{V} [1; 2] (безразмерной величиной относительно поля в свободном пространстве \dot{E}_0):

$$\dot{V} = \dot{E} / \dot{E}_0 = V \exp(-j\phi_V), \quad (1)$$

где \dot{E} — напряженность поля в реальных условиях, V и ϕ_V — модуль и фаза множителя ослабления.

Радиоволны в свободном пространстве

Изучение условий распространения радиоволн в свободном пространстве позволяет выявить закономерности изменения напряженности поля, связанные с его пространственной структурой. Свободным пространством называют однородную безграничную среду, имеющую относительную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = 1$, относительную магнитную проницаемость $\mu = 1$ и удельную проводимость $\sigma = 0$, т. е. в строгом смысле такая среда совпадает с вакуумом (гипотетической средой). Однако в некоторых практических ситуациях такое предположение оправданно.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в свободном пространстве. Структура поля задается условиями излучения. Пусть к ненаправленной антенне, т. е. антенне, излучающей равномерно во всех направлениях (точечный источник), подводится мощность P . Тогда, если считать антенну идеальной, средняя за период плотность потока мощности (среднее за период значение модуля вектора Умова — Пойнтинга) на расстоянии r от нее может быть представлена следующим выражением:

$$|\vec{P}| = \frac{P}{4\pi r^2}. \quad (2)$$

Направление вектора Умова — Пойнтинга \vec{P} совпадает с направлением распространения радиоволны и связано с напряженностями электрического и магнитного поля. Поскольку волновое сопротивление свободного пространства Z_0 , определяющее соотношение между амплитудами векторов магнитного H_m и электрического E_m полей гармонической волны, равно $120\pi \text{ Ом}$, то выражение для средней плотности потока мощности может быть представлено в виде:

$$|\vec{P}| = \frac{1}{2} E_m H_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_m^2}{120\pi}. \quad (3)$$

Приравнявая (2) и (3), находим формулу для определения амплитуды напряженности электрического поля на расстоянии r от изотропного излучателя, расположенного в свободном пространстве:

$$E_m = \frac{\sqrt{60P}}{r}. \quad (4)$$

Распространение излучения сопровождается сферической расходимостью потока электромагнитной энергии по мере удаления от источника. На практике ослабление напряженности поля вследствие уменьшения плотности потока электромагнитной энергии определяет требования к энергетическим параметрам радиосредств.

Реальные антенны излучают энергию в пространстве неравномерно. Обычно излучение концентрируется в определенном

направлении. Степень концентрации мощности, излучаемой антенной в заданном направлении, называют коэффициентом направленного действия $D(\theta, \varphi)$. Поэтому амплитуда напряженности в направлении, задаваемом углами θ и φ , для реальной антенны определяется следующим выражением:

$$E_m(r, \theta, \varphi) = \frac{\sqrt{60PD(\theta, \varphi)}}{r}. \quad (5)$$

Часто для представления направленных свойств излучающих систем используют такую характеристику как диаграмма направленности по полю:

$$\dot{F}(\theta, \varphi) = \dot{E}(\theta, \varphi) / \dot{E}(\theta_0, \varphi_0), \quad (6)$$

где углы θ_0, φ_0 определяют направление максимального излучения. Кроме того, для реальных антенн необходимо учесть потери, связанные с несовершенством материалов, из которых они изготовлены. Для этого вводится понятие коэффициента полезного действия η . Поэтому часто для характеристики направленных свойств антенн вводится понятие коэффициента усиления G .

$$G(\theta, \varphi) = \eta D(\theta, \varphi) = G(\theta_0, \varphi_0) |\dot{F}(\theta, \varphi)|^2 = G_0 |\dot{F}(\theta, \varphi)|^2. \quad (7)$$

Амплитуда напряженности поля в произвольном направлении определяется следующим равенством:

$$E_m(r, \theta, \varphi) = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} F(\theta, \varphi). \quad (8)$$

Мгновенное значение напряженности электрического поля имеет вид:

$$E(r, \theta, \varphi, t) = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} F(\theta, \varphi) \cos(kr - \omega t) \quad (9)$$

или в комплексной форме:

$$\dot{E}(r, \theta, \varphi, t) = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} F(\theta, \varphi) \exp(i(kr - \omega t)) = \dot{E}_m \exp(-i\omega t), \quad (10)$$

где \dot{E}_m — комплексная амплитуда поля, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны излучения, i — мнимая единица.

Очень часто при измерениях определяют эффективное (действующее) значение напряженности поля $E_{eff} = E_m/\sqrt{2}$. В практических единицах для полуволнового вибратора ($G_0 = 1,64$)

$$E_{eff}[\partial B(\text{мкВ/м})] = 20 \lg \left(\frac{E_{eff}[\text{мкВ/м}]}{1[\text{мкВ/м}]} \right) = 76,9 - 20 \lg r[\text{км}] + 10 \lg P[\text{Вт}],$$

а среднее значение плотности потока мощности

$$P[\partial B(\text{Вт/м}^2)] = 10 \lg \left(\frac{P[\text{Вт/м}^2]}{1[\text{Вт/м}^2]} \right) = E[\partial B(\text{мкВ/м})] - 145,8.$$

При распространении излучения в свободном пространстве различные участки пространства неодинаково влияют на формирование поля в точке приема. Методы волновой теории поля позволяют выделить из всего объема ту область, которая оказывает наиболее сильное влияние. Областью пространства, существенной при распространении радиоволн, называют область, в которой распространяется основная часть передаваемой мощности. Ее размеры и конфигурацию определяют исходя из принципа Гюйгенса — Френеля.

Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка фронта распространяющейся волны является источником вторичной сферической волны. Полное поле определяется путем суммирования элементарных полей, созданных вторичными источниками на некоторой поверхности, окружающей первичный источник. Пусть на некотором расстоянии от источника A (см. продольное сечение геометрии задачи на рис. 1) расположена бесконечная плоскость S , перпендикулярная линии визирования радиотрассы AB . Эту плоскость выберем в качестве поверхности, на которой расположены вторичные излучатели. Разобьем плоскость S на зоны Френеля, границы которых представляют собой концентрические окружности и определяются из условий, что путь, проходимый волной от точки A до границы зоны номера n и до точки B , больше пути от точки A до границы $n-1$ зоны и до точки B на половину длины волны. Это условие имеет следующий вид (см. рис. 1):

ственных зон следует перемещать плоскость S вдоль линии AB (см. рис. 1). Для любого ее положения справедливо равенство

$$r'_n + r''_n = r'_0 + r''_0 + n\lambda/2 = R + n\lambda/2 = \text{const}, \quad (14)$$

которое является уравнением эллипса с фокусами в точках A и B и описывает границу n -ой зоны Френеля в плоскости распространения волны (см. рис. 2).

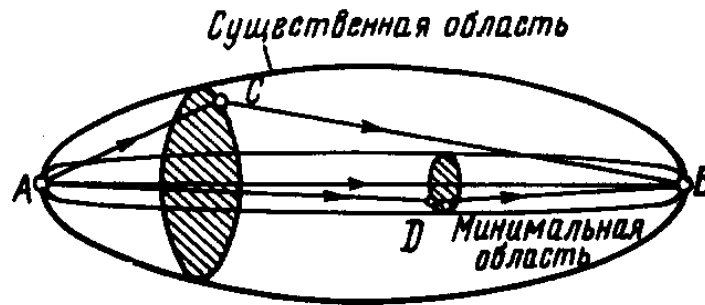


Рис. 2. Объемные зоны Френеля

Область, существенная для распространения радиоволн, ограничивается несколькими первыми зонами, которые вносят доминирующий вклад в процесс формирования поля в точке приема. Так, если ограничить ее восьмью зонами Френеля, то ошибка в определении величины напряженности поля не превысит 16 %. На практике часто для прикидочных расчетов существенную область ограничивают эллипсоидом первой зоны с максимальным радиусом

$$\rho_1 = \sqrt{\lambda r}/2. \quad (15)$$

Помимо существенной зоны, можно ввести понятие минимальной зоны на плоскости S , определив ее как отверстие минимальной площади, при которой поле равняется полю на прямом луче, соединяющем точки A и B . Очевидно, что радиус минимальной зоны определяется выражением:

$$\rho_0 = \sqrt{\lambda r'_0 r''_0 / 3r}. \quad (16)$$

Таким образом, минимальная зона пространства представляет собой эллипсоид вращения, конфокальный существенной области пространства и являющийся геометрическим местом точек, для которых разность хода между прямым лучом вдоль AB и периферийным равна $\lambda/6$.

Мнимый источник

Задача нахождения поля при распространении волны вдоль земной поверхности в общем случае не имеет точного решения в связи с рядом обстоятельств, которые не позволяют использовать строгие методы электродинамики. В зависимости от частотного диапазона для каждой радиолинии существуют свои определяющие факторы, характеризующие специфику конкретной трассы. Однако использование разумных приближений позволяет выделить некоторые наиболее типичные ситуации, для которых могут быть получены приемлемые для практики оценки значений напряженности поля.

В наиболее строгом виде напряженность поля (множитель ослабления) при произвольном расположении точек передачи и приема представляет собой практически неразрешимую проблему вследствие сложности формы Земной поверхности. Предположение, что Земля является идеально гладкой, электрически однородной сферой радиуса $a_{зм}$ с относительной комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ позволяет использовать для нахождения поля решение задачи дифракции электромагнитной волны на сфере (так называемое решение Ми [1; 2]). Однако непосредственное его применение на практике сопряжено с большими затруднениями, связанными с погрешностями вычислений, поскольку решение представляет собой бесконечную сумму, каждый член из которой выражается через сферические функции Бесселя и Ганкеля от комплексного аргумента. Решение, приемлемое для численных расчетов и справедливое для любых расстояний, было получено В. А. Фоком (см. например в [1–3]). Структура дифракционной формулы Фока такова, что поле в произвольной точке представляется в виде бесконечной суммы элементарных дифракционных волн. Расчеты показывают, что по мере возрастания номера элементарной волны ее амплитуда убывает. Однако степень убывания такова, что, чем меньше расстояние, тем больше элементарных волн имеют соизмеримые амплитуды и тем большее число членов ряда необходимо суммировать при определении множителя ослабления. В результате на разных удалениях от источника получаются различные зако-

номерности изменения поля. Такие свойства позволяют разделить весь путь распространения волны на несколько зон и в пределах каждой из них использовать свой аппарат для расчета. Кроме того, такое выделение отдельных зон позволяет в каждой из них учесть конкретные условия распространения, которые не использовались в идеализированной дифракционной формуле.

Рассмотрим случай, когда точка приема находится в зоне прямой видимости. Такая ситуация является типичной для многих практических приложений. В этом случае может быть предложена следующая модель, основанная на принципах геометрической оптики. В результате взаимодействия излучения с границей раздела «воздух — земля» имеет место отражение радиоволн. При таком предположении поле над поверхностью раздела в любой точке представляет собой сумму полей двух волн — прямой и отраженной, — которые имеют различные фазовые сдвиги и амплитуды в разных точках пространства. Поэтому дальность действия радиосистем в одних направлениях значительно увеличивается, а в других уменьшается по сравнению со свободным пространством. В общем случае структура поля носит достаточно сложный характер, однако в ряде ситуаций она поддается строгому математическому описанию.

Дадим определение расстояния прямой видимости r_0 . Геометрия задачи представлена на рис. 3.

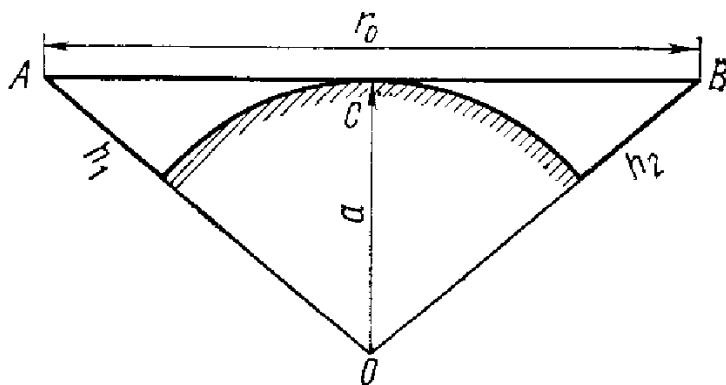


Рис. 3. Геометрия задачи
для определения расстояния прямой видимости

Под расстоянием прямой видимости понимают расстояние между приемной и передающей антеннами, когда прямая, соеди-

няющая эти антенны, касается выпуклости земной поверхности. Очевидно, что

$$r_0 = AB = AC + CB.$$

Из соответствующих прямоугольных треугольников находим слагаемые

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

$$CB = \sqrt{(a_{зм} + h_2)^2 - a_{зм}^2} \approx \sqrt{2a_{зм}h_2}$$

Тогда, подставив значение радиуса Земли в километрах, а высоты антенн h_1 и h_2 — в метрах, получим величину расстояния прямой видимости r_0 в километрах

$$r_0 = \sqrt{2a_{зм}} \cdot (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) = 3,57(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}). \quad (17)$$

Пусть расстояние от точки приема до передатчика таково, что можно пренебречь кривизной Земной поверхности. На рис. 4 представлена геометрия задачи распространения волны при отражении от границы раздела. Подобная ситуация имеет место и в случае взаимодействия с атмосферными неоднородностями. В зависимости от того, насколько зона, существенная для распространения, пересекается с этой границей, определяется пространственное распределение результирующего поля. Поле в точке приема образуется в результате сложения прямой волны и волны, отраженной поверхностью.

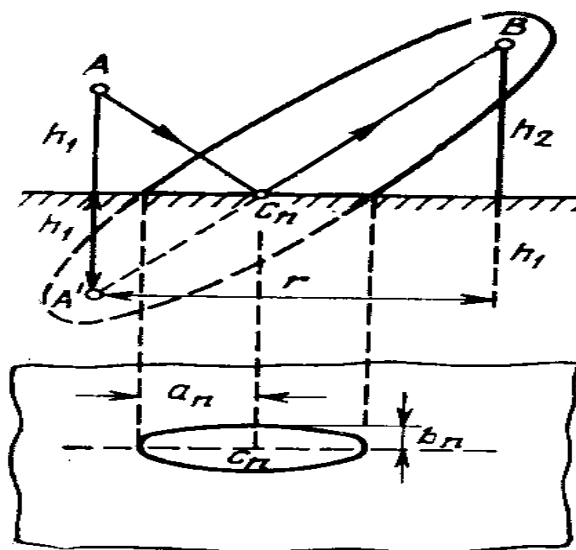


Рис. 4. Геометрия задачи отражения от плоскости

Используя принцип зеркального изображения, можно считать, что отраженная волна испускается мнимым источником в точке A' . Поскольку существенная область пространства при распространении между $A'B$ есть эллипсоид с фокусами в точках A' и B , то его пересечение с отражающей поверхностью будет определять на ней существенную для отражения зону. Это будет эллипс. Предполагая, что существенная для распространения область пространства определяется первой зоной Френеля, можно определить размеры большой $2a$ и малой $2b$ осей этого эллипса:

$$2a = r \frac{\sqrt{\lambda r (\lambda r + 4h_1 h_2)}}{\lambda r + (h_1 + h_2)^2}, \quad (18)$$

$$2b = \sqrt{\frac{\lambda r (\lambda r + 4h_1 h_2)}{\lambda r + (h_1 + h_2)^2}}. \quad (19)$$

В реальных условиях, как правило, высоты расположения излучателя h_1 и приемника h_2 значительно меньше расстояния между корреспондирующими пунктами r , поэтому существенная зона отражающей поверхности очень вытянута, т. е. $2a \gg 2b$. В зависимости от соотношения между этими высотами определяется местоположение центра эллипса. При $h_1 > h_2$ центр эллипсоида сдвинут ближе к точке приема, а при $h_1 < h_2$ — к точке, где расположен передатчик.

Кроме существенной зоны, на отражающей поверхности можно выделить также минимальную зону, которая получается в результате сечения отражающей поверхностью минимальной области пространства между точками A' и B . Очевидно, что это тоже эллипс и его оси определяются следующим выражением:

$$2a_0 = r \frac{\sqrt{\lambda r (\lambda r + 12h_1 h_2)}}{\lambda r + 3(h_1 + h_2)^2}, \quad (20)$$

$$2b_0 = \sqrt{\frac{\lambda r (\lambda r + 12h_1 h_2)}{3(\lambda r + 3(h_1 + h_2)^2)}}. \quad (21)$$

В зависимости от характеристик отражающей поверхности в пределах приведенных зон определяется пространственная структура поля.

Интерференционный множитель

Рассмотрим случай, когда граница раздела двух сред является плоской. Тогда комплексная амплитуда напряженности поля прямой волны, которая распространяется в свободном пространстве, будет определяться следующим выражением:

$$\dot{E}_{m1} = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r_1} F(\alpha_1) \exp(ikr_1). \quad (22)$$

Здесь и далее для простоты предполагается, что диаграмма направленности антенны симметрична как по углу места, так и по азимуту, поэтому она зависит лишь от угла α .

Напряженность поля отраженной волны будет определяться формулой

$$\dot{E}_{m2} = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r_2} F(\alpha_2) R(\theta_s) \exp(i(kr_2 + \beta(\theta_s))), \quad (23)$$

где R, β — модуль и фаза коэффициента отражения $\dot{R}(\theta_s)$, θ_s — угол падения волны.

В общем случае для плоской границы раздела коэффициент отражения определяется формулами Френеля [1; 2; 4]:

$$\dot{R}_\perp = \frac{Z_{B2} \cos \theta_s - Z_{B1} \cos \theta_t}{Z_{B2} \cos \theta_s + Z_{B1} \cos \theta_t}, \quad (24a)$$

$$\dot{R}_\parallel = \frac{Z_{B1} \cos \theta_s - Z_{B2} \cos \theta_t}{Z_{B1} \cos \theta_s + Z_{B2} \cos \theta_t}. \quad (24б)$$

Здесь R_\perp и R_\parallel — коэффициенты отражения при падении плоской линейно поляризованной электромагнитной гармонической волны для перпендикулярной и параллельной ориентации вектора электрического поля относительно плоскости падения, $\dot{Z}_1 = 120\pi \cdot \sqrt{\mu_1/\varepsilon_{\kappa 1}}$ и $\dot{Z}_2 = 120\pi \cdot \sqrt{\mu_2/\varepsilon_{\kappa 2}}$ — волновые сопротивления первой и второй сред, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и μ_1, μ_2 — относительные диэлектрические и магнитные проницаемости сред, $\varepsilon_\kappa = \varepsilon + i\sigma/(\varepsilon\varepsilon_0\omega)$ — относительная комплексная диэлектрическая проницаемость сред, σ_1, σ_2 — проводимость сред, ε_0 — ди-

электрическая проницаемость вакуума, θ_t — угол, характеризующий направление прошедшей во вторую среду волны. Углы θ_s и θ_t связаны законом Снеллиуса. Поскольку поле волны с произвольной поляризацией может быть определено в виде суперпозиции двух полей с линейной ортогональной поляризацией

$$\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp},$$

отраженная компонента в формуле (22) может быть также представлена через сумму двух соответствующих слагаемых.

В случае, когда первой средой является диэлектрик (например, воздух), коэффициенты отражения от земной поверхности определяются следующими формулами:

- для горизонтальной поляризации

$$\dot{R}_h = \dot{R}_{\perp} = \frac{\cos \theta_s - \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s}}{\cos \theta_s + \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s}}, \quad (25)$$

- для вертикальной поляризации

$$\dot{R}_v = \dot{R}_{\parallel} = \frac{\dot{\epsilon} \cdot \cos \theta_s - \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s}}{\dot{\epsilon} \cdot \cos \theta_s + \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2 \theta_s}}. \quad (26)$$

В табл. 1 приведены частотные зависимости средних значений относительной диэлектрической проницаемости ϵ и удельной проводимости σ для некоторых типов земных покровов [5].

Таблица 1

| Вид поверхности $\epsilon/\sigma[\text{См/м}]$ | Частота, МГц | | | |
|---|------------------------|----------------------|------------------------|----------------------|
| | 10 | 100 | 1000 | 10000 |
| Морская вода (сред. солен.), 20 °С | 70/5 | 70/5 | 70/5 | 50/17 |
| Пресная вода, 20 °С | 80/0,003 | 80/0,005 | 80/0,18 | 70/14 |
| Обычная земля | 15/0,001 | 15/0,018 | 15/0,033 | 11/1,7 |
| Очень сухая земля | 3/0,0001 | 3/0,0001 | 3/0,0015 | 3/0,044 |
| Влажная земля | 30/0,01 | 30/0,017 | 30/0,15 | 11/3 |
| Лед (пресная вода), -10 °С | 3/2,5*10 ⁻⁵ | 3/6*10 ⁻⁵ | 3/2,5*10 ⁻⁴ | 3/2*10 ⁻³ |

Как следует из приведенных значений, для волн УВЧ и СВЧ диапазонов все виды земной поверхности можно считать диэлектриками. Исключение составляет морская вода для дециметровых волн.

На рис. 5 представлены результаты расчетов модулей коэффициентов отражения для ряда видов земных поверхностей. В отличие от идеального диэлектрика, для которого при угле Брюстера коэффициент отражения R_v обращается в 0, для реальных сред значения модуля не достигают этой величины.

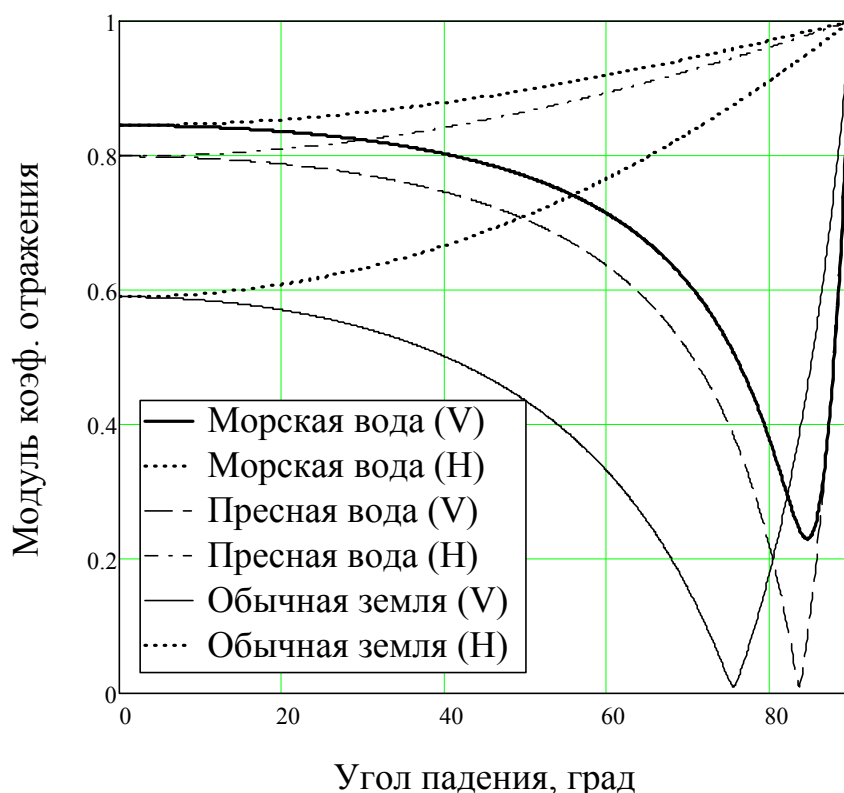


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения от угла падения для некоторых видов земных поверхностей для $\lambda = 30$ см

Результирующую напряженность поля в точке приема в соответствии с рассматриваемой моделью запишем как

$$\begin{aligned}
 \dot{E}_m = \dot{E}_{m1} + \dot{E}_{m2} = & \frac{\sqrt{60PG_0}}{r_1} F(\alpha_1) \exp(ikr_1) + \\
 & + \frac{\sqrt{60PG_0}}{r_2} F(\alpha_2) R(\theta) \exp(i(kr_2 + \beta(\theta))).
 \end{aligned} \quad (27)$$

Удобно представить последнее выражение в следующем виде:

$$\dot{E}_m = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r_1} F(\alpha_1) \exp(ikr_1) \left(1 + \frac{F(\alpha_2)}{F(\alpha_1)} \frac{r_1}{r_2} R(\theta_s) \exp(i(k\Delta r + \beta(\theta_s))) \right), \quad (28)$$

где разность хода определяется как

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \sqrt{r^2 + (h_1 + h_2)^2} - \sqrt{r^2 + (h_1 - h_2)^2}, \quad (29)$$

а угол падения

$$\theta_s = \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{h_1 + h_2}{r}. \quad (30)$$

Как следует из (28), комплексную амплитуду поля можно представить в виде

$$\dot{E} = \dot{E}_{m1} \dot{V}, \quad (31)$$

где \dot{E}_{m1} определяет комплексную амплитуду в свободном пространстве, а сомножитель \dot{V} — влияние границы раздела сред. Поэтому информация о величине \dot{V} имеет очень важное значение для решения целого ряда практических задач.

Выражения для модуля и фазы \dot{V} имеют вид:

$$V = \sqrt{1 + \left(\frac{F(\alpha_2)}{F(\alpha_1)} R(\theta_s) \right)^2 + 2 \frac{F(\alpha_2)}{F(\alpha_1)} R(\theta_s) \cos(k\Delta r + \beta(\theta_s))}, \quad (32)$$

$$\phi_V = -\arctg \frac{\frac{F(\alpha_2)}{F(\alpha_1)} R(\theta_s) \sin(k\Delta r + \beta(\theta_s))}{1 + \frac{F(\alpha_2)}{F(\alpha_1)} R(\theta_s) \cos(k\Delta r + \beta(\theta_s))}. \quad (33)$$

Модуль V называют также интерференционным множителем. Он определяет пространственное распределение амплитуды поля.

В случае использования слабонаправленных антенн

$$F(\alpha_1) \approx F(\alpha_2) \approx 1$$

и формулы (32, 33) упрощаются

$$V = \sqrt{1 + (R(\theta_s))^2 + 2R(\theta_s) \cos(k\Delta r + \beta(\theta_s))}, \quad (34)$$

$$\phi_V = -\arctg \frac{R(\theta_s) \sin(k\Delta r + \beta(\theta_s))}{1 + R(\theta_s) \cos(k\Delta r + \beta(\theta_s))}. \quad (35)$$

На рис. 6 представлены результаты расчетов зависимости модуля ослабления от изменения расстояния.

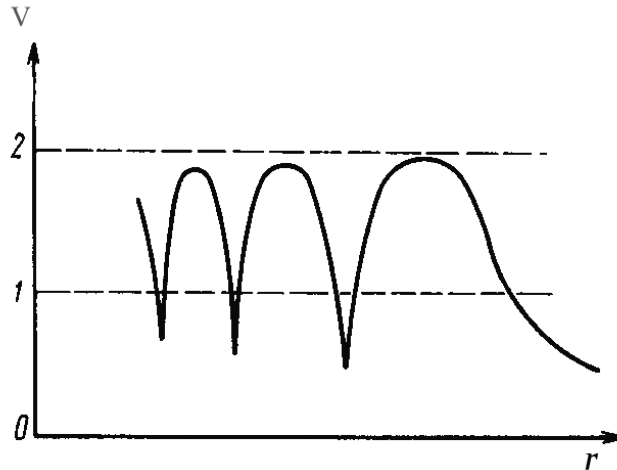


Рис. 6. Качественное поведение модуля множителя ослабления в зависимости от расстояния

Поскольку в реальных условиях очень часто выполняется неравенство

$$r \gg h_{1,2}, \quad (36)$$

то из-за малости угла между направлением прихода прямой и отраженной волн результирующую амплитуду напряженности электрического поля в точке приема можно представить в виде:

$$E_m \approx E_{m1} V = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} F(\alpha_1) \sqrt{1 + (R(\theta_s))^2 + 2R(\theta_s) \cos(k\Delta r + \beta(\theta_s))}, \quad (37)$$

где $\Delta r \approx 2h_1h_2/r$. Из полученной формулы следует, что при перемещении вдоль трассы или при изменении высот корреспондирующих пунктов распределение поля носит немонотонный осциллирующий характер.

Приведенные выражения определяют пространственное распределение поля в самом общем виде. Однако необходимо сделать некоторые замечания относительно их корректности на практике.

Прежде всего необходимо сделать уточнение относительно применимости отражательной трактовки. В ее концепции полага-

ется, что падающая на поверхность сферическая волна отражается как плоская. Поскольку коэффициент отражения для плоской волны зависит от угла, необходимо чтобы он изменялся мало в пределах всех лучей, которые соответствуют границам зон Френеля от мнимого источника. Если положить, что продольный размер существенного для отражения участка равен Δx , то изменение \dot{R} в пределах этого участка равно:

$$\Delta \dot{R} \approx \frac{\partial \dot{R}}{\partial \theta_s} \frac{\partial \theta_s}{\partial x} \Delta x. \quad (38)$$

В качестве критерия применимости отражательной трактовки можно использовать следующее неравенство:

$$|\Delta \dot{R}| \ll |\dot{R}(\theta_s)|. \quad (39)$$

Отметим, что наиболее динамичное изменение коэффициента отражения имеет место для вертикальной поляризации. В [6] получено следующее выражение критерия применимости отражательной трактовки:

$$2(\cos(\theta_s))^2 r/\lambda \gg |1 - \dot{R}_v^2(\theta_s)|. \quad (40)$$

Для идеального металла, поскольку $|R_v| \equiv 1$, данное неравенство выполняется всегда и нет никаких ограничений в применении отражательной трактовки. Для реальных земных покровов можно положить, что $|1 - \dot{R}_v^2(\theta_s)| \sim 2|\cos(\beta_v)|$, и в качестве критерия использовать следующее неравенство:

$$(\cos(\theta_s))^2 r/\lambda \gg |\cos(\beta_v)|. \quad (41)$$

Аналогичное выражение для случая горизонтальной поляризации имеет вид:

$$(\cos(\theta_s))^2 r/\lambda \gg |\cos(\beta_h)|. \quad (42)$$

Еще одной особенностью использования отражательной трактовки является предположение о гладкости границы раздела двух сред. Это требует уточнения в определении коэффициентов отражения Френеля. Для случая неровной границы раздела в пределах минимальной для отражения зоны определяют значение

неровности поверхности Δh . Если поверхность в пределах этой зоны ровная, т. е. удовлетворяет так называемому критерию Рэлея [1; 3; 7]

$$\Delta h < \frac{\lambda}{(8 \div 16) \cos \theta_s}, \quad (43)$$

то можно ожидать значений коэффициента отражения, близких к значениям, определяемым формулами Френеля. Подобная оценка будет тем более справедлива, если критерий Рэлея удовлетворяется не только в минимальной зоне отражающей поверхности, но и в существенной. Следует отметить, что при одних и тех же размерах неровностей отражение тем ближе к зеркальному, чем больше длина волны несущего колебания и чем больше угол падения. В случае невыполнения критерия будет происходить сильное рассеяние излучения и отражение, как говорят, становится диффузным.

В общем случае, если поверхность не является гладкой (не выполняется критерий Рэлея (43)), в выражениях для пространственного распределения поля нужно использовать эффективные значения коэффициента отражения. Величина его модуля и фазы сложным образом зависят от угла падения для различных частот и неровностей поверхности. Поэтому интерференционная картина поля в точке приема искажается и лепестковая структура сильно изменяется.

Необходимо также отметить, что оценки отражающей способности неровной поверхности, полученные с помощью критерия Рэлея, являются ориентировочными, т. к. этот критерий не учитывает влияния формы и взаимного расположения неровностей, вида поляризации. Кроме того, понятия существенной и минимальной зон становятся неприменимыми, если неровности по форме и размерам обладают большой дисперсией, т. е. имеются отдельные преобладающие крупные неровности. От таких неровностей может наблюдаться заметное отражение, если они находятся и вне пределов существенной зоны (например, от расположенных в стороне от радиотрассы отдельных крупных холмов и горных хребтов [1; 3; 7]).

Однако в общем результаты экспериментальных исследований по измерению коэффициентов отражения от различных однородных шероховатых поверхностей подтверждают правильность критерия Рэлея, по крайней мере в качественном отношении. Поэтому для целого ряда практических ситуаций вышеприведенные формулы адекватно описывают пространственную картину интерференционной структуры поля.

Очень часто для расчетов используют экспериментальные значения отражательной способности реальных земных покровов. В табл. 2 представлены из [8] усредненные значения модуля коэффициентов отражения R при углах скольжения $10' \div 30'$ для некоторых видов поверхностей.

Таблица 2

| Вид поверхности | Коэффициент отражения при длинах волн | | | |
|---------------------------------------|---------------------------------------|------------|-----------|----------|
| | 15–18 см | 7–8 см | 5 см | 1,5–3 см |
| Водная | 0,9–0,99 | 0,8–0,95 | 0,65–0,85 | 0,2–0,45 |
| Равнина, пойменные луга, солончаки | 0,8–0,99 | 0,6 – 0,95 | – | – |
| Ровная лесистая местность | 0,6–0,8 | 0,4–0,6 | 0,3–0,5 | 0,1–0,3 |
| Среднепересеченная лесистая местность | 0,3–0,5 | 0,2–0,3 | – | – |

Для учета неровности поверхности в [9] предложено при расчетах радиорелейных линий прямой видимости использовать следующее выражение для коэффициента отражения

$$R = R_F \rho_s \rho_r, \quad (44)$$

где R_F соответствует коэффициенту отражения Френеля для гладкой поверхности и заданного вида поляризации, ρ_s — коэффициент, учитывающий отражение для участка зеркально гладкой поверхности протяженности Δx в пределах эллипсоида для первой зоны Френеля, ρ_r — коэффициент, учитывающий влияние неровности поверхности.

$$\rho_s = \sqrt{\frac{f(h_1 + h_2)^4 (\Delta x)^2 \cdot 10^{-2}}{3h_1 h_2 r^3}}, \quad (45)$$

$$\rho_r = \sqrt{\frac{1 + (g^2/2)}{1 + 2.35(g^2/2) + 2\pi(g^2/2)^2}}, \quad g = \frac{40\pi f \sigma_h \cos(\theta_s)}{3}. \quad (46)$$

Здесь f — частота в гигагерцах, высоты источника и точки приема электромагнитных волн h_i — в метрах, протяженность трассы r — в километрах, Δx — в километрах, среднеквадратичное значение неровностей в пределах первой зоны Френеля σ_h — в метрах.

Для более ясного понимания интерференционной структуры и влияния электрофизических параметров подстилающей поверхности целесообразно рассмотреть некоторые частные случаи. Предположим, что используются ненаправленные антенны. На рис. 7 представлены результаты расчетов [1] модуля множителя ослабления для горизонтальной (штриховая линия) и вертикальной (сплошная линия) поляризации в зависимости от угла места ψ для сухого грунта. При вычислениях высота передающей антенны составляла $h_1 = 5$ м, а длина волны $\lambda = 1$ м. Расчеты проводились для $\varepsilon_k = 4 + 0,5i$. При малых углах наблюдения ψ (больших θ_s) пространственное положение максимумов и минимумов в интерференционной структуре поля для вертикальной и горизонтальной поляризации практически совпадают. При этом величина максимумов множителя ослабления V для горизонтальной поляризации убывает с ростом ψ более медленно, чем для вертикальной поляризации. Однако после угла Брюстера из-за различия фаз коэффициентов отражения Френеля максимумы в интерференционной структуре поля для вертикальной поляризации сдвинуты относительно максимумов для горизонтальной поляризации.

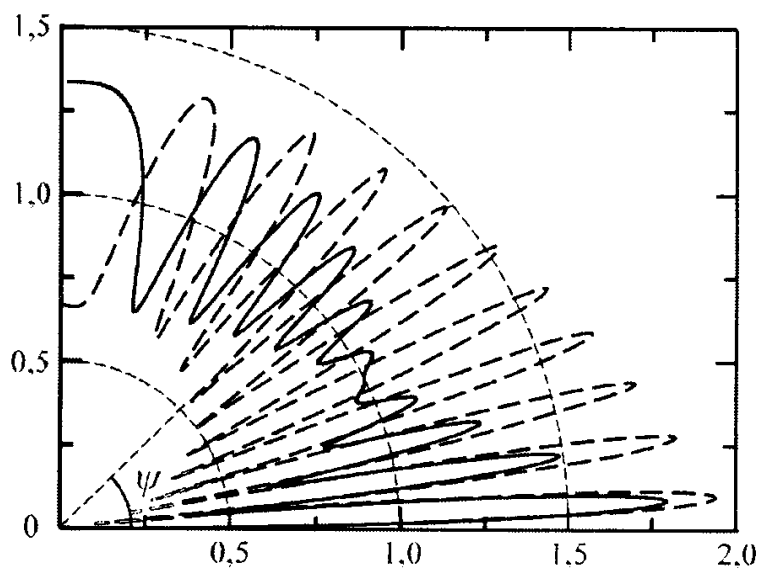


Рис. 7. Зависимость модуля множителя ослабления от угла возвышения для сухого грунта

На рис. 8 представлены аналогичные результаты расчетов [1] для морской воды ($\varepsilon_k = 80 + 360i$). Структура поля также имеет существенно изрезанный характер.

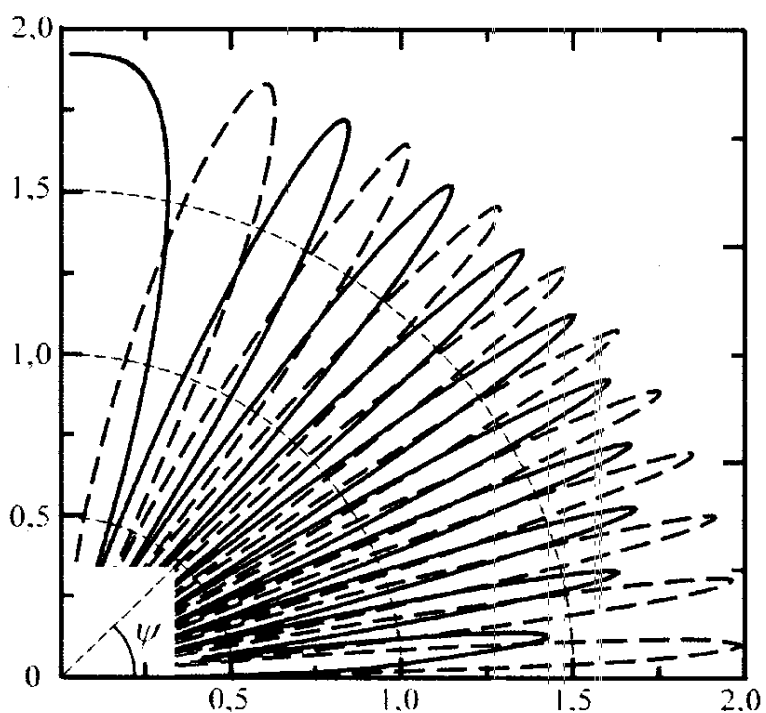


Рис. 8. Зависимость модуля множителя ослабления от угла возвышения для морской воды

Вертикальный вибратор

Исследуем влияние антенных систем на интерференционную структуру поля в точке приема на примере простейших антенн. Диаграмма направленности элементарного вертикального вибратора имеет вид:

$$F(\alpha) = \cos \alpha. \quad (47)$$

В результате подстановки (34) в (31) и использования предположений о том, что $F(\alpha_1) \approx F(\alpha_2)$ и максимум коэффициента усиления совпадает с горизонтальным направлением, а угол ψ определяет точку наблюдения, выражение для пространственной структуры поля можно представить следующим выражением:

$$E_m = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} \cos \psi \sqrt{1 + R_v^2 + 2R_v \cos(2kh_1 \sin \psi + \beta_v)}, \quad (48)$$

Рассмотрим различные случаи распространения в зависимости от параметров границы раздела «воздух — подстилающая поверхность». Пусть поверхность является идеально проводящей. Для всех углов падения $R_v = 1, \beta_v = 0$. Поэтому

$$E_m = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} 2 \cos \psi \cos(kh_1 \sin \psi) = 2E_{m1} \cos(kh_1 \sin \psi). \quad (49)$$

Входящий в эту формулу множитель $\cos(kh_1 \sin \psi)$ свидетельствует о наличии минимумов и максимумов. Условия их нахождения определяются как:

$$kh_1 \sin \psi = \pi n, \quad E_{\max} = 2E_{m1}, \quad (50)$$

$$kh_1 \sin \psi = \frac{2n+1}{2} \pi, \quad E_{\min} = 0, \quad n = 0, 1, \dots \quad (51)$$

Из этого следует, что имеет место многолепестковый характер угловой зависимости поля. Первый минимум излучения наблюдается при $\sin \psi = \lambda/4h_1$. Следовательно, чем выше вибратор расположен над границей раздела, тем уже первый лепесток. Вдоль поверхности раздела имеет место максимум излучения. В вертикальном направлении вертикальный вибратор не излучает. С уменьшением угла амплитуды максимумов уменьшаются

за счет влияния диаграммы направленности самого вибратора. Направленные свойства такого излучения приведены на рис. 9. Они получены при $h_1/\lambda = 2,5$. В горизонтальном направлении имеется максимум излучения.

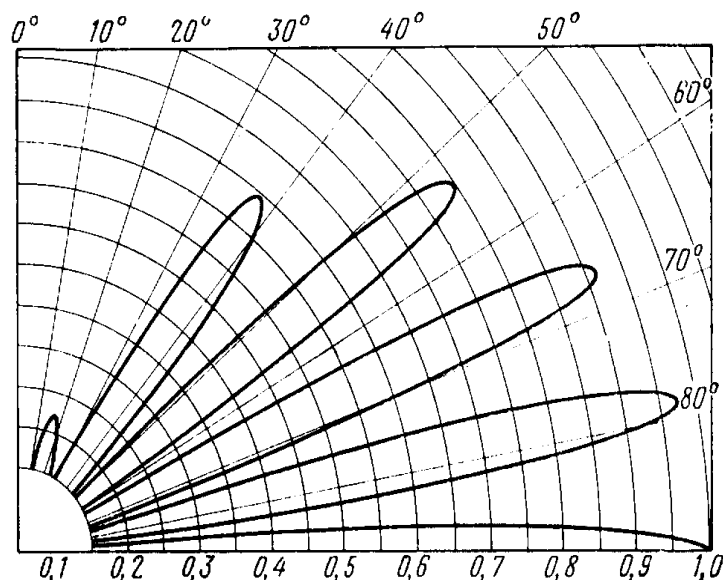


Рис. 9. Структура поля вертикального вибратора для случая проводника

Рассмотрим случай, когда свойства поверхности близки к идеальному диэлектрику. В этом случае имеет место зависимость коэффициента отражения от угла падения. Поэтому когда угол падения превышает угол Брюстера, фаза отраженной волны $\beta_v = \pi$ и выражение для амплитуды поля принимает вид:

$$E_m = E_{m1} \sqrt{1 + R_v^2 - 2R_v \cos(2kh_1 \sin \psi)}. \quad (52)$$

Поле в вертикальной плоскости по-прежнему носит осциллирующий характер, максимальные значения наблюдаются в следующих случаях:

$$\sin \psi = \frac{2n+1}{4} \frac{\lambda}{h_1}. \quad (53)$$

Первый максимум излучения имеет место при $\sin \psi = \lambda/4h_1$, и поэтому, чем выше вибратор расположен, тем ближе к поверхности прижат первый лепесток. Значение поля в максимуме определяется формулой

$$E_m = E_{m1}(1 + R). \quad (54)$$

Минимумы наблюдаются при

$$\sin \psi = \frac{n \lambda}{2 h_1}. \quad (55)$$

Вдоль границы раздела сред поле отсутствует, т. к. для скользящих лучей модуль коэффициента отражения принимает значение $R = 1$.

При значительной высоте приемной антенны, когда $\psi > \psi_B$, фаза коэффициента отражения равна 0. Поэтому структура поля определяется следующей зависимостью:

$$E_m = E_{m1} \sqrt{1 + R_v^2 + 2R_v \cos(2kh_1 \sin \psi)}. \quad (56)$$

Максимумы появляются в направлениях, для которых

$$\cos(2kh_1 \sin \psi) = 1, \quad (57)$$

а минимумы — в направлениях, для которых

$$\cos(2kh_1 \sin \psi) = -1, \quad (58)$$

т. е. положение лепестков такое же, как и в случае взаимодействия излучения с идеальной проводящей поверхностью.

На рис. 10 приведена диаграмма углового распределения поля, полученная для идеального диэлектрика и $h_1/\lambda = 3$.

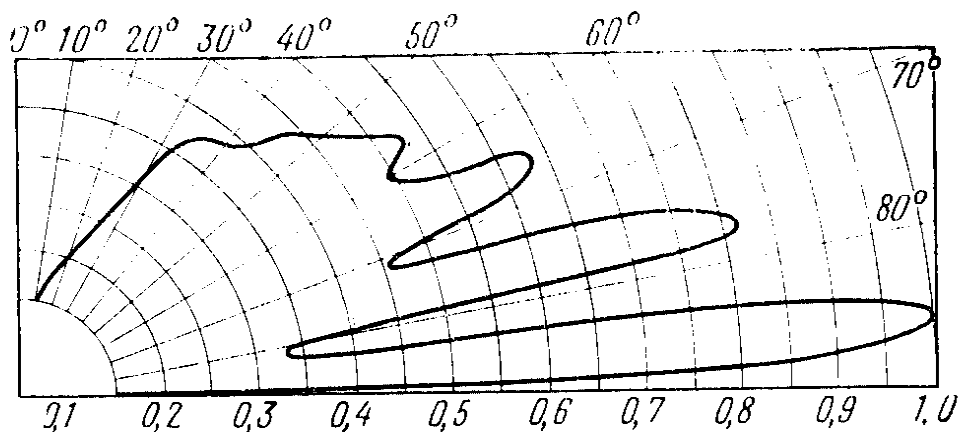


Рис. 10. Структура поля вертикального вибратора для случая диэлектрика

Горизонтальный вибратор

Рассмотрим электрическое поле, создаваемое горизонтальным вибратором. В экваториальной плоскости он не обладает направленными свойствами и создает горизонтально поляризованную волну. Поэтому выражение для амплитуды поля имеет вид:

$$E_m = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} \sqrt{1 + R_h^2 + 2R_h \cos(2kh_1 \sin \psi + \beta_h)}. \quad (59)$$

В случае идеально проводящей поверхности для всех углов падения на поверхность $R_h = 1, \beta_h = \pi$ и амплитуда поля определяется выражением:

$$E_m = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r} 2 \sin(kh_1 \sin \psi) = 2E_{m1} \sin(kh_1 \sin \psi). \quad (60)$$

Лепестковая структура пространственного распределения поля, как и для вертикального вибратора, имеет место, однако минимумы и максимумы меняются местами, т. е.

$$\sin \psi = \frac{2n+1}{4} \frac{\lambda}{h_1}, \quad E_{\max} = 2E_{m1}, \quad (61)$$

$$\sin \psi = \frac{n}{2} \frac{\lambda}{h_1}, \quad E_{\min} = 0, \quad n = 0, 1, \dots \quad (62)$$

Вдоль поверхности излучение отсутствует. Амплитуда максимальных лепестков не меняется в зависимости от угла. Возможно излучение вверх. В качестве примера на рис. 11 приведена угловая зависимость изменения напряженности поля в случае распространения излучения над проводящей поверхностью при $h_1/\lambda = 2,5$.

Если поверхность является идеальным диэлектриком, то при всех углах падения фаза коэффициента отражения равна π . Поэтому амплитуда напряженности поля имеет вид:

$$E_m = E_{m1} \sqrt{1 + R_v^2 - 2R_v \cos(2kh_1 \sin \psi)}. \quad (63)$$

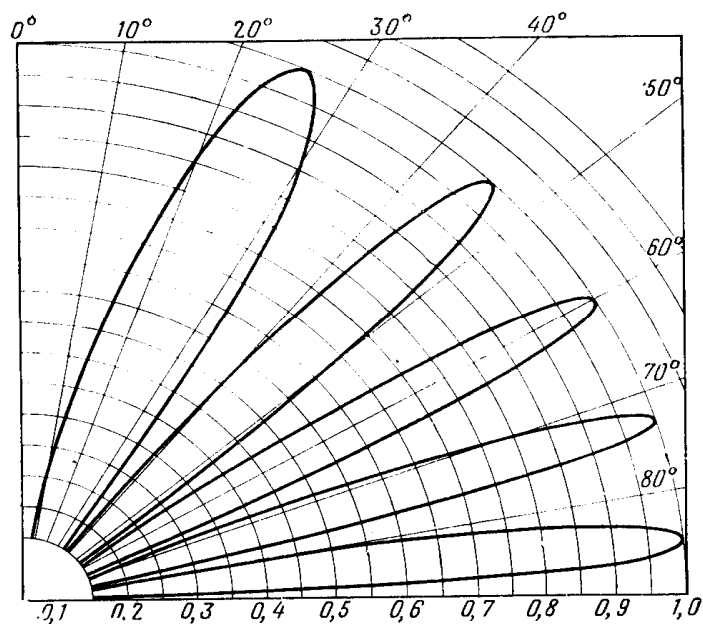


Рис. 11. Структура поля горизонтального вибратора для случая проводника

Полученное выражение подобно соотношению (52) для вертикального вибратора. Однако там множитель E_{m1} , определяющий поле в свободном пространстве, содержит косинус. Положение минимумов и максимумов определяется аналогичными зависимостями (см. выражения (53, 55)). Вдоль границы раздела сред излучение отсутствует. Диаграмма углового распределения поля приведена на рис. 12 для случая $h_l/\lambda = 3$. С уменьшением угла падения уровень лепестков уменьшается, как и в случае вертикального вибратора.

В других направлениях, отличных от экваториальной плоскости, горизонтальный вибратор излучает и горизонтально, и вертикально поляризованные составляющие электрического поля. Напряженность поля каждой из составляющих определяется отдельно, а затем находится результирующее поле. При этом оно оказывается эллиптически поляризованным с преобладанием горизонтальной составляющей.

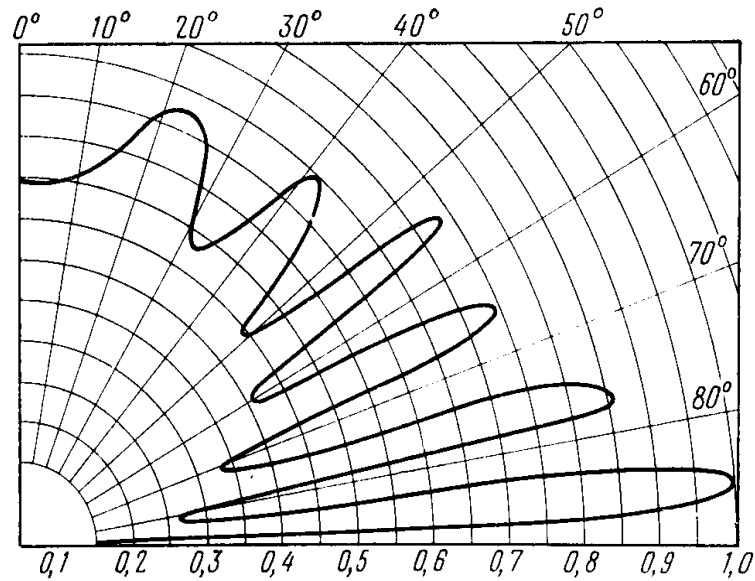


Рис. 12. Структура поля горизонтального вибратора для случая диэлектрика

Интерференционная формула Введенского

При дальнейшем увеличении расстояния до точки наблюдения вдоль границы раздела увеличивается значение угла падения θ_s . Такая ситуация часто встречается на практике. В этом случае можно считать, что углы достаточно пологие и приближенно значения модуля и фазы коэффициента отражения вне зависимости от поляризации излучения будут составлять $R = 1$, $\beta = \pi$. Поэтому из выражения (37) следует:

$$E_m = 2E_{m1}\sin(k\Delta r). \quad (64)$$

Величину Δr , определяющую разность хода между прямой и отраженной волной, можно представить в виде:

$$\Delta r \approx \frac{2h_1h_2}{r}. \quad (65)$$

Поскольку

$$k \frac{h_1h_2}{r} \ll 1,$$

то, заменяя синус его аргументом, можно записать выражение для пространственного распределения поля:

$$E_m = \frac{\sqrt{60PG_0}}{r^2} \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda}. \quad (66)$$

Эта формула впервые была получена Б. А. Введенским. Она наглядно характеризует зависимость напряженности электрического поля от расстояния, длины волны и высот расположения антенн. В качестве критерия применимости формулы Введенского можно взять, например, малость аргумента у синуса $\sin \psi \ll 1$ при $\psi < \pi/9$. Поэтому условие корректности выражения (66) имеет вид:

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} < \frac{\pi}{9}. \quad (67)$$

Для формулы Введенского характерно квадратичное убывание напряженности поля с расстоянием, изменение более быстрое, чем в свободном пространстве, поскольку там оно убывает обратно первой степени от расстояния между излучателем и точкой приема (см. выражение (8)). Столь быстрое уменьшение амплитуды с расстоянием объясняется тем, что поля прямой и отраженной волн почти равны по амплитуде и противоположны по фазе. Необходимо также отметить, что при выполнении условий применимости формулы Введенского среднее значение плотности потока мощности убывает с расстоянием как r^{-4} , не как в случае свободного пространства r^{-2} .

Из формулы (34) следует, что последний максимум будет наблюдаться на расстоянии r_{\max} , когда $\frac{kh_1 h_2}{r_{\max}} = \frac{\pi}{2}$ или $r_{\max} = \frac{4h_1 h_2}{\lambda}$. Из условия замены синуса на его аргумент находим, что формула Введенского применима начиная с расстояния

$$r_e = \frac{18h_1 h_2}{\lambda} = 4,5r_{\max}. \quad (68)$$

Влияние сферичности земной поверхности

При дальнейшем увеличении расстояния от излучающей антенны до точки наблюдения предположение о плоской границе раздела становится некорректным. Поэтому для реальных приземных трасс необходимо учитывать кривизну земной поверхности. В реальности форма Земли представляет собой геоид, однако для анализа процессов распространения радиоволн вдоль ее поверхности обычно предполагают, что она имеет форму шара радиусом $a_{зм} \cong 6370$ км.

Рассмотрим влияние сферичности земной поверхности на структуру поля в точке приема в пределах прямой видимости, т. е. при $r = AB < r_0$. Геометрия задачи представлена на рис.13.

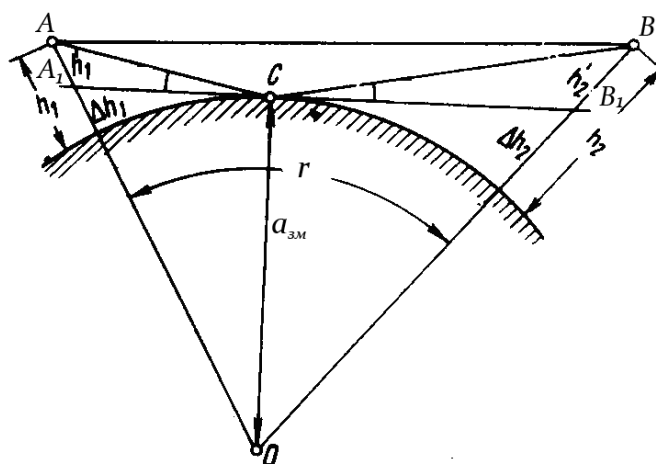


Рис. 13. Геометрия задачи распространения над сферической поверхностью

Как видно из рисунка, если в точке отражения от поверхности провести касательную плоскость, то картина распространения над Землей будет подобна картине распространения излучения над плоской поверхностью. Однако необходимо сделать некоторые замечания, касающиеся возможности использования отражательной трактовки для случая сферической Земли. Очевидно, что коэффициенты Френеля, точные для плоскости, можно использовать для искривленной поверхности, если в пределах существенной области отражения (области распространения для мнимого источника) поверхность можно считать приближенно плоской. Физически это означает, что в точке приема разность фаз волн, возбужденных

на границе существенной области для плоской и сферической Земли значительно меньше 2π (см. рис. 14).

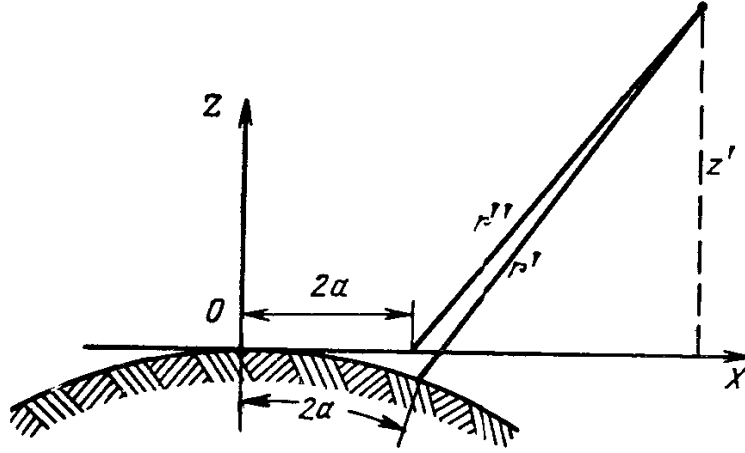


Рис. 14. Геометрия отражения от плоской и сферической поверхности

Из приведенного рисунка следует:

$$r' = \sqrt{(r-x)^2 + \left(z' + \frac{x^2}{2a_{3m}}\right)^2} \approx r-x + \left(z' + \frac{x^2}{2a_{3m}}\right)^2 / (2(r-x)),$$

$$r'' = \sqrt{(r-x)^2 + z'^2} \approx r-x + z'^2 / (2(r-x)),$$

где z' — высота точки приема над плоской поверхностью, x — длина существенного участка, имеющая порядок величина $2a$. Отсюда можно получить неравенство, удовлетворяющее условию для разности фаз.

$$r' - r'' \approx \frac{z'}{2a_{3m}} \frac{x^2}{r} = \frac{z'}{2a_{3m}} \frac{(2a)^2}{r} \approx \frac{z'}{2a_{3m}} \frac{\lambda^2}{r \cos^4 \theta_s} \ll \lambda. \quad (69)$$

Несложные преобразования позволяют получить пределы применимости отражательной трактовки

$$\cos \theta_s = \sin \psi \gg \sqrt[3]{\frac{\lambda}{\pi a_{3m}}}. \quad (70)$$

Из представленного неравенства следует, что ограничения, связанные со сферичностью Земли, наиболее критичны для полных траекторий, для которых угол падения близок к $\pi/2$.

Если условие применимости отражательной трактовки выполнено, то в соответствии с рис. 13 можно процесс отражения от сферической поверхности фиктивно заменить процессом отражения от плоской границы и использовать формулы, полученные выше для плоскости. Это можно сделать путем соответствующих изменений амплитуды и фазы отраженной волны по сравнению со случаем плоской Земли.

Фазовые изменения приводят к модификации разности хода Δr между прямой и отраженной волнами, что можно сделать путем введения приведенных высот антенн

$$h'_i = h_i - \Delta h_i. \quad (71)$$

Изменение высот можно найти из треугольников OCA_1 и OCB_1 .

$$CA_1 \approx \sqrt{2a_{зм}\Delta h_1} \text{ и } \Delta h_1 \approx (CA_1)^2 / (2a_{зм}),$$

$$CB_1 \approx \sqrt{2a_{зм}\Delta h_2} \text{ и } \Delta h_2 \approx (CB_1)^2 / (2a_{зм}).$$

Откуда следует выражение для приведенных высот

$$h'_i = h_i - \frac{r^2}{2a_{зм}} \cdot \left(\frac{h_i}{h_1 + h_2} \right)^2. \quad (72)$$

С учетом сферичности Земли выражение для разности хода имеет вид:

$$\Delta r = 2 h'_1 h'_2 / r. \quad (73)$$

Изменение амплитуды отраженной волны за счет сферичности будет обусловлено двумя явлениями. Во-первых, изменением угла падения θ_s и соответственно изменением коэффициента отражения. Угол θ_s при этом будет определяться соотношением

$$\theta_s \approx \frac{\pi}{2} - \frac{h'_1 + h'_2}{r}. \quad (74)$$

Во-вторых, выпуклость земной поверхности приводит к расхождению отраженного пучка лучей, что вызывает уменьшение плотности потока мощности отраженной волны в заданном направлении. Это явление иллюстрирует рис. 15.

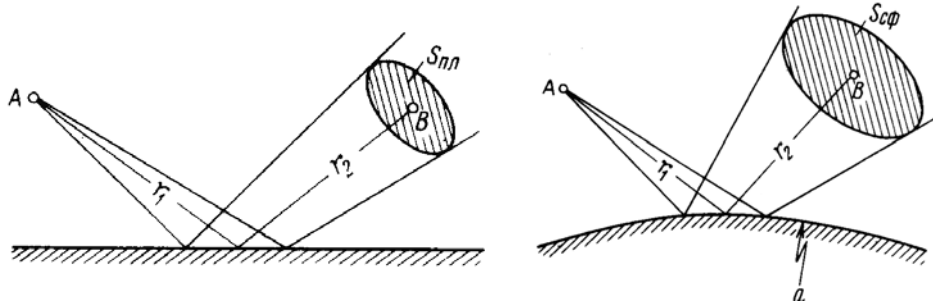


Рис. 15. Различие в отражении от плоской и выпуклой границ раздела

Эффект расходимости излучения при отражении от сферической поверхности можно учесть путем введения коэффициента расходимости D . Если обозначить через $S_{пл}$ и $S_{сф}$ площади телесных углов пучка волн, отраженных в пределах плоской существенной для отражения области, то их отношение будет характеризовать изменение плотности потока мощности. Соответственно изменение напряженности поля будет характеризоваться корнем квадратным из этого отношения. Нетрудно получить, что

$$D = \sqrt{\frac{S_{пл}}{S_{сф}}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + (2r^2 h'_1 h'_2) / (a_{зм} (h'_1 + h'_2)^3)}}. \quad (75)$$

Уменьшение величины напряженности поля отраженной волны за счет расходимости определяют путем изменения модуля коэффициента отражения. Принимают, что

$$R_{сф} = RD, \quad (76)$$

где R — модуль коэффициента отражения для случая плоской границы раздела.

В результате этих изменений можно учесть влияние сферичности земной поверхности и получить выражения для множителя ослабления. Например, для изотропных антенн выражение для модуля множителя ослабления принимает следующий вид:

$$V = \sqrt{[1 + (RD)^2 + 2RDCos((4\pi h'_1 h'_2) / (\lambda r) + \beta)]}. \quad (77)$$

Закключение

Представленная трактовка распространения радиоволн вдоль земной поверхности ограничивается расстоянием прямой видимости. Принято считать, что такая зона называется освещенной и ее граница определяется значением $r = 0,8r_0$. Полная картина пространственного распределения поля может быть получена на основе работ В. А. Фока (см. [1–3]). На рис. 16 в качестве примера представлены результаты подобных расчетов [3] поведения модуля множителя ослабления в зависимости от удаления от источника электромагнитных волн.

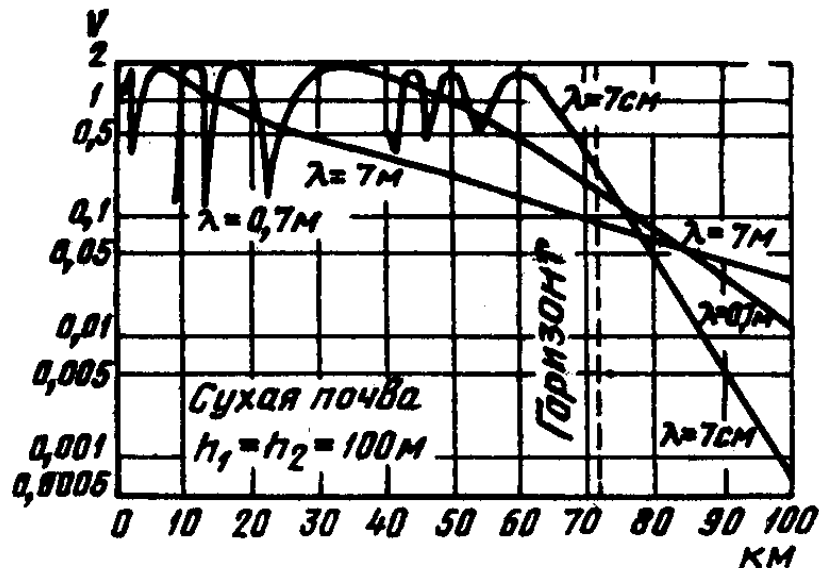


Рис. 16. Зависимость $V(r)$ при различных длинах волн
для высокоподнятых антенн

Вычисления были выполнены в предположении о гладкости земной поверхности для сухой почвы и высот корреспондирующих пунктов 100 м для ряда частот (длин волн). В пределах освещенной области (прямой видимости) структура поля носит осциллирующий характер, как и для модели с мнимым источником. Причем чем выше частота, тем осцилляции более быстрые. При удалении точки приема за горизонт (в область полутени и тени) поле затухает очень быстро, и, чем короче длина волны, тем это затухание более интенсивно.

Литература

1. Распространение радиоволн / О. И. Яковлев, В. П. Якубов, В. П. Урядов, А. Г. Павельев. — М. : Ленанд, 2009. — 496 с.
2. Электродинамика и распространение радиоволн / В. А. Неганов, О. В. Осипов, С. В. Раевский, Г. П. Яровой. — М. : Радио и связь, 2005. — 648 с.
3. Черенкова, Е. Л. Распространение радиоволн / Е. Л. Черенкова, О. В. Чернышев. — М. : Радио и связь, 1984. — 272 с.
4. Тимофеев, В. А. Электромагнитные поля и волны : учебное пособие / В. А. Тимофеев. — Ярославль : ЯрГУ, 2008. — 180 с.
5. Recommendation ITU-R P.527-3. Electrical characteristics of the surface of the Earth. — URL : www.itu.int
6. Черный, Ф. Б. Распространение радиоволн / Ф. Б. Черный. — М. : Советское радио, 1972. — 464 с.
7. Никольский, В. В. Электродинамика и распространение радиоволн / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. — М. : Наука, 1989. — 544 с.
8. Справочник по радиорелейной связи / под ред. С. В. Бородача. — М. : Радио и связь, 1981. — 416 с.
9. Recommendation ITU-R P.530-16. Propagation data and prediction methods required for design of terrestrial line-of-sight systems. www.itu.int. — URL : www.itu.int

Оглавление

| | |
|---|----|
| Радиоволны в свободном пространстве | 3 |
| Мнимый источник | 9 |
| Интерференционный множитель | 13 |
| Вертикальный вибратор..... | 23 |
| Горизонтальный вибратор | 26 |
| Интерференционная формула Введенского..... | 28 |
| Влияние сферичности земной поверхности..... | 30 |
| Заключение | 34 |
| Литература | 35 |

Учебное издание

Интерференционная структура поля при распространении электромагнитного излучения над земной поверхностью

Учебно-методическое пособие

Составитель

Тимофеев Владимир Авенирович

Редактор, корректор М. Э. Левакова
Верстка М. Э. Леваковой

Подписано в печать 27.04.16. Формат 60×84 1/16.
Усл. печ. л. 2,09. Уч.-изд. л. 1,5.
Тираж 4 экз. Заказ

Оригинал-макет подготовлен
в редакционно-издательском отделе ЯрГУ

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова.
150000, Ярославль, ул. Советская, 14.