

УДК 621.372 85

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ  
ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА  
СО СКАЧКООБРАЗНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ПАРАМЕТРОВ  
I. РЕШЕНИЕ МЕТОДОМ ФАКТОРИЗАЦИИ**

*А. Б. Маненков*

С помощью спектрального разложения исследована задача о дифракции поверхностной волны на скачкообразных нерегулярностях тонкого анизотропного волновода. Подробно проанализированы случаи рассеяния волны на малом скачке диаметра и на открытом конце полубесконечного волновода

При практическом применении диэлектрических волноводов (световодов) часто встречаются скачкообразные нерегулярности, например, скачки диаметра, проницаемости и т. п. В литературе подробно исследованы нерегулярности с небольшим изменением параметров [1-3]; расчет «больших скачков» изучен в основном для простых структур, которые можно описать одним скалярным уравнением [4-6]. В статье приведены результаты исследования векторной задачи о дифракции поверхностной моды на скачкообразных нерегулярностях анизотропного волновода. В первой части работы проанализирован случай, когда поперечный размер волновода меньше длины волны.

**1. СОБСТВЕННЫЕ МОДЫ ТОНКОГО ВОЛНОВОДА**

В дальнейшем мы будем часто использовать спектральные разложения полей, поэтому сначала рассмотрим кратко некоторые свойства таких разложений. В регулярном волноводе [7, 8] каждая собственная мода непрерывного спектра представляет собой две конические волны (сходящуюся и расходящуюся), которые распространяются вдоль оси  $z$  с фазовой постоянной  $h$ ; их диаграммы направленности являются собственными функциями оператора  $\hat{S}^{-1}$ , обратного к оператору рассеяния конических волн [7]. Поля собственных мод удовлетворяют однородным уравнениям Максвелла и «обобщенным условиям излучения» [8]. В цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$  при  $r \rightarrow \infty$  эти условия имеют следующий вид\*:

$$\left( ix - \frac{\partial}{\partial r} \right) \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = \Gamma_m(x) e^{-2ixr} \left( ix + \frac{\partial}{\partial r} \right) \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = O(1), \quad (1)$$

где  $x$  — поперечное волновое число ( $x^2 = k^2 - h^2$ ),  $\Gamma_m(x)$  — собственное значение оператора  $\hat{S}^{-1}$ ,  $m$  — дискретный индекс [7, 8]. Мы предполагаем, что среда внутри волновода при  $r < \bar{a}$  анизотропна (тензоры проницаемости обозначены через  $\hat{\epsilon}$  и  $\hat{\mu}$ ), а при  $r > \bar{a}$  — вакуум (проницае-

\* Временная зависимость предполагается в виде  $\exp(-i\omega t)$ ,  $\omega = kc$ .

мости вакуума обозначены через  $\epsilon_v, \mu_v$ ). В дальнейшем мы будем считать, что среда немагнитна, т. е.  $\mu \equiv \mu_v$ . Из (1) следует, что вне волновода поля собственных мод непрерывного спектра имеют следующий вид:

$$\begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = \frac{x^2}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{pmatrix} B_n \cos(n\varphi + \varphi_n) \\ B'_n \sin(n\varphi + \varphi_n) \end{pmatrix} \left[ 2J_n(xr) + \left( \frac{i^{2n+1}}{\Gamma_m(x)} - 1 \right) H_n^{(1)}(xr) \right] e^{ihz}, \quad (2)$$

где  $J_n$  и  $H_n^{(1)}$  — цилиндрические функции. Отметим, что обычное требование ограниченности полей собственных мод [2, 5] при  $r \rightarrow \infty$  является только необходимым, но не достаточным для их определения. Кроме волн непрерывного спектра система собственных мод содержит также волны дискретного спектра (поверхностные волны), для которых  $\Gamma_m(x_{mq}) = 0, \text{Im } x_{mq} > 0$  [7, 8].

Спектральное представление произвольного поля в открытом диэлектрическом волноводе можно получить, исходя из хорошо известного разложения поля в свободном пространстве [9] в виде суперпозиции конических волн (разложение по поперечному волновому числу). Присутствие диэлектрического цилиндра (волновода) приводит к дифракции каждой сходящейся конической волны, что формально описывается  $\hat{S}$ -оператором. Поэтому полное поле в открытом диэлектрическом волноводе также может быть представлено в виде суперпозиции конических волн. Переходя в таком разложении к базису функций, которые диагонализуют  $\hat{S}$ , получим спектральное представление поля:

$$\mathbf{E} = \sum_{\alpha=1,2} \sum_m \left[ \sum_q C_{mq}^{(\alpha)} \mathbf{E}_{mq}^{(\alpha)} + \int_0^{\infty} C_{mx}^{(\alpha)} \mathbf{E}_{mx}^{(\alpha)} dx \right], \quad (3)$$

где  $\mathbf{E}_{mq}^{(\alpha)}$  и  $\mathbf{E}_{mx}^{(\alpha)}$  — поля собственных мод [8]. В выражении (3) верхними индексами  $\alpha=1$  ( $\alpha=2$ ) отмечены прямые (обратные) волны [7]. При этом, кроме волн непрерывного спектра, множество собственных мод может включать волны, соответствующие нулевым собственным значениям оператора  $\hat{S}^{-1}$ . Поля собственных мод волновода  $\mathbf{E}_{mx}$  и мод свободного пространства  $\mathbf{E}_x^{(p)}$  связаны соотношением [8, 10]

$$\mathbf{E}_{mx}(\mathbf{r}_1) = \mathbf{E}_x^{(p)}(\mathbf{r}_1) + \frac{i}{4} e^{-ihz} (k^2 + \nabla^2) e^{ihz} \int \hat{\chi} \mathbf{E}_{mx}(\mathbf{r}_2) H_0^{(1)}(x_{r_{12}}) dS_2, \quad (4)$$

$$\hat{\chi} = \frac{\hat{\epsilon}}{\epsilon_v} - \hat{1}, \quad \mathbf{r} = (x, y), \quad r_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|, \quad dS_2 = dx_2 dy_2$$

где  $\hat{1}$  — единичный тензор. Это соотношение получается из уравнений Максвелла, если в них выделить токи поляризации  $\mathbf{j} = -i\omega (\hat{\epsilon} - \epsilon_v) \mathbf{E}$  [11].

Перейдем теперь к конкретному построению полей собственных мод волновода, имеющего малое поперечное сечение. Мы будем предполагать, что тензор  $\hat{\epsilon} = [\epsilon_{ik}]$  веществен и диагонален. В такой системе существует две поверхностные волны, поляризация которых определяется главными осями тензора поляризуемости в поперечном статическом поле [8]; для простоты мы будем предполагать, что этот тензор приводится к диагональной форме вместе с тензором  $\hat{\epsilon}$ .

Характеристики волн в такой структуре можно рассчитать с помощью интегрального уравнения (4), если решать его в квазистатич-

ческом приближении [8, 10, 13]\*. Мы рассмотрим кратко другой способ решения — с помощью дифференциальных уравнений. Для простоты мы ограничимся случаем, когда диэлектрическая проницаемость волновода невелика, т. е. выполнены неравенства

$$|\chi_{ik}| \ll 1, \quad i, k = x, y, z. \quad (5)$$

Рассмотрим одну волну  $HE_{11}^{(y)}$ , поляризованную вдоль оси  $y$ . Выберем промежуточное значение радиуса  $r = r_0$ , такое, что  $\bar{a} \ll r_0 \ll p^{-1}$ , где  $\bar{p} = |\kappa_1^{(y)}|$  — модуль поперечного волнового числа поверхностной моды. При  $r < r_0$  из уравнений Максвелла получаем

$$k [\varepsilon_{yy}(r_1\varphi) - \varepsilon_v] E_y = i\varepsilon_v [\nabla_y E_z - \eta_v \nabla_x H_z], \quad (6)$$

$$kE_z = i\nabla_y E_y, \quad ik\eta_v H_z = \nabla_x E_y, \quad \eta_v = \sqrt{\mu_v/\varepsilon_v}.$$

При  $r > r_0$  в силу (2) имеем

$$E_y = BK_0(pr), \quad E_z = (pB/ik) K_1(pr) \sin \varphi, \quad (7)$$

$$H_z = \frac{ipB}{k\eta_v} K_1(pr) \cos \varphi, \quad B = \text{const},$$

где  $K_n$  — цилиндрические функции. Будем искать решение уравнения (6) при  $r < r_0$  в виде ряда по степеням  $k$ :

$$E_y = E_y^{(0)} + k^2 E_y^{(2)} + \dots, \quad E_z = k [E_z^{(1)} + k^2 E_z^{(3)} + \dots]. \quad (8)$$

Так как поперечное волновое число  $p$  экспоненциально мало [8], то полагаем

$$\ln(2/\gamma_E pr_0) = (\beta_0 + k^2 \beta_2 + \dots)/k^2, \quad \gamma_E = 1,781\dots \quad (9)$$

Подставляя разложения (8), (9) в (6) и применяя формулу Грина, получим последовательно следующие соотношения:

$$(\nabla_x^2 + \nabla_y^2) E_y^{(0)} = 0, \quad E_y^{(0)} = 1, \quad B \ln(2/\gamma_E pr_0) = 1; \quad (10)$$

$$\int_{\Omega_\varepsilon} (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_v) E_y^{(0)} dS = -i\varepsilon_v \oint_{r=r_0+0} (E_z dx + \eta_v H_z dy); \quad (11)$$

$$\int_{\Omega_\varepsilon} (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_v) dS \simeq \frac{2\pi\varepsilon_v}{\beta_0}, \quad (12)$$

где через  $\Omega_\varepsilon$  обозначили площадь поперечного сечения волновода. При выводе выражения (12) для  $\beta_0$  мы учли непрерывность полей при  $r = r_0$ . Следующие члены разложения получаются аналогичным образом. Отметим, что параметр  $r_0$  не входит в окончательные результаты. Если тензор диэлектрической проницаемости внутри волновода не зависит от  $(r, \varphi)$ , то дисперсионное соотношение с учетом двух членов в (9) имеет следующий вид:

$$\ln \frac{2}{\gamma_E p} = \frac{2\pi(1 + \sigma_0 \chi_{yy})}{k^2 \Omega_\varepsilon \chi_{yy}} - \sigma_2, \quad (13)$$

\* В формуле (24) статьи [8] допущена опечатка: коэффициент перед первым интегралом в выражении для  $\hat{K}^2$  должен быть  $[-h^2/(4\pi^2)]$ .

$$\sigma_0 = \frac{1}{2\pi\Omega_\varepsilon} \int_{\Omega_\varepsilon} \nabla_y^2 \ln(r_{12}) dS_1 dS_2, \quad \sigma_2 = \frac{1}{\Omega_\varepsilon^2} \int_{\Omega_\varepsilon} \ln \frac{1}{r_{12}} dS_1 dS_2.$$

На рис. 1 представлены результаты расчета величин  $\sigma_2 - \ln a$  и  $\sigma_0$  для волновода прямоугольной формы с сечением  $2a \times 2b$  (кривые 1 и 3 соответственно) и для эллиптического волокна с полуосями  $a$  и  $b$  (кривые 2 и 4) при различных значениях  $b/a$ .

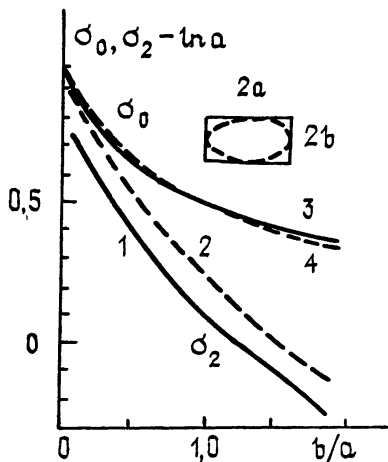


Рис. 1.

Исходя из характеристик поверхностных волн, можно рассчитать моды непрерывного спектра (ср. [12]). Как следует из (6), в первом приближении при  $ka \ll 1$  поля внутри круга радиуса  $r=r_0$  не должны зависеть от  $\kappa$ . Поэтому в этом приближении для волн непрерывного спектра при  $r=r_0$

$$E_z/E_x \propto \nabla_r E_x/E_x = \zeta, \quad (14)$$

где  $\zeta$  — некоторая константа. Так как эта константа не зависит от  $\kappa$ , то она может быть определена исходя из выражений для полей поверхностной моды  $HE_{11}^{(y)}$  при  $r=r_0$ .

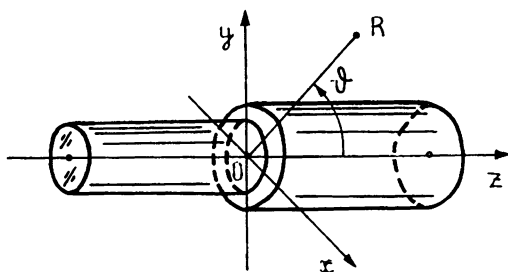
Учитывая формулы (2) и (7)–(12), получим выражение для собственного значения:

$$\Gamma_1^{(y)}(x) \simeq \frac{\ln(x/ip)}{i \ln(ix/p)}, \quad x_{11}^{(y)} = ip. \quad (15)$$

Это выражение удовлетворяет условию  $\Gamma_1^{(y)}(x) \Gamma_1^{(y)*}(x) = 1$ , которое следует из принципа взаимности, а также соотношению  $\Gamma_1^{(y)}(x_{11}^{(y)}) = 0$ .

## 2. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПОЛЯ НА ОСИ

Рассмотрим теперь стык двух тонких волноводов с общей осью (см. рис. 2). Вначале будем считать, что их диэлектрические проницаемости малы, т. е. выполнены неравенства (5). При выполнении этих условий поля практически линейно поляризованы внутри волноводов;



(2)

(1)

Рис. 2.

будем считать, как и выше, что электрическое поле направлено вдоль оси  $y$  (рис. 2). Мы предполагаем, что на стык набежит справа волна  $HE_{11}^{(y)}$ . Полное поле должно удовлетворять интегродифференциальному уравнению [11]

$$A_y = \frac{\omega \mu_v \varepsilon_v}{4\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \chi_{yy}(\mathbf{r}_2, z_2) E_y(\mathbf{r}_2, z_2) \frac{e^{ikR_{12}}}{R_{12}} dx_2 dy_2 dz_2; \quad (16)$$

$$E_y = (i/\omega \mu_v \varepsilon_v) (k^2 + \nabla_y^2) A_y, \quad R_{12}^2 = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 + (z_1 - z_2)^2, \quad (17)$$

а рассеянные поля должны удовлетворять условиям излучения

$$|E| = O(1), \quad (\partial/\partial R - ik)E = 0(1), \quad (18)$$

$$R = \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow \infty, \quad \text{Im}(\varepsilon_{ik}) > 0 \text{ при } r < \bar{a}.$$

Для простоты будем считать, что тензор  $\hat{\varepsilon}$  постоянен внутри волновода (при  $\mathbf{r} \in \Omega_\varepsilon$ ). Используя разложение трехмерной функции Грина [6] в интеграл Фурье, из (16) получаем ( $k^2 = \omega^2 + \kappa^2$ )

$$A_y = \frac{\omega \mu_v \varepsilon_v}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega_\varepsilon} \chi_{yy} E_y(0, z_2) H_0^{(1)}(\kappa r_1) e^{i\omega(z_1 - z_2)} dS_2 dz_2 d\omega, \quad (19)$$

где  $dS_2 = dx_2 dy_2$ . Учтем теперь, что каждая собственная мода удовлетворяет уравнению (4). Вблизи оси следует учитывать только поля волн  $HE_{11}^{(y)}$  и  $HE_{1x}^{(y)}$ ; полями всех других ветвей ( $EH_{1\kappa}$  и т. д.) можно пренебречь, так как они равны нулю при  $r=0$ . Делая стандартную замену переменных в спектральном разложении (6), поле на оси можно записать в виде обобщенного интеграла Фурье:

$$E_y(z) = E_y(0, z) = \int_{C_\omega} f(\omega) e^{i\omega z} d\omega. \quad (20)$$

Контур  $C_\omega$  идет вдоль вещественной оси плоскости  $\omega$ , обходя снизу полюс подынтегральной функции в точке  $\omega = -h_{11}$  [6]. Подставляя (20) в (19), получим уравнение типа Винера—Хопфа для поля на оси  $z$ :

$$2\pi E_y(z) = \int_0^{\infty} \int_{C_\omega} E_y(z') \nu(\kappa; 1) e^{i\omega(z - z')} d\omega dz' + \int_{-\infty}^0 \int_{C_\omega} E_y(z') \nu(\kappa; 2) e^{\omega(z - z')} d\omega dz'. \quad (21)$$

В (21) и ниже цифрами 1 и 2 в скобках мы будем отмечать величины, относящиеся соответственно к правому (рис. 2) и левому волноводам. С точностью до членов  $(k\bar{a})^2$  функции  $\nu(\kappa; 1)$  и  $\nu(\kappa; 2)$  равны

$$\nu(\kappa; n) = 1 - \frac{k^2 \Omega_\varepsilon(n)}{2\pi} \chi_{yy}(n) \ln \left[ \frac{\kappa}{ip(n)} \right], \quad n=1, 2. \quad (22)$$

Уравнение (21) будем решать методом приближенной факторизации [6]. Обозначим через  $f_+(\omega)$  и  $f_-(\omega)$  фурье-образы поля  $E_y(z)$  при  $z < 0$  и  $z > 0$  соответственно. Применяя преобразование Фурье к (21), получим функциональное уравнение

$$f_+(\omega) [1 - \nu(\kappa; 1)] + f_-(\omega) [1 - \nu(\kappa; 2)] = 0. \quad (23)$$

Разобьем функции  $[1 - \nu(\kappa; n)]$  на множители  $L_+(\omega; n)$  и  $L_-(\omega; n)$ , аналитические соответственно в верхней и нижней полуплоскостях комплексной переменной  $\omega$ :

$$L_+(\omega; n) = [\Omega_\varepsilon(n) \chi_{yy}(n)]^{1/2} \frac{\ln [ip(n)/\sqrt{2k(k+\omega)}]}{\sqrt{\ln [ip(n)/(2k)]}}, \quad (24)$$

$$L_-(\omega; n) = L_+(-\omega, n), \quad n = 1, 2.$$

Согласно общей методике [6], функции  $f_+(\omega)$  и  $f_-(\omega)$  оказываются равными

$$f_+(\omega) = \frac{\Omega_\varepsilon(1) \chi_{yy}(1) \ln [ip(1)/\sqrt{2k(k+\omega)}]}{2\pi i \Omega_\varepsilon(2) \chi_{yy}(2) [\omega + h_{11}(1)] \ln [ip(2)/\sqrt{2k(k+\omega)}]}, \quad (25)$$

$$f_-(\omega) = \frac{\ln [ip(1)/(2k)] \ln [ip(1)/\sqrt{2k(k-\omega)}]}{2\pi i \ln [ip(2)/(2k)] [\omega + h_{11}(1)] \ln [ip(2)/\sqrt{2k(k-\omega)}]}.$$

При выводе (25) мы учли условия (18), а также требование конечности поля в плоскости стыка. Осуществляя обратное преобразование Фурье из (20) и (16), можно определить поле во всем пространстве. Вблизи оси поле образовано полями падающей, прошедшей и отраженной поверхностных волн  $HE_{11}^{(v)}$  (в соответствующих областях), а также полем пространственной волны  $E_{sp}$  (фоном). Коэффициенты отражения  $\rho$  и прохождения  $\tau$  равны

$$\rho = \frac{\chi_{yy}(2) \Omega_\varepsilon(2)}{2\chi_{yy}(1) \Omega_\varepsilon(1)} \left[ \frac{p(1)}{k} \right]^2 \ln \left[ \frac{p(1)}{p(2)} \right], \quad \tau = \frac{2p(1)p(2)}{p^2(1) - p^2(2)} \ln \left[ \frac{p(1)}{p(2)} \right]. \quad (26)$$

Диаграмма направленности сферической волны, возбуждаемой на стыке, может быть рассчитана из (16) методом стационарной фазы. Отметим, что при выводе всех формул существенным было требование постоянства полей собственных мод внутри волновода и неизменность их поляризации. Поэтому эти формулы можно применять при менее жестких условиях, чем (5), например, к волноводу эллиптического сечения с произвольным значением  $\hat{\chi}$  при условии  $ka\sqrt{|\chi_{ik}|} \ll 1$  ( $a$  — большая полуось сечения).

### 3. АНАЛИЗ ПРЕДЕЛЬНЫХ СЛУЧАЕВ

Рассмотрим подробнее два предельных случая. Если левый волновод отсутствует (т. е. мы имеем задачу о дифракции поверхностной моды на конце полубесконечного волокна), то поле на оси при  $z > 0$  может быть представлено в виде

$$E_y(0, z) = E_{11}(0) [e^{-h_{11}z} + \rho e^{ih_{11}z}] + E_{sp}, \quad (27)$$

где

$$E_{sp} = -2iE_{11}(0) \int_0^\infty \frac{e^{kz-tz} dt}{(k + h_{11} + it) (\pi^2 + \ln^2 |2t / (k\vartheta_{11}^2)|)}, \quad (28)$$

$$\rho = (\vartheta_{11}^2/2) \ln (2/\vartheta_{11}), \quad \vartheta_{11} = p(1)/k.$$

Для иллюстрации полученных формул на рис. 3 приведена зависимость  $\lg |\rho|$  от безразмерного волнового числа  $ka\sqrt{\chi_{yy}}$  для круглого волновода радиуса  $a$  (кривая 1); там же представлены значения  $\vartheta_{11}$  для моды  $HE_{11}^{(v)}$  (кривая 2). Напомним, что приведенные выше формулы применимы для волноводов с произвольной формой поперечного сечения,

обладающей лишь определенными свойствами симметрий, указанными в начале этого раздела. Для пространственной волны при  $z > 0$  из (28) нетрудно получить приближенные выражения в области малых и больших  $z$ :

$$E_{sp} \simeq \frac{2E_{11}(0)}{\ln(i\vartheta_{11}^2/4)}, \quad kz \rightarrow 0; \quad (29)$$

$$E_{sp} \simeq \frac{E_{11}(0) e^{ikz}}{ikz \ln^2 | kz\vartheta_{11}^2/2 |}, \quad kz\vartheta_{11}^2 \gg 1. \quad (30)$$

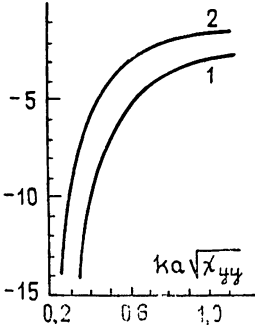


Рис. 3.

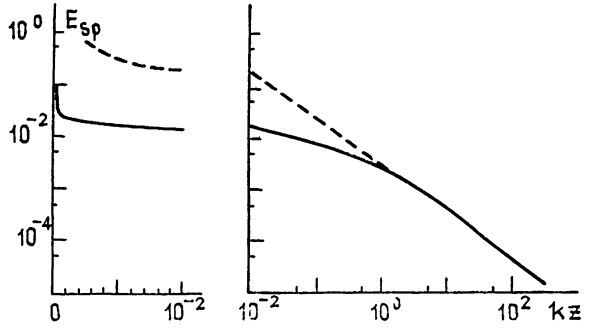


Рис. 4.

На рис. 4 изображено распределение амплитуды  $|E_{sp}(z)|$  пространственной волны вдоль оси круглого волновода с параметрами:  $ka=1$ ,  $\epsilon_{yy}=1,22\epsilon_v$ ; сплошная кривая рассчитана с помощью (28), а пунктирная — по приближенной формуле (30). Амплитуда падающей моды  $HE_{11}^{(y)}$  принята за единицу. Диаграмма направленности сферической волны, возбуждаемой на стыке, имеет следующий вид:

$$f_s(\vartheta, \varphi) \simeq \frac{4k^2 (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)}{(ka)^4 \chi_{yy}^2 (h_{11} + k \cos \vartheta)^2 [\pi^2 + \ln^2 | \vartheta_{11}/(2\sin(\vartheta/2)) |]}, \quad (31)$$

где  $\text{tg } \vartheta = z/r$ ,  $h_{11}^2 = k^2 + p^2(1)$ . Отметим, что эта формула неточна для углов  $\vartheta \sim \pi/2$ , так как при расчете мы пренебрегли осевыми компонентами полей.

Второй случай, который мы кратко рассмотрим, — стык волноводов с небольшим изменением параметров. Из общей формулы (26) получим следующие выражения для модулей коэффициентов отражения и прохождения:

$$|\rho| = \frac{p^2(1)}{2k^2} \left| \frac{\Delta p}{p(1)} \right|, \quad |\tau| = 1 - \frac{1}{6} \left| \frac{\Delta p}{p(1)} \right|^2, \quad \Delta p = p(1) - p(2). \quad (32)$$

Потери энергии поверхностной волны для такой нерегулярности обусловлены в основном возбуждением сферической волны. Диаграмма направленности этой волны прижата к оси  $z$  [14] и логарифмически спадает к нулю при  $\vartheta \rightarrow \pi$ . Отметим, что для нерегулярностей рассмотренного типа коэффициенты отражения и прохождения поверхностной волны зависят от параметров волновода только через ее замедление (т. е. через значения поперечного волнового числа).

Для круглого волновода задачу о малом скачке параметров можно исследовать также методом поперечных сечений [8, 14]. Результаты расчета совпадают с (32), поэтому мы не будем на них останавливаться подробнее. Расчет этим методом подтверждает предположение о том, что для рассматриваемых нерегулярностей можно пренебречь возбуждением всех волн непрерывного спектра, кроме волн  $HE_{1n}^{(y)}$ .

Выше мы рассмотрели дифракцию поверхностной волны на скачкообразных нерегулярностях тонкого анизотропного волновода. Расчеты показали, что для таких систем коэффициент отражения волны от стыка оказывается экспоненциально малым и быстро уменьшается при уменьшении ее фазовой скорости; в то же время радиационные потери волн растут при уменьшении замедления. Поскольку в анизотропном волноводе поверхностные моды с разной поляризацией могут иметь сильно отличающиеся фазовые скорости [8, 10], то это свойство может быть использовано на практике для создания фильтров и модуляторов на основе нерегулярных секций таких волноводов.

Автор признателен П. Л. Капице за обсуждение полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Neumann E. G., Opelka D — Opt Quant. Electr., 1977, 9, p. 209.
2. Маркузе Д. Оптические волноводы — М: Мир, 1974.
3. Mura kami Y., Hatakeyama I, Tsuchiya I — Electron. Lett., 1978, 14, № 9, p. 277.
4. Angulo C M — IRE Trans Ant Prop, 1957, AP-5, № 1, p. 100.
5. Angulo C. M., Chang W C — IRE Trans Ant. Prop., 1959, AP-7, № 3, p. 207.
6. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации — М: Сов радио, 1966.
7. Маненков А. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 5, с. 739.
8. Маненков А. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 84.
9. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма — М: Гостехиздат, 1948, с. 327
10. Маненков А. В. — IEEE Trans Microwave Theory Tech, 1981, MTT-29, № 9, p. 906.
11. Harrington R. F. Time-Harmonic Electromagnetic Fields.— N. Y.: McGraw-Hill Book Co., 1961.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика — М: Наука, 1974.
13. Каценеленбаум Б. З. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 2, с. 241.
14. Маненков А. Б. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 1, с. 33.

Институт физических проблем  
АН СССР

Поступила в редакцию  
2 февраля 1982 г.

#### PROPAGATION OF A SURFACE WAVE ALONG THE DIELECTRIC WAVEGUIDE WITH A JUMP-LIKE CHANGE OF PARAMETERS. I THE SOLUTION BY THE METHOD OF FACTORIZATION

A. B. Manenkov

The problem of diffraction of a surface mode by jump-like irregularities of a thin anisotropic waveguide is studied by the spectral expansion. The cases of the mode scattering by a small step in a diameter and by an open end of a semi-infinite waveguide are analysed in detail.