Дифракция на клиновидном препятствии в присутствии отражающего слоя

П.Н. Дагуров

Отдел физических проблем Бурятского научного центра

E-mail:dpn@pres.bscnet.ru

Предложена модель распространения радиоволн на трассе с клиновидным препятствием и отражающим слоем с использованием методов геометрической оптики и геометрической теории дифракции. Приведены расчетные результаты.

Введение

На закрытых приземных трассах основными механизмами распространения УКВ являются дифракция вокруг земной поверхности и переизлучение волн неоднородностями диэлектрической проницаемости тропосферы. Как правило, влияние земной поверхности и тропосферных неоднородностей, при расчете загоризонтного распространения учитывается раздельно. Между тем, очевидно, что наиболее адекватным реальной ситуации должен являться совместный учет влияния обоих механизмов распространения. Это особенно относится к промежуточной зоне теневой области, где дифракционная и тропосферная компоненты соизмеримы по амплитуде и их интерференция может приводить как к аномально высоким уровням поля, вызывающим ухудшение условий электромагнитной совместимости радиосредств, так и к глубоким замираниям сигнала. В данной работе рассматривается задача о распространении радиоволн на трассе с клиновидным препятствием, когда над препятствием находится отражающий тропосферный слой. Элементарные оценки показывают, что на закрытых трассах в присутствии тропосферного слоя, обусловленного скачком диэлектрической проницаемости, отраженное поле может быть соизмеримо с дифракционным. Приведенные ранее расчеты относятся либо к случаю, когда рассматривается дифракция вокруг гладкой земной поверхности, либо дифракционное поле на трассах с резко выраженными препятствиями сопоставляется со средним уровнем поля дальнего тропосферного распространения, полученным из обобщения экспериментальных данных [1,2]. Поэтому возникает необходимость учета совместного действия обоих механизмов распространения на результирующий сигнал в месте приема.

Теория

Пусть между источником A сферической волны и точкой наблюдения P находится клиновидное непрозрачное препятствие, над которым расположен отражающий тропосферный слой (рис. 1). Будем полагать, что удаления источника, края препятствия и приемника от границы раздела много больше длины волны. Тогда для решения задачи можно воспользоваться такими высокочастотными асимптотическими методами, как геометрическая оптика (ГО) и геометрическая теория дифракции (ГТД) [3].

На рис. 1 показаны геометрооптические и дифракционные лучи, возникающие в данной задаче. Результирующее поле в точке, согласно ГО и ГТД, имеет вид:

$$U(P) = U_1 \chi(\pi - \alpha) + U_{23} \chi[(\pi - \alpha_1)(\pi - \alpha_2)] + U_{47} + U_{567} + U_{489} + U_{5689}, \qquad (1)$$

где $\chi(t)$ – единичная функция Хевисайда, индексы показывают последовательный путь лучей.

Поле U_1 соответствует прямому лучу AP. Согласно ГО, он отсутствует, когда точка P находится в теневой области препятствия, что учтено введением функции Хевисайда χ. Луч *23* – это отраженный луч, который отсутствует, когда точка P находится в тени относительно зеркального изображения источника A, либо изображение приемника P находится в тени относительно источника A. Это обстоятельство учтено умножением поля U_2 на функцию Хевисайда , аргументом которой является комбинация углов α_1 и α_2.

Обозначив через r_j длину j – го луча, получим для прямого поля:

$$U_1 = \frac{e^{ikr_1}}{r_1}, \tag{2}$$

где k – волновое число в среде, расположенной ниже слоя.

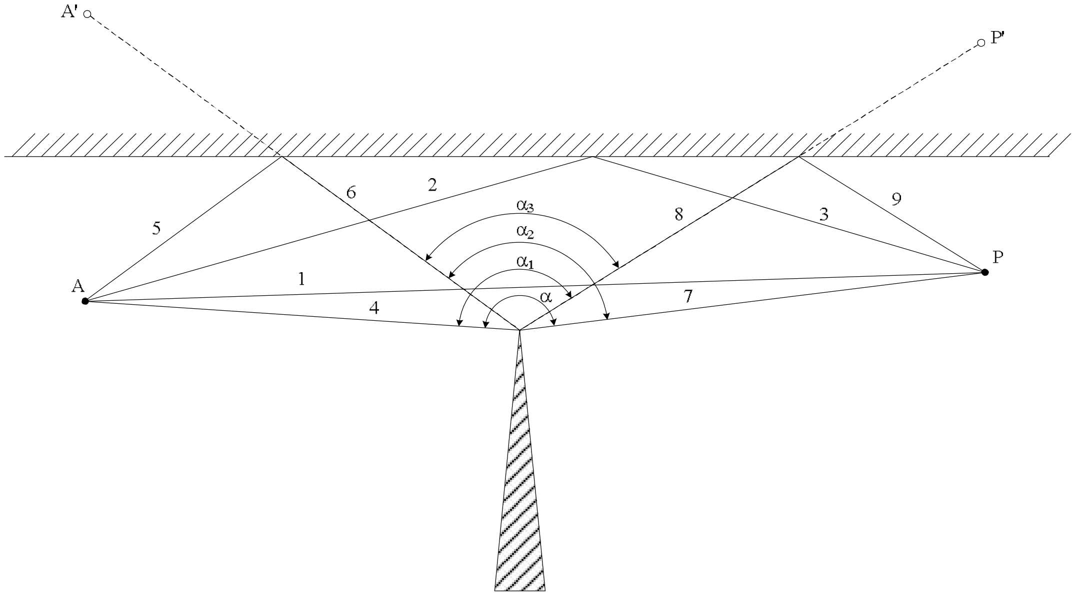


Рис. 1. Геометрия задачи.

Поскольку отражающую поверхность считаем плоской, то отраженная волна, согласно приближению ГО, имеет вид:

$$U_{23} = R\frac{e^{ik(r_2+r_3)}}{r_2+r_3}, \tag{3}$$

где R – коэффициент отражения. Так как поле вблизи отражающей поверхности является локально плоским, полагаем, что этот коэффициент равен френелевскому коэффициенту отражения для плоской волны.

Поле U_{47} – это прямое дифрагированное на крае препятствия поле. Для нахождения его воспользуемся результатами равномерной ГТД, которая позволяет описывать поля в переходных областях вблизи границ «свет–тень» [4]. Согласно ГТД, дифракционное поле в месте приема имеет следующий вид:

$$U_d = U_0 DA(S)e^{ikS}, \tag{4}$$

где U_0 – падающее поле в той точке, из которой выходит дифракционный луч, S – эйконал дифракционного луча, $A(S)$ описывает изменение амплитуды поля вдоль дифракционного луча. Для плоской и цилиндрической волны:

$$A(S) = \frac{1}{\sqrt{S}},$$

для сферической волны:

$$A(S) = \sqrt{\frac{S'}{[S(S'+S)]}},$$

где S' – расстояние от источника до дифрагирующего края. В формуле (4) множитель D является коэффициентом дифракции. Равномерный коэффициент дифракции на идеально проводящей полуплоскости получен в работе [4]. Для случая, когда угол дифракции мал или угол α близок к π, его можно записать в виде (пренебрегая слагаемым, связанным с отраженной от препятствия волной):

$$D = -\sqrt{\frac{S'S}{(S'+S)}}\exp\left(-i\frac{\pi}{4} - i2kL\cos^2\frac{\alpha}{2}\right)\times$$
$$\times F\left(\sqrt{2kL}\left|\cos^2\frac{\alpha}{2}\right|\right)\operatorname{sgn}(\pi - \alpha), \quad (5)$$

где $L = \frac{S'S}{\left[(S'+S)\sin^2\beta_0\right]}$, β_0 – угол между плоскостью препятствия и падающим лучом, $F(x) = \int\limits_x^\infty e^{it^2}dt$ – интеграл Френеля.

Учитывая, что в данном случае $S' = r_4$, $S = r_7$, $\beta_0 \approx \pi/2$, из формул (4) и (5) получим:

$$U_{47} = \frac{\exp[ik(r_4 + r_7)]}{\sqrt{\pi}(r_4 + r_7)}\exp\left(-i\frac{\pi}{4} - i\frac{2kr_4r_7}{r_4 + r_7}\cos^2\frac{\alpha}{2}\right)\times$$
$$\times F\left(\sqrt{\frac{2kr_4r_7}{r_4 + r_7}}\left|\cos^2\frac{\alpha}{2}\right|\right)\operatorname{sgn}(\alpha - \pi). \quad (6)$$

Отметим, что в данном малоугловом приближении поле, полученное с использованием ГТД, практически совпадает с полем, рассчитанным на основе теории дифракции Кирхгофа – Френеля.

Поле U_{567}, испытывающее вначале отражение от слоя, а затем дифракцию на крае, можно с учетом формул (3) – (5) представить в виде:

$$U_{567} = R_1\frac{\exp[ik(r_5 + r_6 + r_7)]}{\sqrt{\pi}(r_5 + r_6 + r_7)}\exp\left(-i\frac{\pi}{4} - i\frac{2k(r_5 + r_6)r_7}{r_5 + r_6 + r_7}\cos^2\frac{\alpha_1}{2}\right)\times$$
$$\times F\left(\sqrt{\frac{2k(r_5 + r_6)r_7}{r_5 + r_6 + r_7}}\left|\cos\frac{\alpha_1}{2}\right|\right)\operatorname{sgn}(\alpha_1 - \pi), \quad (7)$$

где R_1 – коэффициент отражения луча 5 от границы слоя.

Аналогично получим:

$$U_{489} = R_2\frac{\exp(r_4 + r_8 + r_9)}{\sqrt{\pi}(r_4 + r_8 + r_9)}\exp\left(-i\frac{\pi}{4} - i\frac{2kr_4(r_8 + r_9)}{r_4 + r_8 + r_9}\cos^2\frac{\alpha_2}{2}\right)\times$$
$$\times F\left(\sqrt{\frac{2kr_4(r_8 + r_9)}{r_4 + r_8 + r_9}}\left|\cos\frac{\alpha_2}{2}\right|\right)\operatorname{sgn}(\alpha_2 - \pi); \quad (8)$$

$$U_{5689} = -R_1R_2\frac{\exp(r_5 + r_6 + r_8 + r_9)}{\sqrt{\pi}(r_5 + r_6 + r_8 + r_9)}\exp\left(-i\frac{\pi}{4} - i\frac{2k(r_5 + r_6)(r_8 + r_9)}{r_5 + r_6 + r_8 + r_9}\cos^2\frac{\alpha_3}{2}\right)\times$$
$$\times F\left(\sqrt{\frac{2k(r_5 + r_6)(r_8 + r_9)}{r_5 + r_6 + r_8 + r_9}}\left|\cos\frac{\alpha_3}{2}\right|\right), \quad (9)$$

так как всегда выполняется неравенство $\alpha_3 < \pi$.

Таким образом, получены явные выражения для полей, входящих в формулу (1). Подставляя их в данную формулу, найдем результирующее поле.

Отметим, что формула (1) записана без учета волн вторичных отражений и дифракций, поскольку предполагается, что расстояние между краем препятствия и слоем велико по сравнению с длиной волны.

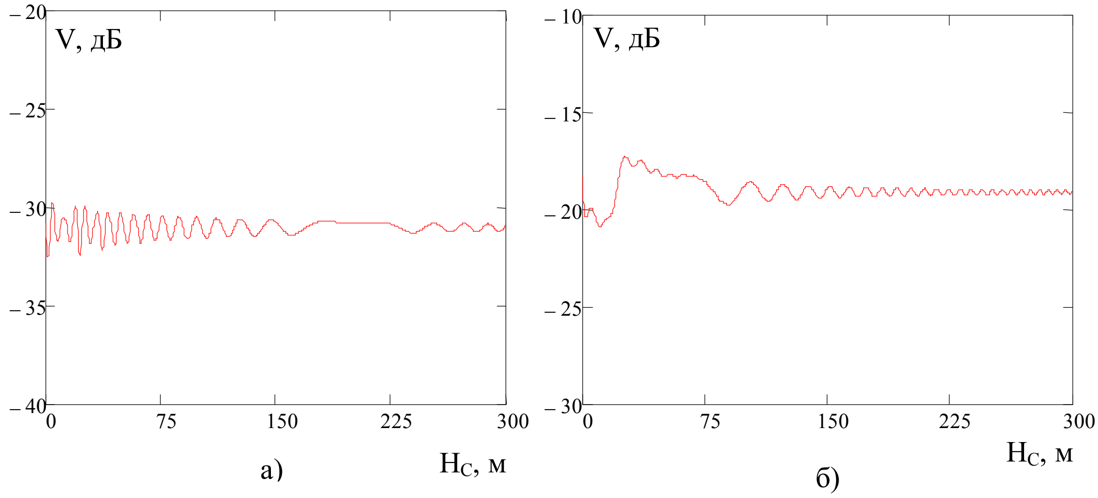
Результаты расчета

Для численных оценок был проведены расчеты множителя ослабления поля *V=U(P)/U₁* для простого случая, когда слой представляет собой полупространство, т.е. отражающей поверхностью является граница раздела двух полупространств с диэлектрическими проницаемостями ε =1 и $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ с $\Delta\varepsilon \ll 1$. В этом случае коэффициент отражения от слоя независимо от поляризации волны описывается формулой

$$R = \frac{\sin\alpha - \sqrt{\Delta\varepsilon + \sin^2\alpha}}{\sin\alpha + \sqrt{\Delta\varepsilon + \sin^2\alpha}},$$

где α – угол скольжения волны.

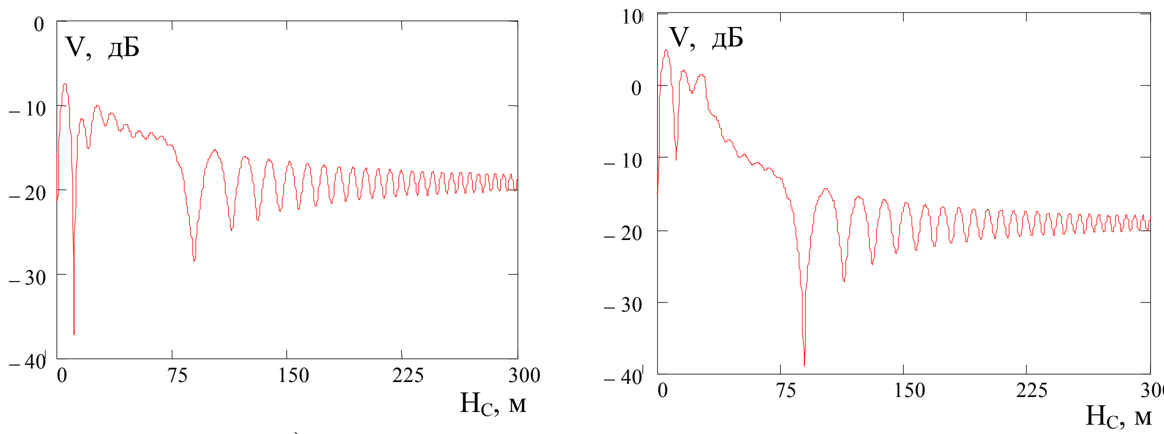
Для примера приведены результаты расчета для трассы длиной 50 км с клиновидным препятствием, расположенным посередине трассы. Длина волны равна 10 см. На рис. 2 – 4 показаны результаты при различных значениях высоты препятствия H над линией АР в зависимости от расстояния между границей раздела и краем препятствия H_C.



а) б)

Рис. 2. Зависимость множителя ослабления от высоты слоя над краем препятствия при $\Delta\varepsilon = 10^{-6}$. а) H = 50 м, б) H = 200 м.

На рис. 2 представлены зависимости, полученные для $\Delta\varepsilon = 10^{-6}$ и H = 50 м и 200 м. Из них следует, что при таком скачке $\Delta\varepsilon$ влияние отражений от границы раздела на результирующее поле невелико. Вследствие малости величины $\Delta\varepsilon$ изменение ее знака не влияет на результаты. Иная картина наблюдается при более интенсивном скачке диэлектрической проницаемости, равном 10^{-5} и H = 50 м (рис. 3). Здесь во-первых, дифракционное поле и поле, отраженное от слоя, становятся при определенных высотах слоя соизмеримы друг с другом, что вызывает значительные интерференционные изменения уровня результирующего поля. Во-вторых, в отличие от положительного скачка диэлектрической проницаемости (рис. 4), при $\Delta\varepsilon = -10^{-5}$ вследствие явления полного внутреннего отражения результирующее поле может превышать поле свободного пространства (рис. 4). При H = 200 м полное внутреннее отражение



а) б)

Рис. 3. Зависимость множителя ослабления от высоты слоя над краем препятствия при H = 50 м. а) $\Delta\varepsilon = 10^{-5}$, б) $\Delta\varepsilon = -10^{-5}$.

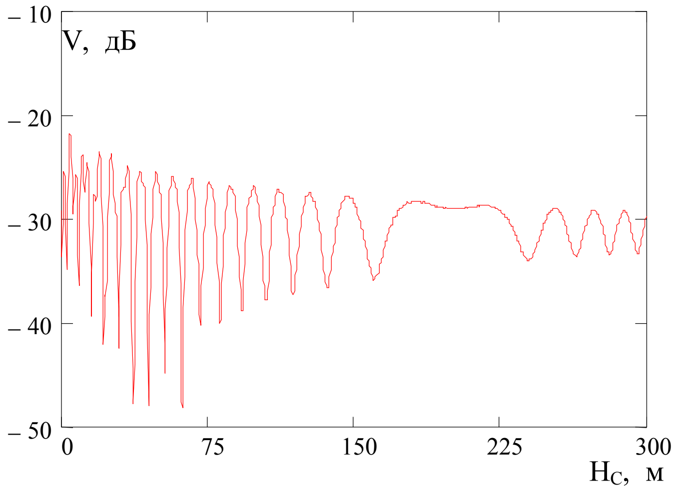


Рис. 4. Зависимость множителя ослабления от высоты слоя над краем препятствия при H = 200, $\Delta\varepsilon = \pm 10^{-5}$.

отсутствует и зависимости, полученные при $\Delta\varepsilon = 10^{-5}$ и $\Delta\varepsilon = -10^{-5}$ не отличаются друг от друга (рис. 4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Цыдыпов Ч.Ц. Распространение ультракоротких радиоволн. – Новосибирск, Наука, 1977.
2. Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн. –М.: Сов. радио, 1965.
3. Боровиков В.А., Кинбер В.Е. Геометрическая теория дифракции. – М.: Связь, 1978.
4. Kouyoumjian R.G., Pathak P.G. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface. Proceedings of the IEEE, 1974, vol. 62, № 11, p. 1448-1461.