

К ВОПРОСУ О ВОЗБУЖДЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В. И. Таланов

Рассмотрена задача о возбуждении открытым концом полубесконечного волновода поверхностных электромагнитных волн на диэлектрической пластинке, помещенной на идеально проводящей плоскости и продолженной внутрь волновода. Строгое решение получено методом интегральных уравнений в случае, когда система в целом экранирована идеально проводящей плоскостью, расположенной на некотором расстоянии от диэлектрической пластинки параллельно последней. Получены формулы для полей отраженных и трансформированных волн; модули коэффициентов трансформации набегающей волны в распространяющиеся волны представляются в замкнутом виде и определяются только волновыми числами распространяющихся волн. Выражения для модулей коэффициентов отражения и трансформации основных волн могут быть использованы для приближенного расчета соответствующих величин в неэкранированной системе, если считать, что экранирующая плоскость расположена на достаточном расстоянии от пластинки.

Возбуждение поверхностных волн в диэлектрических волноводах и антеннах [1] осуществляется обычно открытым концом волновода. Экспериментальные исследования [2] показывают, что при этом довольно значительная доля мощности падающей волны не трансформируется в энергию поверхностного поля, а теряется на излучение непосредственно с конца возбуждающего волновода. Это излучение оказывает известное влияние на диаграммы направленности диэлектрических антенн, а также снижает результирующий коэффициент передачи диэлектрических волноводов.

В связи с этим представляется интересным оценить количественно эффективность такого способа возбуждения. Аналогичная задача о возбуждении поверхностных волн на импедансной плоскости была рассмотрена в работе [3]. Для диэлектрического волновода расчет в принципе может быть выполнен, по крайней мере в простейших случаях, тем же методом, который был использован в [3], но это сопряжено с большими трудностями факторизации ядра интегрального уравнения.

Чтобы избежать этих трудностей и, вместе с тем, иметь возможность достаточно точно (фактически с любой, сколь угодно большой точностью) рассчитывать амплитуду возбуждаемого поверхностного поля, рассмотрим задачу возбуждения не открытого, а экранированного диэлектрического волновода, причем ограничимся простейшим случаем возбуждения двумерных H -волн на диэлектрической пластинке, лежащей на идеально проводящей плоскости. Рассмотрение экранированной системы существенно упрощает задачу факторизации ядра интегрального уравнения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

ВЫВОД И РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Рассмотрим систему, изображенную на рис. 1. Она представляет собой диэлектрическую пластинку толщиной d с параметрами ϵ_1 , μ_1 , лежащую на идеально проводящей плоскости $x = 0$. Возбуждающий волновод образован плоскостью $x = 0$ и идеально проводящей полу-

плоскостью $x = d$, $z < 0$, помещенной непосредственно на поверхности диэлектрической пластинки. На расстоянии D от плоскости $x = 0$ расположен идеально проводящий экранирующий лист ($x = D > d$).

Ограничиваясь рассмотрением двухмерных H -волн ($H_y \neq 0, E_y = 0$), представим дифракционный ток $I_z = I(z)$, возбуждаемый падающей волной определенного типа на полуплоскости $x = d, z < 0$, интегралом Фурье*

$$I(z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(h) e^{-ihz} dh. \quad (1.1)$$

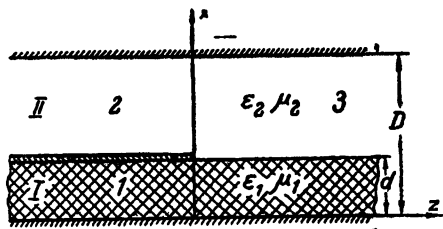


Рис. 1.

Компонента $H_y \equiv H$ магнитного поля этого тока соответственно в диэлектрике (I) и над диэлектриком (II) будет описываться выражениями:

$$H_I' = \int_{-\infty}^{\infty} C_1(h) \cos(\alpha_1 x) e^{-ihz} dh; \quad (1.2)$$

$$H_{II}' = \int_{-\infty}^{\infty} C_2(h) \cos[\alpha_2(x - D)] e^{-ihz} dh,$$

где

$$C_1(h) = \frac{\alpha_2 \sin[\alpha_2(x - D)]}{\varepsilon^{-1} \alpha_1 \sin(\alpha_1 d) \cos[\alpha_2(d - D)] - \alpha_2 \sin[\alpha_2(d - D)] \cos(\alpha_1 d)} F(h); \quad (1.3)$$

$$C_2(h) = \frac{\varepsilon^{-1} \alpha_1 \sin(\alpha_1 d)}{\varepsilon^{-1} \alpha_1 \sin(\alpha_1 d) \cos[\alpha_2(d - D)] - \alpha_2 \sin[\alpha_2(d - D)] \cos(\alpha_1 d)} F(h); \quad (1.4)$$

$$\alpha_1 = \sqrt{k_1^2 - h^2}; \quad \alpha_2 = \sqrt{k_2^2 - h^2} \quad (k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}}, \quad \varepsilon = \varepsilon_1 / \varepsilon_2). \quad (1.5)$$

Используя (1.2) и удовлетворяя граничным условиям на плоскости $x = d$, получим следующую систему интегральных уравнений для функции $F(h)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(h) L(h) e^{-ihz} dh = 0 \quad (z < 0); \quad (1.6)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(h) e^{-ihz} dh = -I_n e^{-ih_n^{(1)} z} \quad (z > 0),$$

где I_n — амплитуда тока на плоскости $x = d$, обусловленного полем падающей волны номера n с постоянной распространения $h_n^{(1)}$,

$$L(h) = \alpha_2 \varphi^{(1)}(h) \varphi^{(2)}(h) / \varphi^{(3)}(h); \quad (1.7)$$

$$\varphi^{(1)}(h) = 1 - e^{-2i\alpha_1 d}; \quad (1.8)$$

$$\varphi^{(2)}(h) = 1 - e^{-2i\alpha_2(D-d)}; \quad (1.9)$$

$$\varphi^{(3)}(h) = \varepsilon^{-1} [1 - e^{-2i\alpha_1 d}] [1 + e^{-2i\alpha_2(D-d)}] + \alpha_1^{-1} \alpha_2 [1 + e^{-2i\alpha_1 d}] [1 - e^{-2i\alpha_2(D-d)}]. \quad (1.10)$$

* Фактор временной зависимости $e^{i\omega t}$ всюду опускается.

Система уравнений (1.6) того же типа, что и рассмотренные в работах [3, 4]. Для ее решения необходимо факторизовать ядро $L(h)$, т. е. найти вспомогательные функции $L_1(h)$ и $L_2(h)$, реализующие разложение функции

$$L(h) = L_1(h) L_2(h) \quad (1.11)$$

на множители, голоморфные соответственно в верхней и нижней полуплоскостях h . Тогда решением уравнений (1.6) будет функция

$$F(h) = \frac{I_n}{2\pi i} \frac{L_2(h_n^{(1)})}{L_2(h)} \frac{1}{h - h_n^{(1)}} \quad (1.12)$$

2. СВОБОДНЫЕ ВОЛНЫ

Уравнения $\varphi^{(p)}(h)=0$ ($p = 1, 2, 3$), эквивалентные соответственно уравнениям

$$\sin(x_1 d) = 0; \quad (2.1)$$

$$\sin[x_2(D-d)] = 0; \quad (2.2)$$

$$\varepsilon^{-1} x_1 \operatorname{tg}(x_1 d) = -x_2 \operatorname{tg}[x_2(D-d)], \quad (2.3)$$

определяют вместе с (1.5) постоянные распространения собственных типов волн $h_m^{(p)}$ ($p = 1, 2, 3$) в регулярных волноводах 1, 2, 3 (см. рис. 1).

Решения первых двух уравнений (2.1), (2.2) очевидны:

$$x_{1m} = m\pi/d; \quad h_m^{(1)} = \sqrt{k_1^2 - x_{1m}^2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots); \quad (2.4)$$

$$x_{2m} = m\pi/(D-d); \quad h_m^{(2)} = \sqrt{k_2^2 - x_{2m}^2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.5)$$

Корни $x_{1m}^{(3)}$, $x_{2m}^{(3)}$ и $h_m^{(3)}$ уравнений (2.3) и (1.5) могут быть найдены графически. Важно отметить, что помимо бесконечного числа корней $h_m^{(3)}$, соответствующих действительным собственным значениям $x_{2m}^{(3)}$, эти уравнения всегда имеют по крайней мере один, а для достаточно толстых диэлектрических пластин и больших ε — несколько корней, соответствующих мнимым собственным значениям $x_{2m}^{(3)} = i\tilde{x}_{2m}^{(3)}$. Эти корни заключены в интервале $k_2 \leq h \leq k_1$ и дают волновые числа „медленных“ волн, фазовая скорость которых меньше скорости плоских поперечных волн в среде с параметрами ε_2, μ_2 .

На рис. 2, 3 приведены зависимости безразмерных постоянных распространения $\Gamma_m^{(3)} = h_m^{(3)} d$ первых типов волн ($m = 0, 1, 2, 3$) от $\xi = (D-d)/d$ при следующих значениях параметров: $\mu_1/\mu_2 = \mu = 1$; $\varepsilon = 2,5$; $k_2 d = 1$. Значения $\xi = \xi_{\text{кр}m}$ ($m = 1, 2, \dots$) являются критическими для соответствующих типов волн: при $\xi < \xi_{\text{кр}m}$ постоянная распространения $h_m^{(3)}$ становится мнимой и волна данного типа распространяться в волноводе не может. Для основной волны $m = 0$ такого критического значения параметра ξ не существует.

Полагая в (2.3) $x_2 = i\tilde{x}_2$ и считая размер $D-d$ достаточно большим, получаем уравнение

$$\varepsilon^{-1} x_1 \operatorname{tg}(x_1 d) = \tilde{x}_2, \quad (2.6)$$

определяющее вместе с (1.5) постоянные распространения поверхностных волн на диэлектрической пластинке. Уравнение (2.6) достаточно подробно было изучено в ряде работ (см. [5, 6]).

Выпишем выражения для компоненты $H_y \equiv H$ полей свободных волн в регулярных волноводах 1, 2, 3:

$$\begin{aligned}
 H_{\pm m}^{(1)} &= A_m^{(1)} \cos(x_{1m} x) e^{-ih_m^{(1)} z}; \\
 H_{\pm m}^{(2)} &= A_m^{(2)} \cos[x_{2m}(x-D)] e^{\mp ih_m^{(2)} z}; \\
 H_{1\pm m}^{(3)} &= A_m^{(3)} x_{2m}^{(3)} \sin[x_{2m}^{(3)}(d-D)] \cos(x_{1m}^{(3)} x) e^{\mp ih_m^{(3)} z}; \\
 H_{1\pm m}^{(3)} &= A_m^{(3)} \varepsilon^{-1} x_{1m}^{(3)} \sin(x_{1m}^{(3)} d) \cos[x_{2m}^{(3)}(x-D)] e^{\mp ih_m^{(3)} z}.
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

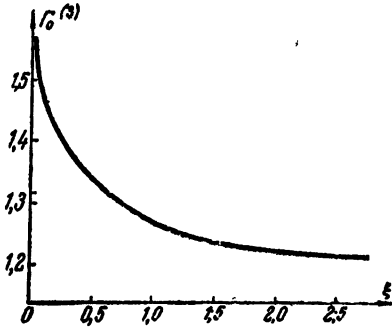


Рис. 2.

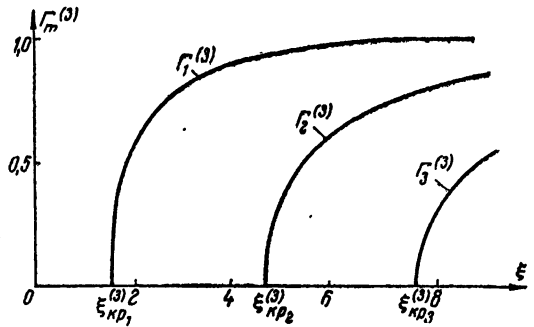


Рис. 3.

Поля (2.7) для всех волноводов целесообразно нормировать таким образом, чтобы парциальные потоки энергии (комплексные) в направлении оси z были равны

$$\tilde{S}_m^{(p)} = \frac{1}{2} \int_{S^{(p)}} E_x H_y dx = \frac{h_m^{(p)}}{|h_m^{(p)}|}.
 \tag{2.8}$$

Для среднего по времени потока энергии распространяющейся нормированной волны имеем:

$$S_m^{(p)} = \text{Re } \tilde{S}_m^{(p)} = 1.
 \tag{2.9}$$

При указанной нормировке полей (2.8) выражения для амплитуд $A_m^{(p)}$ будут следующие:

$$\begin{aligned}
 A_m^{(1)} &= 2 \sqrt{\frac{k_1}{Z_1 h_m^{(2)} d}}; & A_m^{(2)} &= 2 \sqrt{\frac{k_2}{Z_2 h_m^{(2)} (D-d)}}; \\
 A_m^{(3)} &= \frac{2}{\sqrt{h_m^{(3)}}} \left\langle \frac{Z_1}{k_1} x_{2m}^{(3)^2} \sin^2[x_{2m}^{(3)}(d-D)] \left[d + \frac{1}{2x_{1m}^{(3)}} \sin(2x_{1m}^{(3)} d) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{Z_2}{k_2} \frac{x_{1m}^{(3)^2}}{\varepsilon^2} \sin^2(x_{1m}^{(3)} d) \left\{ D - d + \frac{1}{2x_{2m}^{(3)}} \sin[2x_{2m}^{(3)}(D-d)] \right\} \right\rangle,
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

где $Z_p = \sqrt{\mu_p/\varepsilon_p}$ ($p=1, 2$).

Считая падающую волну (типа $H_n^{(1)}$) нормированной и используя граничное условие для тангенциальной компоненты магнитного поля

на идеальном проводнике, получим следующее выражение для тока I_{zn} на плоскости $x=d$, связанного с полем падающей волны:

$$I_{zn} = (-1)^{n+1} 2 \sqrt{k_1/Z, h_n^{(1)} d} e^{-ih_n^{(1)} z}. \quad (2.11)$$

Отсюда находим явное выражение для амплитуды I_n в (1.6):

$$I_n = (-1)^{n+1} 2 \sqrt{k_1/Z, h_n^{(1)} d}.$$

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Для отыскания вспомогательных функций $L_1(h)$ и $L_2(h)$ рассмотрим отдельно каждый из сомножителей, входящих в выражение для $L(h)$. Считаем, что величины k_1 и k_2 обладают сколь угодно малыми по абсолютной величине отрицательными мнимыми частями; в окончательных результатах положим $\text{Im}k_1 = \text{Im}k_2 = 0$.

Разложение κ_2 очевидно:

$$\kappa_2 = \sqrt{k_2 - h} \sqrt{k_2 + h}. \quad (3.1)$$

Функции, реализующие разложения

$$\varphi^{(p)}(h) = \varphi_1^{(p)}(h) \varphi_2^{(p)}(h) \quad (p = 1, 2), \quad (3.2)$$

получены в работе [4]:

$$\begin{aligned} \varphi_1^{(p)}(h) &= N^{(p)} (1 - h/k_p)^{1/2} \prod_{m=1}^{\infty} (1 - h/h_m^{(p)}) \exp[-\pi^{-1} d_p (\tau_m^{(p)} - \tau_{m-1}^{(p)}) h - \\ &\quad - i k_p d_p M \pi^{-1} (\tau^{(p)})]; \\ \varphi_2^{(p)}(h) &= \varphi_1^{(p)}(-h), \end{aligned} \quad (3.3)$$

где

$$M(\tau^{(p)}) = (\pi/2 + \tau^{(p)}) \cos \tau^{(p)} - \sin \tau^{(p)};$$

$$N^{(p)} = \sqrt{2i \sin(k_p d_p)}; \quad k_p \sin \tau^{(p)} = h; \quad k_p \sin \tau_m^{(p)} = h_m^{(p)} \quad (m=1, 2, \dots); \quad \tau_0 = \pi/2,$$

причем $d_1 = d$, $d_2 = D - d$.

Вспомогательные функции $\varphi_1^{(3)}(h)$ и $\varphi_2^{(3)}(h)$ для разложения

$$\varphi^{(3)}(h) = \varphi_1^{(3)}(h) \varphi_2^{(3)}(h) \quad (3.4)$$

могут быть получены по известным формулам [4, 7]. Особенностью здесь по сравнению с вычислением вспомогательных функций $\varphi_1^{(p)}(h)$ ($p = 1, 2$), а также функций, приведенных в [3], является наличие двух разрезов: $\text{Im} \kappa_1 = 0$ и $\text{Im} \kappa_2 = 0$ — в каждой из полуплоскостей комплексного переменного h , причем в предельном случае $\text{Im}k_1 = \text{Im}k_2 = 0$ все корни характеристического уравнения (2.3) оказываются лежащими на этих разрезах (часть корней с $\text{Re} h_n^{(3)} > k_2$ попадает только на разрез $\text{Im} \kappa_1 = 0$). Опуская довольно громоздкие промежуточные выкладки, приведем лишь конечный результат:

$$\begin{aligned} \varphi_1^{(3)}(h) &= N^{(3)} (1 - h/k_1)^{-1/2} \exp \left[-\frac{ik_1 d}{\pi} M(\tau_1) - \frac{ik_2 (D-d)}{\pi} M(\tau_2) \right] \times \\ &\times \prod_{m=0}^{\infty} (1 - h/h_m^{(3)}) \exp \left[-\frac{d}{\pi} (\tau_{1m}^{(3)} - \tau_{1m-1}^{(3)}) \right] \prod_{m=k+1}^{\infty} \exp \left[-\frac{D-d}{\pi} (\tau_{2m}^{(3)} - \tau_{2m-1}^{(3)}) h \right]; \\ \varphi_2^{(3)}(h) &= \varphi_1^{(3)}(-h), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где

$$N^{(3)} = 2e^{i\pi/4} \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \sin(k_1 d) \cos[k_2(D-d)] + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \cos(k_1 d) \sin[k_2(D-d)] \right\}^{1/2};$$

$$\sin \tau_p = h/k_p; \quad \sin \tau_{pm}^{(3)} = h_m^{(3)}/k_p \quad (p = 1, 2),$$

$\text{Re } h_m^{(3)} > k_2$ при $m = 0, 1, \dots, k$ и $\text{Re } h_m^{(3)} < k_2$ при $m = k+1, k+2, \dots$. В (3.5) следует считать, что под знаком первого произведения $\tau_{1,-1}^{(3)} = \pi/2$, а под знаком второго произведения $\tau_{2k}^{(3)} = \pi/2$. Все приведенные выше вспомогательные функции $\varphi_{1,2}^{(1,2,3)}(h)$ ограничены на бесконечности в тех полуплоскостях, где они голоморфны [7].

Через функции $\varphi_{1,2}^{(1,2,3)}(h)$ вспомогательные функции $L_1(h), L_2(h)$ запишутся, очевидно, следующим образом:

$$\begin{aligned} L_1(h) &= \sqrt{k_2 - h} \varphi_1^{(1)}(h) \varphi_1^{(2)}(h) / \varphi_1^{(3)}(h); \\ L_2(h) &= \sqrt{k_2 + h} \varphi_2^{(1)}(h) \varphi_2^{(2)}(h) / \varphi_2^{(3)}(h). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Приведем еще необходимые в дальнейшем выражения для квадратов модулей вспомогательных функций $\varphi_{1,2}^{(1,2,3)}(h)$ при действительных значениях h .

Предполагая, что в каждом из волноводов 1, 2, 3 могут распространяться только $i^{(p)} + 1$ волн ($p = 1, 2, 3$), так что постоянные распространения $h_1^{(p)}, h_2^{(p)}, h_{i^{(p)}}^{(p)}$ — действительные числа*, а $h_m^{(p)} = -ih_m^{(p)}$ ($\text{Im } h_m^{(p)} = 0$ при $m = i^{(p)} + 1, i^{(p)} + 2, \dots$), и используя соотношение

$$|\varphi_1^{(p)}|^2 |\varphi_2^{(p)}|^2 = |\varphi^{(p)}|^2,$$

найдем, что

$$|\varphi_1^{(p)}|^2 = \left| 2 \sin x_p d_p e^{-ix_p d_p + i^{(p)} d_p + h d_p} \left(\frac{1 - h/k_p}{1 + h/k_p} \right)^{1/2} \prod_{m=1}^{i^{(p)}} \frac{1 - h/h_m^{(p)}}{1 + h/h_m^{(p)}} \right| \quad (p=1,2); \quad (3.7)$$

$$|\varphi_1^{(3)}|^2 = \left| \varphi^{(3)}(h) e^{i^{(1)} d + i^{(2)}(D-d) + h D} \left(\frac{1 + h/k_1}{1 - h/k_1} \right)^{1/2} \prod_{m=0}^{i^{(3)}} \frac{1 - h/h_m^{(3)}}{1 + h/h_m^{(3)}} \right|;$$

$$|\varphi_2^{(p)}(h)|^2 = |\varphi_1^{(p)}(-h)|^2 \quad (p = 1, 2, 3),$$

где

$$v^{(p)} = \begin{cases} -\tilde{x}_p & (h \geq k_p) \\ 0 & (|h| \leq k_p) \\ \tilde{x}_p & (h \leq -k_p) \end{cases}; \quad (3.8)$$

$$\tilde{x}_p = \sqrt{h^2 - k_p^2} \quad (p = 1, 2).$$

В (3.7) следует считать, что $x_p = -i \tilde{x}_p$ при $|h| > k_p$.

* Напомним, что основные типы волн в этих волноводах имеют нулевые критические частоты.

4. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ПОЛЕЙ. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТРАНСФОРМАЦИИ

Подставляя решение (1.12) для функции $F(h)$ в (1.2), нетрудно убедиться, что единственными особыми точками подынтегральных выражений в (1.2) являются простые полюса в корнях характеристических уравнений (2.1)–(2.3). Применяя теорему Коши, для полей в волноводах 1, 2, 3, получим:

$$H^{(1)} = \sum_{l=0}^{\infty} T_{nl}^{(1)} H_{-l}^{(1)} + H_{,n}^{(1)}; \quad (4.1)$$

$$H^{(2)} = \sum_{l=0}^{\infty} T_{nl}^{(2)} H_{-l}^{(2)}; \quad (4.2)$$

$$H^{(3)} = \begin{cases} H_I^{(3)} = \sum_{l=0}^{\infty} T_{nl}^{(3)} H_{I\tau l}^{(3)} & (0 \leq x \leq d) \\ H_{II}^{(3)} = \sum_{l=0}^{\infty} T_{nl}^{(3)} H_{II\tau l}^{(3)} & (d \leq x \leq D) \end{cases}, \quad (4.3)$$

где

$$T_{nl}^{(1)} = -\frac{iI_n}{A_l^{(1)} B_l^{(1)}} \frac{L_2(h_n^{(1)}) L_2(h_l^{(1)})}{h_l^{(1)} + h_n^{(1)}}; \quad (4.4)$$

$$T_{nl}^{(2)} = \frac{iI_n}{\epsilon A_l^{(2)} B_l^{(2)}} \frac{L_2(h_n^{(1)}) L_2(h_l^{(2)})}{h_l^{(2)} + h_n^{(1)}}; \quad (4.5)$$

$$T_{nl}^{(3)} = I_n \frac{Z_1}{4k_1} A_l^{(3)} \alpha_{1l}^{(3)} \alpha_{2l}^{(3)} \sin(\alpha_{1l}^{(3)} d) \sin[\alpha_{2l}^{(3)} (d-D)] \frac{L_2(h_n^{(1)})}{L_2(h_l^{(3)})} \frac{1}{h_l^{(3)} - h_n^{(1)}}; \quad (4.6)$$

$$B_l^{(p)} = \begin{cases} (-1)^l h_l^{(p)} d_p & (l \neq 0) \\ 2k_p d_p & (l = 0) \end{cases} \quad (p = 1, 2).$$

Используя (3.7), можно получить следующие выражения для квадратов модулей коэффициентов трансформации:

$$|T_{nl}^{(1p)}|^2 = \left| \frac{4h_n^{(1)} h_l^{(p)}}{(h_n^{(1)} - h_l^{(p)})^2} \prod_{m=0}^{i(1)} \frac{1+h_n^{(1)}/h_m^{(1)}}{1-h_n^{(1)}/h_m^{(1)}} \prod_{m=0}^{i(2)} \frac{1+h_n^{(1)}/h_m^{(2)}}{1-h_n^{(1)}/h_m^{(2)}} \prod_{m=0}^{i(3)} \frac{1-h_n^{(1)}/h_m^{(3)}}{1+h_n^{(1)}/h_m^{(3)}} \right| \times \quad (4.7)$$

$$\times \left| \prod_{m=0}^{i(1)} \frac{1-h_l^{(p)}/h_m^{(1)}}{1+h_l^{(p)}/h_m^{(1)}} \prod_{m=0}^{i(2)} \frac{1-h_l^{(p)}/h_m^{(2)}}{1+h_l^{(p)}/h_m^{(2)}} \prod_{m=0}^{i(3)} \frac{1-h_l^{(p)}/h_m^{(3)}}{1+h_l^{(p)}/h_m^{(3)}} \right| \quad (p = 1, 2, 3),$$

где

$$h_l^{(p)} = \begin{cases} -h_l^{(1,2)} & (p = 1, 2) \\ h_l^{(3)} & (p = 3) \end{cases},$$

причем множитель с $m = l$ при $p = 1, 2, 3$ должен быть опущен.

На рис. 4 показаны зависимости квадрата модуля коэффициента трансформации $|T_{00}|^2$ падающей основной волны $n = 0$ в первом волноводе в основную (медленную) волну во втором, а также коэффициента отражения падающей волны $|R_{00}|^2$ от параметра $\xi = (D-d)/d$

при значениях параметров, указанных на стр. 905. Изломы кривых происходят при критических значениях $\xi_{кр}^{(p)}$, соответствующих возникновению очередных типов распространяющихся волн в волноводах 2,3.

При $\xi \rightarrow \infty$ величины $|T_{00}|^2$ и $|R_{00}|^2$ стремятся к некоторым предельным значениям, которые могут быть приближенно определены из рис. 4: $|T_{00}|^2 \approx 0,64$, $|R_{00}|^2 \approx 0,1$. Очевидно, что эти значения характеризуют соответственно трансформацию энергии падающей основ-

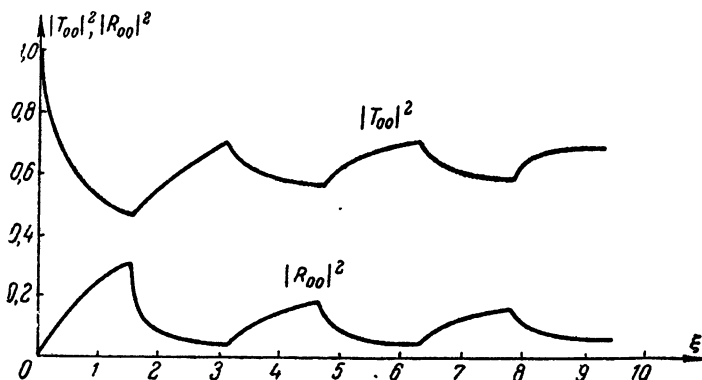


Рис. 4.

ной волны в энергию поверхностной волны на диэлектрической пластинке и отражение падающей волны от открытого конца волновода в неэкранированной системе. Эффективность возбуждения поверхностной волны

$$\eta = \frac{|T_{00}|^2}{1 - |R_{00}|^2}$$

в пределе оказывается равной приближенно 0,71.

Те же самые величины будут относиться и к системе, изображенной на рис. 5а и представляющей собой плоский диэлектрический волновод толщиной $2d$, возбуждаемый экранированным волноводом с волной основного типа. Таким образом, формула (4.7) может быть использована для приближенного расчета возбуждения открытых диэлектрических волноводов.

Интересно отметить, что в (4.7) вошли только волновые числа $h_m^{(p)}$ распространяющихся волн. Совершенно аналогичная формула была получена в работе [8] при решении задачи о дифракции электромагнитных волн на уступе поверхностного импеданса внутри волновода.

Рассмотренный здесь метод решения может быть, очевидно, применен к расчету возбуждения медленных H -волн и в более общем случае, когда верхняя стенка возбуждающего волновода приподнята над поверхностью диэлектрической пластинки (рис. 5б).

В этом случае модули коэффициентов трансформации по-прежнему будут описываться формулой (4.7). Аналогичным методом решается задача и для E -волн.

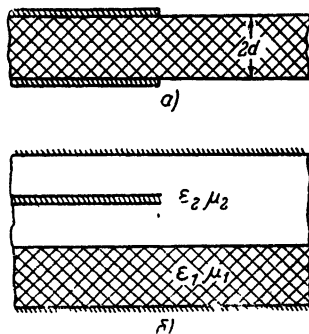


Рис. 5.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. G. Kiely, Dielectrical aeriels, London, 1953.
2. R. H. Clarke, Proc. IEE, В. 104, 511 (1957).
3. В. И. Таланов, ЖТФ, 28, 1275 (1958).
4. Л. А. Вайнштейн, Диффракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода, изд. Сов. радио, М., 1953.
5. S. S. Attwood, J. Appl. Phys., 22, 504 (1951).
6. В. И. Беспалов, М. А. Миллер, Уч. зап. ГГУ, сер. физ., 30, 61 (1956).
7. В. А. Фок, Математ. сборник, 14, 1—2, 3 (1944).
8. В. И. Таланов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 1, 3, 64 (1958).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
13 июня 1959 г.