ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том II, № 5 *РАДИОФИЗИКА* *1959*

КОЭФФИЦИЕНТЫ ФРЕНЕЛЯ ДЛЯ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С. Я. Брауде

Рассчитаны величины коэффициентов Френеля для вертикальной и горизонтальной поляризаций при отражении электромагнитных волн от шероховатой поверхности. Отмечено наличие своеобразного эффекта рассеяния, который должен наблюдаться для вертикально поляризованных радиоволн.

При различных расчетах, связанных с распространением радиоволн и определением диаграмм направленности антенных систем, приходится вычислять коэффициенты отражения. Как известно [1,2], формулы для вычисления этих коэффициентов выведены для гладкой, плоской поверхности раздела. Вместе с тем, обычно радиоволны распространяются над шероховатой поверхностью. Поэтому при распространении радиоволн над реальной средой следует учитывать (кроме процессов, связанных с отражением и преломлением) также эффекты, обусловленные рассеянием электромагнитных волн от шероховатостей почвы.

Такой расчет для поверхности раздела с произвольной формой и любым распределением неоднородностей пока еще не произведен; однако имеющаяся теория, развитая в работах Фейнберга [3], позволяет провести вычисления для некоторых частных случаев. Пользуясь результатами этой теории, можно определить, как должны изменяться коэффициенты отражения Френеля, если поверхностью раздела является среда с пологими шероховатостями. Этой задаче и посвящена настоящая статья.

1. В теории распространения радиоволн над реальной поверхностью [3,4] вводится понятие эффективных диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{эфф}$ и проводимости $\sigma_{эфф}$. Как следует из теории [3], при определенных условиях, заменив реальные электрические параметры почвы ε_2, σ_2 на эффективные $\varepsilon_{эфф}$, $\sigma_{эфф}$, можно свести задачу распространения радиоволн над неровной поверхностью к хорошо изученному случаю прохождения электромагнитных волн над плоской границей.

Все выводы теории [3] приведены для случая, когда корреспондирующие пункты расположены на поверхности раздела ($h=z=0$, где h, z—высота подъема). Однако можно показать*, что при подъеме одного из пунктов ($z>0$) выводы теории о возможности замены ε_2, σ_2 на $\varepsilon_{эфф}$, $\sigma_{эфф}$ для вычисления среднего поля остаются справедливыми.

Учитывая изложенное, можно определить коэффициенты Френеля по обычным формулам, где вместо комплексной диэлектрической проницаемости $\bar{\varepsilon}_0=\varepsilon_2+j\,2\sigma_2\lambda/c$ используется величина $\bar{\varepsilon}_{эфф}=\varepsilon_{эфф}+j2\sigma_{эфф}\lambda/c$. Здесь λ—длина волны, а c—скорость света. В дальнейшем удобнее вместо $\bar{\varepsilon}_0$ и $\bar{\varepsilon}_{эфф}$ определять $\bar{\eta}_0$ и $\bar{\eta}_{эфф}$, где $\bar{\eta}_{0,\,эфф}=1/\bar{\varepsilon}_{0,\,эфф}$.

---

* Е. Л. Фейнберг (частное сообщение).

Для коэффициентов Френеля при вертикальной (f) и горизонтальной (F) поляризациях имеем (при $|\sqrt{\bar{\eta}_{эфф}}| \ll 1$ *):

$$f = \frac{\bar{\varepsilon}_{эфф}\sin\Theta - \sqrt{\bar{\varepsilon}_{эфф} - \cos^2\Theta}}{\bar{\varepsilon}_{эфф}\sin\Theta + \sqrt{\bar{\varepsilon}_{эфф} - \cos^2\Theta}} \simeq \frac{\sin\Theta - \sqrt{\bar{\eta}_{эфф}}}{\sin\Theta + \sqrt{\bar{\eta}_{эфф}}}; \tag{1}$$

$$F = \frac{\sin\Theta - \sqrt{\bar{\varepsilon}_{эфф} - \cos^2\Theta}}{\sin\Theta + \sqrt{\bar{\varepsilon}_{эфф} - \cos^2\Theta}} \approx \frac{\sqrt{\bar{\eta}_{эфф}}\sin\Theta - 1}{\sqrt{\bar{\eta}_{эфф}}\sin\Theta + 1}. \tag{2}$$

Согласно [3], $\bar{\eta}_{эфф}$ можно определить из соотношения:

$$\sqrt{\bar{\eta}_{эфф}} = \sqrt{\bar{\eta}_0} - jkq_0\xi_0^2(A_1 + jA_2) / \sqrt{1 + 2k/q_0}. \tag{3}$$

В (3) величина ξ_0 связывается с формой поверхности раздела $\xi = \xi_0 Z(x/l, y/l)$, где l — характерный размер, на котором ξ меняется на величину порядка среднего значения своего изменения, $q_0 = 2\pi/l, k = 2\pi/\lambda$, а A_1 и A_2 — положительные числа порядка единицы, которые определяются конкретным видом рельефа.

Выводы теории [3] оказываются справедливыми при ряде ограничений, из которых основное может быть записано в виде неравенства

$$2\pi\xi_0 / \sqrt{l\lambda} = 2\pi(\xi_0/l)\sqrt{l/\lambda} \ll 1. \tag{4}$$

Если ввести параметр шероховатости

$$\gamma^2 = 4\pi^2\xi_0^2 / l\lambda\sqrt{1 + 2l/\lambda}, \tag{5}$$

то с учетом (4) получаем, что теорию Фейнберга можно применять при $\gamma^2 \ll 1$. Подставляя (5) в (3), имеем:

$$\sqrt{\bar{\eta}_{эфф}} = \sqrt{\bar{\eta}_0} - j\gamma^2(A_1 + jA_2). \tag{3а}$$

Полагая $\sqrt{\bar{\eta}_{эфф}} = \alpha + j\beta$ и $\sqrt{\bar{\eta}_0} = \alpha_0 + j\beta$ получаем:

$$\alpha = \alpha_0 + \gamma^2 A_2; \quad \beta = \beta_0 - \gamma^2 A_1; \tag{6}$$

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0 &= \sqrt{(1 + \sqrt{1 + m^2})/2\,\varepsilon_2(1 + m^2)}; \\ \beta_0 &= \sqrt{(-1 + \sqrt{1 + m^2})/2\varepsilon_2(1 + m^2)}; \end{aligned}\right\} \tag{6а}$$

$$m = 2\sigma_2\lambda/\varepsilon_2 c. \tag{7}$$

Подставляя (6) и (7) в (1) и (2), получаем для модулей коэффициентов отражения соотношения

$$|f| = \sqrt{\frac{(\sin\Theta - \alpha)^2 + \beta^2}{(\sin\Theta + \alpha)^2 + \beta^2}}; \quad |F| = \sqrt{\frac{(\alpha\sin\Theta - 1)^2 + \beta^2\sin^2\Theta}{(\alpha\sin\Theta + 1)^2 + \beta^2\sin^2\Theta}}, \tag{8}$$

а для фаз вертикальной ($\Psi_в$) и горизонтальной ($\Psi_г$) компонент—соотношения:

$$\Psi_в = \Psi_{1в} - \Psi_{2в} + \pi; \quad \Psi_г = \Psi_{1г} - \Psi_{2г} + \pi;$$

* Такое условие, значительно упрощающее вычисления, на практике обычно хорошо выполняется.

$$\Psi_{1в} = -\operatorname{arctg}\frac{\beta}{\sin\Theta - \alpha}\,;\ \Psi_{2в} = \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\sin\Theta + \alpha}\,; \tag{9}$$

$$\Psi_{1г} = \operatorname{arctg}\frac{\beta\sin\Theta}{\alpha\sin\Theta - 1}\,;\ \Psi_{2г} = \operatorname{arctg}\frac{\beta\sin\Theta}{\alpha\sin\Theta + 1}\,.$$

2. Пользуясь формулами (8) и (9), можно определить зависимость $|f|$, $|F|$, $\Psi_в$, $\Psi_г$ от угла скольжения Θ и параметра шероховатости γ^2. Так как обычно наибольший интерес представляют модули коэффициентов отражения, то в дальнейшем и будут исследоваться в основном эти величины.

Из (8) определим максимумы и минимумы величин $|f|$ и $|F|$:

$$\partial|f|/\partial\Theta = \partial|f|/\partial\gamma^2 = 0;\quad \partial|F|/\partial\Theta = \partial|F|/\partial\gamma^2 = 0. \tag{10}$$

Учитывая (6), получаем из (8) и (10), что для вертикальной поляризации максимум $|f|$ имеет место при

$$\Theta = 0, \tag{11}$$

а положение минимума $|f|$ определяется из уравнений:

$$\sin\Theta_в = \sqrt{(\alpha_0 + \gamma^2 A_2)^2 + (\beta_0 - \gamma^2 A_1)^2}\,; \tag{12}$$

$$(\beta_0 - \gamma^2 A_1)(\alpha_0 A_1 + \beta_0 A_2) = 0. \tag{13}$$

Для горизонтальной поляризации изменяется лишь условие (12), которое принимает следующий вид:

$$\sin\Theta_г = 1\,/\sqrt{(\alpha_0 + \gamma^2 A_2)^2 + (\beta_0 - \gamma^2 A_1)^2}. \tag{12a}$$

Для того, чтобы выяснить воздействие шероховатостей на процессы отражения радиоволн, целесообразно рассмотреть такой частный случай поверхности раздела, при которой отсутствовало бы преломление и уход энергии в почву. В этом случае уменьшение коэффициента отражения свидетельствовало бы об увеличении рассеяния радиоволн от шероховатой поверхности. Очевидно, что такой средой является металлическая шероховатая поверхность раздела.

Полагая для этого случая в (7) $\sigma_2 \to \infty$, получаем: $\alpha_0 = \beta_0 = 0$; $\alpha = \gamma^2 A_2$; $\beta = -\gamma^2 A_1$. При этом уравнение (13) автоматически удовлетворяется, а из (12) и (12a) получаем:

$$\sin\Theta_в = \gamma^2\sqrt{A_1^2 + A_2^2}\,; \tag{14}$$

$$\sin\Theta_г = 1/\gamma^2\sqrt{A_1^2 + A_2^2}\,. \tag{15}$$

Так как значения γ^2, при которой справедливы проведенные вычисления, должны быть много меньше единицы, а $A_1 \simeq A_2 \simeq 1$ [3], то при вертикальной поляризации существует минимум модуля коэффициента отражения $|f|_{мин}$ (см. (14)). В то же время о наличии минимума коэффициента Френеля при горизонтальной поляризации $|F|_{мин}$ ничего сказать нельзя, потому что даже при $\Theta = 90°$, в соответствии с (15), $\gamma^2 = 1/\sqrt{A_1^2 + A_2^2} \simeq 1$; при таких значениях γ^2 нельзя применять теорию Фейнберга [3].

Подставляя (14) и (11) в (8), получаем значение $|f|_{макс}$, $|f|_{мин}$:

$$|f|_{макс} = 1;\ |f|_{мин} = \sqrt{\frac{\left(\sqrt{A_1^2+A_2^2} - A_2\right)^2 + A_1^2}{\left(\sqrt{A_1^2+A_2^2} + A_2\right)^2 + A_1^2}}\,. \tag{16}$$

Как следует из (16), $|f|_{\text{мин}}$ зависит непосредственно не от параметра шероховатости γ^2, а лишь от величин A_1 и A_2.

3. Для иллюстрации полученных зависимостей на рис. 1 и 2 даны графики $|f| = \Phi_1(\Theta)$ при $\gamma^2 = \text{const}$ и $|f| = \Phi_2(\gamma^2)$ при $\Theta = \text{const}$. При расчетах величины A_1 и A_2 приняты равными единице. На рис. 2 пунктиром указаны значения $|F|$ для $\Theta = 1^\circ$ и $\Theta = 15^\circ$.

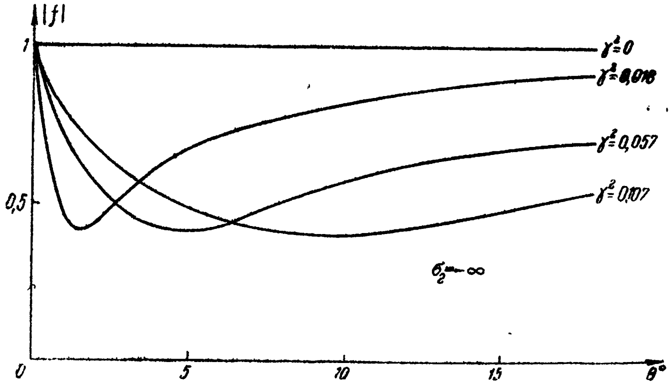

Рис. 1

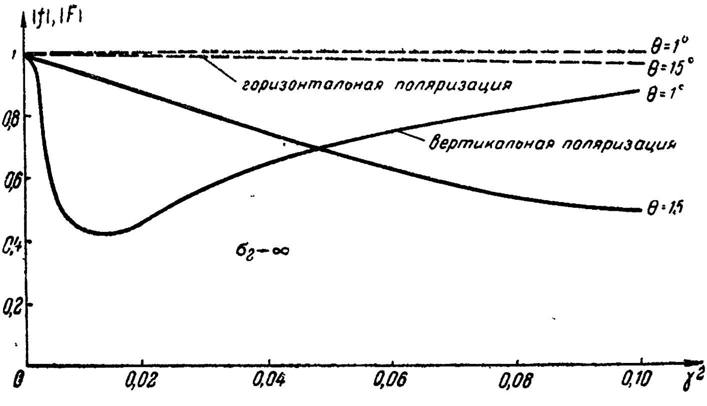

Рис. 2.

Как видно из рис. 1, для $\gamma^2 \neq 0$ имеется минимум $|f|$, который в соответствии с (14) при возрастании γ^2 сдвигается в сторону больших углов Θ. Очевидно, что наличие этого минимума связано не с увеличением преломленной энергии, как это имеет место при так называемом псевдобрюстеровском угле для гладкой поверхности раздела, а с увеличением рассеяния радиоволн, обусловленного шероховатостью этой поверхности. Если задать угол скольжения Θ, то, как видно из рис. 2, $|f|$ проходит через минимум при изменении параметра шероховатости γ^2. Таким образом, наличие шероховатостей определенных по сравнению с длиной волны размеров как бы создает (в известном смысле) фокусировку рассеянных сигналов.

Следует отметить одну особенность полученных результатов. Как показано в работе [3], связь γ^2 с A_1 и A_2 может быть получена из следующего соотношения:

$$\frac{4\pi^2\xi_0^2}{l\lambda}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\frac{G(\varkappa^2)\,\varkappa_x^2\,d\varkappa_x\,d\varkappa_y}{\sqrt{1+2(l/\lambda)\,\varkappa_x}} \simeq \frac{4\pi^2\xi_0^2\,l}{l^2\lambda\sqrt{1+2l/\lambda}}\,(A_1+jA_2) = \gamma^2\,(A_1+jA_2); \quad (17)$$

$$\varkappa^2 = \varkappa_x^2 + \varkappa_y^2 .$$

Здесь $G(\varkappa^2)$—коэффициент в разложении Фурье от функции

$$F(\rho/l) = \overline{Z(x/l,\, y/l)\, Z(x'/l,\, y'/l)}. \quad (18)$$

Как следует из (17), A_1 и A_2 зависят от l/λ. Таким образом, если необходимо, как это делалось ранее, изменять γ^2, оставляя постоянными A_1 и A_2, то это можно осуществить либо одновременным изменением l и λ (так, чтобы l/λ оставалось неизменным), либо вариацией ξ_0^2.

В частном случае, когда $l \ll \lambda$, $A_2=0$ [3]. Тогда при $\sigma_2 \to \infty$ $\alpha=0$ и из (8) следует, что $|f| = |F| = 1$ при любых углах Θ. Следовательно, наличие минимума у зависимости $|f|$ от γ^2 может наблюдаться лишь в тех случаях, когда $A_1 \simeq A_2 \neq 0$, т. е. на „коротких" волнах.

Пользуясь формулами (8), (9), (12), (12а) и (13), можно определить коэффициенты Френеля и для конечной проводимости. В этом случае $\alpha_0 \neq \beta_0 \neq 0$ и (13) удовлетворяется при

$$\gamma^2 = \beta_0/A_1. \quad (19)$$

Подставляя (19) в (12) и (12а), получаем:

$$\sin\Theta_{\text{в}} = \alpha_0 + \beta_0\, A_2/A_1; \quad (20)$$

$$\sin\Theta_{\text{г}} = 1/(\alpha_0 + \beta_0\, A_2/A_1). \quad (20\text{a})$$

Так как α_0 и β_0 меньше единицы, а $A_1 \simeq A_2 \simeq 1$, то уравнение (20а) выполнить нельзя. Пользуясь (19) и (20), получаем из (8), что

$$|f|_{\text{мин}} = 0. \quad (21)$$

Таким образом, при наличии шероховатостей коэффициент Френеля для вертикальной поляризации может равняться нулю и в том случае, когда поверхность раздела обладает заметной проводимостью. При

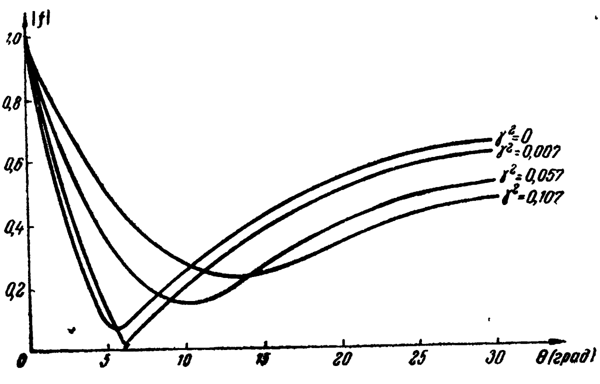

Рис. 3а.

этом часть падающей энергии проходит во вторую среду (первая среда—воздух), а часть рассеивается шероховатостями поверхности раздела.

На рис. 3 приведены зависимости $|f| = \Phi_1(\Theta)$ и $\Psi_{\text{в}} = \Phi_2(\Theta)$, рассчитанные для различных значений γ^2, при распространении 10 *см* радиоволн над морской поверхностью с $\varepsilon_2 = 80$ и $\sigma_2 = 1,5.10^{10}$ CGSE (расчет проведен для $A_1 = A_2 = 1$). Как видно из рис. 3а, при $\gamma^2 = 0,007$ и $\Theta = 6,75°$, определяемых в соответствии с (19) и (20), получаем

$$|f|_{\text{мин}} = 0.$$

Из рис. 3а следует, что характер изменения $|f|$ от параметра шероховатости γ^2 зависит от угла Θ. Если выбрать $\Theta = 3°$, то увеличение γ^2 от нуля до 0,107 приводит к увеличению $|f|$ от 0,36 до 0,67, в то время как для угла $\Theta = 20°$ при том же диапазоне изменений γ^2 $|f|$ уменьшается от 0,52 до 0,28. Так же, как и для металлической поверхности раздела, в рассматриваемом случае для заданного Θ модуль коэффициента Френеля проходит через минимум при изменении параметра шероховатости γ^2. На рис. 3в приведена зависимость $|f| = \Phi(\gamma^2)$ для $\Theta = 6,75°$ и $\Theta = 15°$.

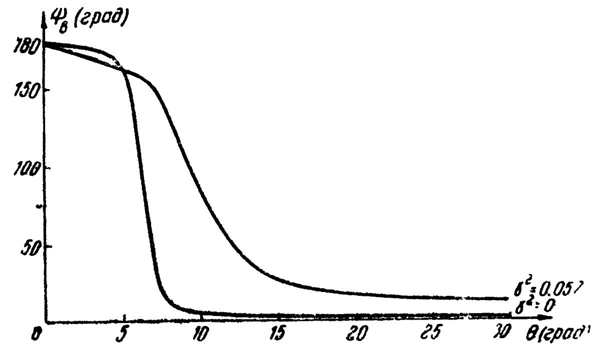

Рис. 3б.

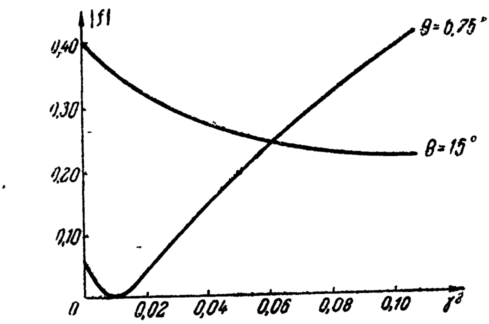

Рис. 3в.

Из проведенных вычислений следует, что для реальной поверхности, состоящей из пологих шероховатостей, коэффициенты Френеля определяются электрическими параметрами почвы ε_2, σ_2, длиной волны λ, углом скольжения Θ и параметром шероховатости γ^2. Как показано в статье, наличие параметра γ^2 может обусловить некоторые особенности в изменениях коэффициентов Френеля, которые не должны наблюдаться при распространении радиоволн вдоль гладкой поверхности раздела.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Е. Л. Фейнберга за ценные дискуссии и Ф. Г. Басса за обсуждение настоящей статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Введенский, А. Г. Аренберг, Распространение УКВ, Связьиздат, М., 1938.
2. А. Н. Щукин, Распространение радиоволн, Связьиздат, М., 1940.
3. Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн вдоль реальной поверхности (исследования по распространению радиоволн), изд. АН СССР, М., 97—214, 1940.
4. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат, М., 1953.

Институт радиофизики и электроники АН УССР

Поступила в редакцию 22 июня 1959 г.