

01:07

©1993 г.

ПРОСВЕТЛЕНИЕ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИКОВ ГОФРИРОВАНИЕМ ИХ ГРАНИЦЫ

С.Н.Власов, Е.В.Копосова

При падении плоских электромагнитных волн на границу раздела диэлектриков имеет место отражение. Одним из способов сильного уменьшения этого отражения является нанесение гофра на границу с периодом, много меньшим длины волны. Проанализированы условия просветления диэлектриков при нанесении гофра путем строгого решения задачи о дифракции волны на такой границе, благодаря чему расширен класс профилей, для которых может быть получено согласование, в том числе и при соизмеримости периода с половиной длины волны.

Как известно [1], при падении плоских электромагнитных волн на границу раздела диэлектриков имеет место отражение. Подавление этого отражения — согласование диэлектриков представляет интерес для многих технических приложений: просветление оптических приборов, окон в мощных электронных вакуумных приборах и т.д. Распространенным способом согласования является использование четверть волновых слоев [2–5]. Из [3,5] известно, что согласование возможно при нанесении гофра на границу двух диэлектриков с периодом $d \ll \lambda_{1,2}$, где $\lambda_{1,2}$ — длина волны в диэлектриках.

В настоящей работе проанализированы условия просветления диэлектрика нанесением гофра путем строгого решения задачи о дифракции волны на гофрированной границе двух диэлектриков, благодаря чему расширен класс профилей, для которых может быть получено согласование, в том числе и при соизмеримости периода с длиной волны $d \leq \frac{\lambda_{1,2}}{2}$.

Согласно импедансному приближению [5], гофрированная граница диэлектрика с проницаемостью ε может быть рассмотрена как слой диэлектрика с эффективной проницаемостью ε_{eff} (рис.1,а,б) [3]. Величина ε_{eff} определяется условием полного просветления слоя, лежащего на диэлектрике с проницаемостью ε . Это условие состоит в равенстве коэффициентов отражения волны, падающей под углом θ_i , от внешней и внутренней границ слоя. Согласно [2], эти условия соответственно для E_z - и H_z -поляризации падающей волны имеют вид

$$R_E = \frac{\cos \theta_1 / \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}} - \cos \theta_{\text{eff}}}{\cos \theta_1 / \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}} + \cos \theta_{\text{eff}}} = \frac{\cos \theta_{\text{eff}} / \sqrt{\varepsilon} - \cos \theta_t / \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}}{\cos \theta_{\text{eff}} / \sqrt{\varepsilon} + \cos \theta_t / \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}}$$

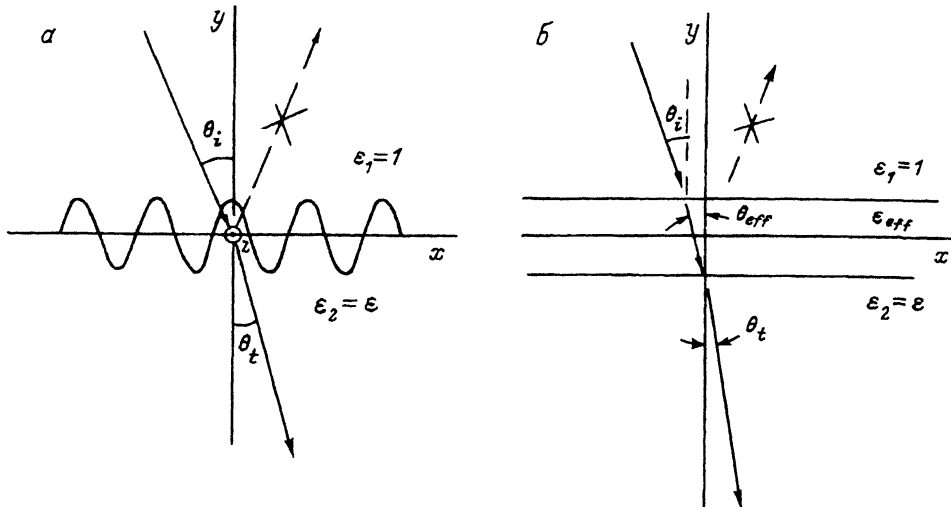


Рис. 1. Гофрированная граница диэлектрика (а) и эквивалентный ей слой с эффективной проницаемостью ϵ_{eff} (б).

$$-R_H = \frac{\cos \theta_{\text{eff}} / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} - \cos \theta_i}{\cos \theta_{\text{eff}} / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} + \cos \theta_i} = \frac{\cos \theta_t / \sqrt{\epsilon} - \cos \theta_{\text{eff}} / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}{\cos \theta_t / \sqrt{\epsilon} + \cos \theta_{\text{eff}} / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}},$$

откуда при учете связи между углами падения и прохождения $\sin \theta_1 / \sin \theta_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ и $\sin \theta_{\text{eff}} / \sin \theta_t = \sqrt{\epsilon / \epsilon_{\text{eff}}}$, для определения ϵ_{eff} с E_z -поляризацией падающей волны получаем выражение

$$(\epsilon_{\text{eff}} - \sin^2 \theta_i) = \sqrt{(1 - \sin^2 \theta_i)(\epsilon - \sin^2 \theta_i)},$$

следовательно,

$$\epsilon_{\text{eff}} = \sqrt{(1 - \sin^2 \theta_i)(\epsilon - \sin^2 \theta_i)} + \sin^2 \theta_i,$$

а для H_z -поляризации

$$\begin{aligned} \epsilon(\epsilon_{\text{eff}} - \sin^2 \theta_i) &= \epsilon_{\text{eff}}^2 \sqrt{(1 - \sin^2 \theta_i)(\epsilon - \sin^2 \theta_i)}, \\ \epsilon_{\text{eff}} &= \frac{\epsilon \pm \sqrt{\epsilon^2 - 4\sqrt{(1 - \sin^2 \theta_i)(\epsilon - \sin^2 \theta_i)}\epsilon \sin^2 \theta_i}}{2\sqrt{(1 - \sin^2 \theta_i)(\epsilon - \sin^2 \theta_i)}}. \end{aligned}$$

На рис. 2 представлены зависимости ϵ_{eff} , необходимого для просветления, от угла падения θ_i при различных значениях проницаемости диэлектрика ϵ для обеих поляризаций. Для E_z -поляризации кривые, соответствующие ветке $\epsilon_{\text{eff}} > 0$, монотонно убывают от величины $\epsilon_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon}$ при $\theta_i = 0$ до $\epsilon_{\text{eff}} = 1$ при $\theta = 90^\circ$. Для H_z -поляризации кривые одной ветки монотонно возрастают от величины $\epsilon_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon}$ при $\theta_i = 0$, проходя

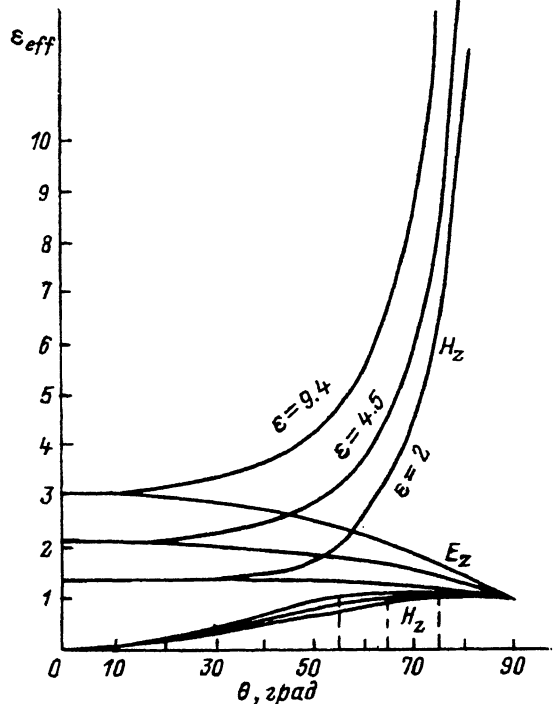


Рис. 2. Зависимости ϵ_{eff} слоя, необходимого для просветления, от угла падения при различных значениях проницаемости диэлектрика.

через точку $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon$ при угле падения, равном углу Брюстера θ_{br} , когда осуществляется полное прохождение и без помощи просветляющего слоя. Кривые второй ветки для H_z -поляризации возрастают от $\epsilon_{\text{eff}} = 0$ при $\theta_i = 0$ до некоторого максимума $\epsilon_{\text{eff}}^* > 0$, проходя при угле Брюстера точку $\epsilon_{\text{eff}} = 1$, что также соответствует отсутствию просветляющего слоя, затем убывают до $\epsilon_{\text{eff}} = 1$ при $\theta_i = 90^\circ$.

Поставим теперь в соответствие просветляющему слою с ϵ_{eff} периодическую структуру, показанную на рис. 3, с коэффициентом заполнения $\beta = a_2 / (a_1 + a_2)$ и определим связь между ϵ_{eff} и β . Найдем для этого собственные волны периодической структуры, представленной на рис. 3. Предполагая поля в средах $\epsilon_1 = 1$ и $\epsilon_2 = \epsilon$ в виде

$$\begin{aligned}
 &A_1^+ \exp[-ig_1(x + a_1) - ihy] + A_1^- \exp[+ig_1(x + a_1) - ihy] && \text{для } \epsilon_1, \\
 &A_2^+ \exp[-ig_2(x + a_2) - ihy] + A_2^- \exp[+ig_2(x + a_2) - ihy] && \text{для } \epsilon_2
 \end{aligned}$$

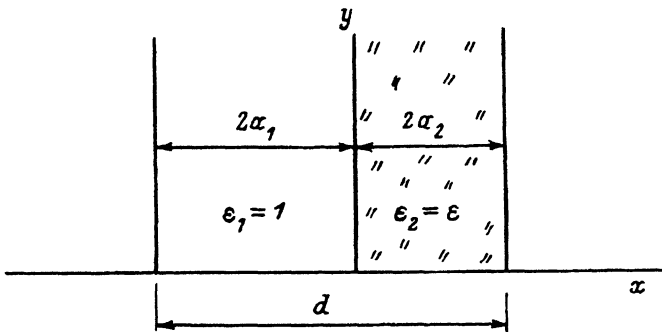


Рис. 3. Простейший тип периодической структуры, используемый для аналитических приближенных расчетов.

и ставя граничные условия на E - и H -компоненты поля при $x = 0$ и условия периодичности при $x = -2a_1$ и $x = 2a_2$, получаем дисперсионное уравнение

$$(g_1 \operatorname{tg} g_1 a_1 + c g_2 \operatorname{tg} g_2 a_2)(c g_2 \operatorname{tg} g_1 a_1 + g_1 \operatorname{tg} g_2 a_2) - \\ - \left(\operatorname{tg} \frac{gd}{2}\right)^2 (g_1 - c g_2 \operatorname{tg} g_1 a_1 \operatorname{tg} g_2 a_2)(c g_2 - g_1 \operatorname{tg} g_1 a_1 \operatorname{tg} g_2 a_2) = 0,$$

где $c = 1$ для E_z -поляризации и $c = 1/\varepsilon$ для H_z -поляризации; g_1, g_2 и g — поперечные волновые векторы соответственно первой, второй среды и всей структуры.

Используя приближение малости периода структуры

$$g_1 a_1 \ll 1, \quad g_2 a_2 \ll 1, \quad \frac{gd}{2} \ll 1,$$

а также $g_1^2 = k^2 - h^2$, $g_2^2 = k^2 \varepsilon - h^2$, где h — продольное волновое число и $g = k \sin \theta_i$, получаем связь между ε_{eff} и коэффициентом заполнения β

$$\varepsilon_{\text{eff}} = 1 - \beta + \varepsilon \beta \quad (1)$$

для E_z -поляризации,

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{1 - \sin^2 \theta_i / (1 - \beta + \varepsilon \beta)}{1 - \beta + \beta / \varepsilon} + \sin^2 \theta_i \quad (2)$$

для H_z -поляризации.

Последнее мы перепишем в виде

$$\beta^2 \left(\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon} - 2 \right) (\varepsilon_{\text{eff}} - \sin^2 \theta_i) - \\ - \beta \left[\left(\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon} - 2 \right) (\varepsilon_{\text{eff}} - \sin^2 \theta_i) - (\varepsilon - 1) \right] + 1 - \varepsilon_{\text{eff}} = 0.$$

На рис. 4 представлены зависимости коэффициента заполнения периодической структуры, осуществляющей просветление, от угла падения

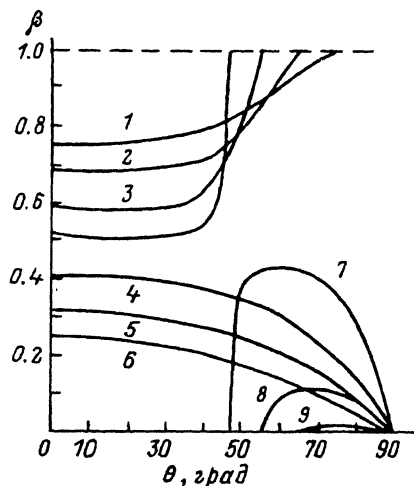


Рис. 4. Зависимости коэффициента заполнения периодической структуры, осуществляющей просветление, от угла падения волны.

1,6 — $\varepsilon = 9.4$; 2,5,9 — 4.5; 3,4,8 — 2; 7 — 1.1.

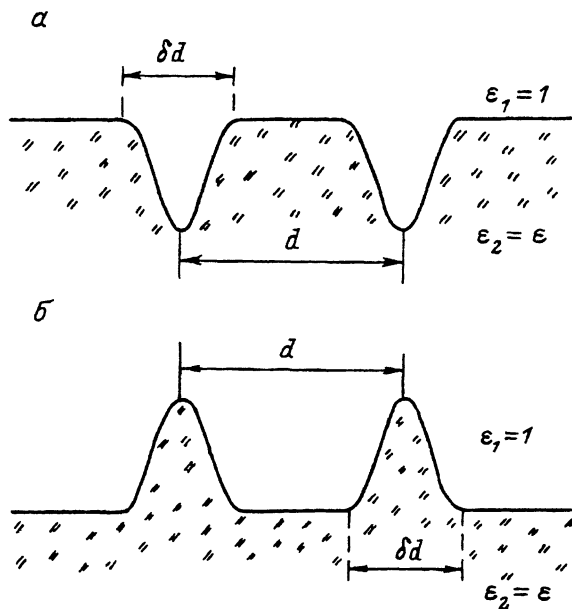


Рис. 5. Профили гофра границы диэлектрика, исследованные численно.

волны θ_i . Для E_z -поляризации кривые монотонны и β убывает до нуля при $\theta_i = 90^\circ$. Для H_z -поляризации имеются два семейства кривых. Превышение β над единицей при $\theta > \theta_{br}$ означает, что для просветления необходимо использовать периодическую структуру или слой с большей, чем у среды, проницаемостью.

Как следует из выражений (1), (2) [5], в импедансном приближении просветление волн различных поляризаций может быть осуществлено в ограниченном классе профилей гофра [5]. Причем для поляризации, имеющей E_z -компоненту, канавка должна быть узкой, а для поляризации с H_z -компонентой — широкой. Так, для сапфира ($\epsilon = 9.4$) в случае нормального падения волны E_z -поляризации канавки должны занимать 0.75 от периода d , зуб — 0.25 d . В случае H_z -поляризации — наоборот: канавка — 0.25 d , зуб — 0.75 d . С ростом угла падения различие в форме профиля для разных поляризаций увеличивается (рис. 4). Оно уменьшается с уменьшением ϵ , достигая для тефлона ($\epsilon = 2$) величин $\beta = 0.41$ и 0.59 и исчезает лишь при $\epsilon = 1$.

В действительности просветление имеет место для более широкого класса профилей, особенно для H_z -поляризации. Для демонстрации этого мы приведем результаты численного решения интегрального уравнения задачи о дифракции плоской волны на периодически гофрированной поверхности, разделяющей среды с проницаемостями $\epsilon_1 = 1$ и $\epsilon_2 = \epsilon$. Профиль гофры приведен на рис. 5 и состоит из синусоиды, занимающей относительную часть δ на периоде d и прямой, находящейся в верхней (рис. 5,а) или нижней части профиля (рис. 5,б). Плоская волна имеет волновой вектор $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны в верхней среде с $\epsilon_1 = 1$.

На рис. 6,а,б показана зависимость коэффициента прохождения по мощности через синусоидально-гофрированную поверхность (профиль, обладающий центром симметрии) диэлектрика от амплитуды гофрировки A_0 при периоде $d = 2\pi$ для различных значений $K = d/\lambda$, обеспечиваю-

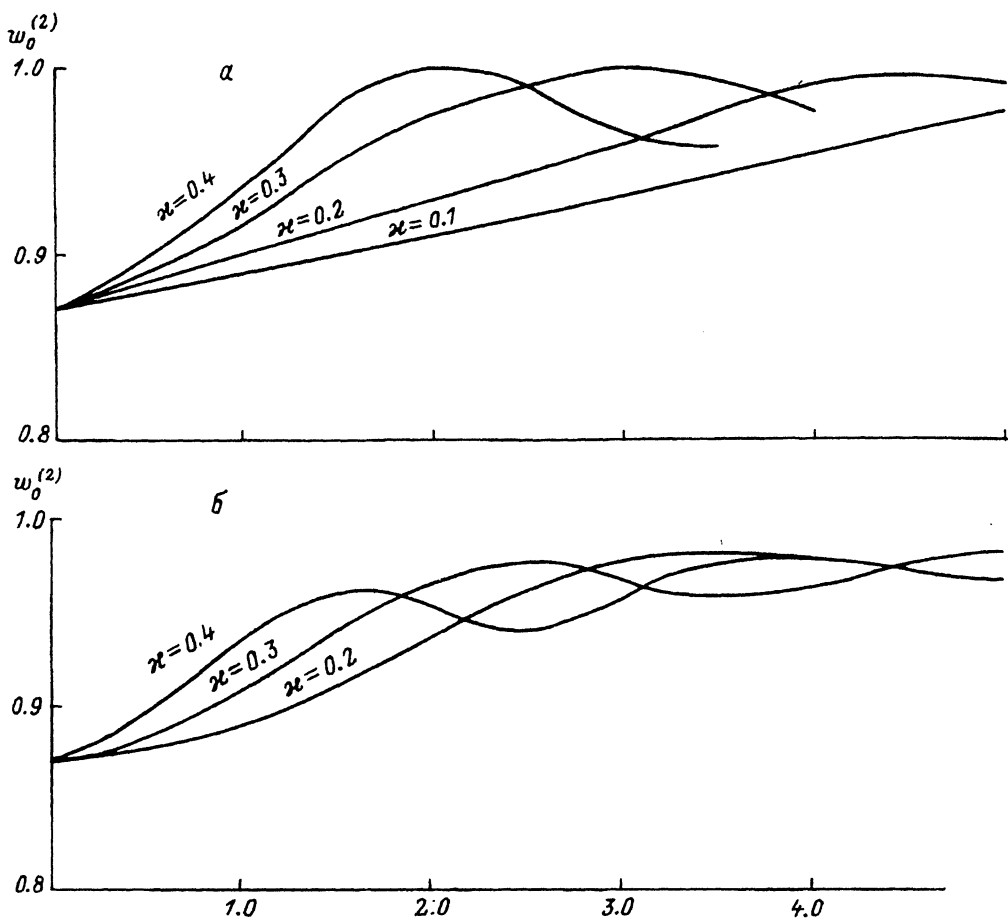


Рис. 6. Зависимости коэффициента прохождения по мощности от амплитуды гофра при различных волновых числах падающей волны и обеих поляризаций для синусоидально-гофрированной поверхности.

d/λ : а — 0.1, 0.2, 0.3, 0.4; б — 0.2, 0.3, 0.4.

щих отсутствие распространяющихся дифрагированных волн, кроме нулевой. Подбором амплитуды синусоиды осуществляется режим просветления для различных k при падении H_z -поляризованной волны (рис. 6, а). Достичь режима просветления для указанной формы гофра при падении E_z -поляризованной волны не удастся никакими вариациями k и A_0 (рис. 6, б). В этом случае для $\varepsilon = 4.5$ при любых параметрах $W_0 < 0.98$.

На рис. 7, а, б построены зависимости коэффициента передачи по мощности от параметра δ , определяющего форму профиля для $K = 0.25$ и $\varepsilon = 9.4$. Для H_z -поляризованной волны режимы практически полного просветления $w_0 > 0.99$ наблюдаются для большего класса профилей (рис. 7, а), включающих интервал от $\delta^* = 0.7$ при горизонтальном участке $w_0 \gtrsim 0.999$ сверху (соответствующих оценкам на основании [3]) до $\delta = 1$ (синусоидальная поверхность). Для E_z -поляризации (рис. 7, б) режим полного просветления возможен лишь для профиля, соответствующего

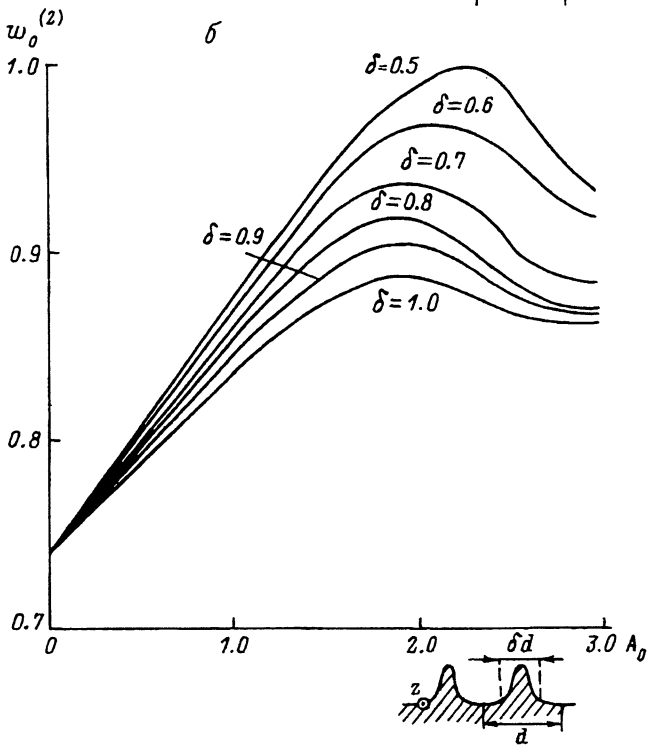
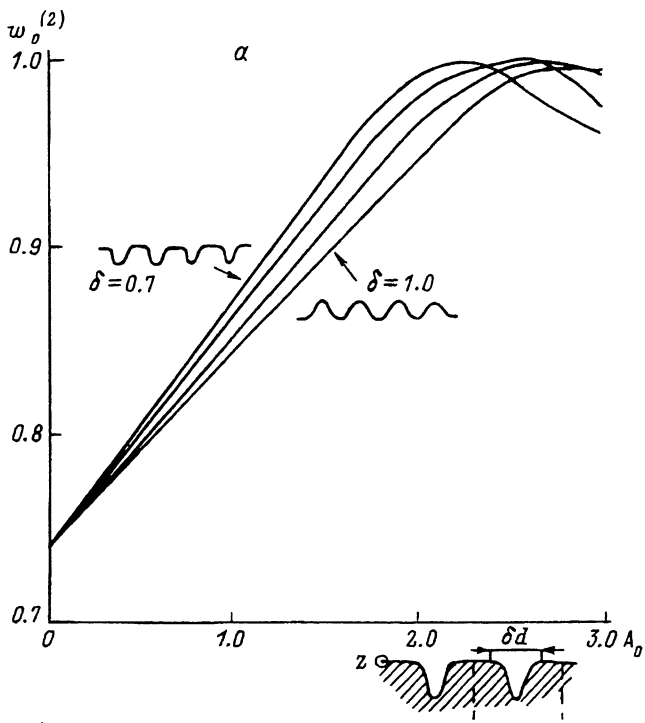


Рис. 7. Зависимости коэффициента прохождения по мощности от амплитуды гофра при различных его формах для обеих поляризаций ($d/\lambda = 0.25$).

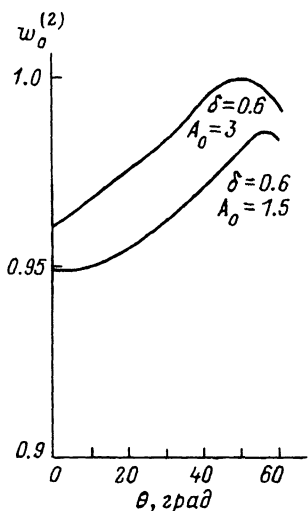


Рис. 8. Зависимости коэффициента прохождения от угла падения волны.

оценкам [5], что соответствует $\delta^* = 0.6$ при горизонтальном участке снизу. При такой форме профиля осуществляется просветление путем подбора амплитуды для данного K . При других $\delta > \delta^*$ осуществить полное просветление не удается.

На рис. 8 показана возможность угловой подстройки просветления на примере H_z -поляризации. При амплитуде гофра, превышающей амплитуду, при которой осуществляется просветление для нормального падения, имеется угол, для которого просветление восстанавливается.

Отметим, что все рассматриваемые режимы являются широкополосными с полосой по уровню 0.9 порядка 15–20%.

Список литературы

- [1] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
- [2] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [3] Горшков М.М. Эллипсометрия. М.: Сов. радио. 1974. 200 с.
- [4] Jan M. Thomas // Appl. Opt. 1988. Vol. 27. N 16. P. 3356–3358.
- [5] Petelin M.I., Kasperek W. // Int. J. Electron. 1991. Vol 71. N 5. P. 871–873.

Институт прикладной физики
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
10 июля 1992 г.