

УДК 621.372.85

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ
ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА
СО СКАЧКООБРАЗНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ПАРАМЕТРОВ.**

II. РЕШЕНИЕ ВАРИАЦИОННЫМ МЕТОДОМ*

A. B. Маненков

Вариационным методом проанализирована задача о дифракции поверхности волны на скачкообразных нерегулярностях анизотропного волновода. Общие соотношения применены к расчету коэффициента отражения от конца круглого полубесконечного волновода, заполненного средой с диагональным тензором диэлектрической проницаемости.

Во второй части работы дано приближенное решение задачи о дифракции поверхности волны на скачкообразных нерегулярностях анизотропного волновода при его произвольном поперечном размере. Решение основано на представлении нерегулярности эквивалентной схемой [1-3] с шунтирующим адmittансом, который имеет вид функционала, стационарного по отношению к малым изменениям поля (в плоскости скачка) вблизи истинного значения. С помощью этого стационарного функционала при разумном выборе пробного поля можно получить достаточно точные характеристики нерегулярности такого типа, а в некоторых случаях и аналитические оценки. Основное внимание в работе уделено расчету коэффициента отражения поверхности волны от «открытого конца» волновода (полубесконечный фибер), у которого тензор диэлектрической проницаемости диагонален.

**1. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПОЛЯ В ПЛОСКОСТИ
СТЫКА ВОЛНОВОДОВ**

Мы будем использовать те же обозначения, что и в части I. Как и выше, предполагаем, что тензор диэлектрической проницаемости ϵ веществен и диагонален в исходной декартовой системе координат (см. ч. I, рис. 2); предполагаем также, что среда немагнитна, т. е. $\mu \equiv \mu_0$. Электрическое поле слева и справа от стыка может быть представлено в виде спектральных разложений [4, 5]:

$$E|_{z=-0} = \tau E_{11}^{(2)}(2) + \sum'_{m,q} C_{mq}^{(2)} E_{mq}^{(2)}(2) + \sum_m \int_0^\infty C_{mx}^{(2)} E_{mx}^{(2)}(2) dx; \quad (1)$$

$$E|_{z=+0} = (1 + \rho) E_{11}^{(2)}(1) + \sum'_{m,q} C_{mq}^{(1)} E_{mq}^{(1)}(1) + \sum_m \int_0^\infty C_{mx}^{(1)} E_{mx}^{(1)}(1) dx. \quad (2)$$

(основная поверхность волна набегает на стык справа). Штрих у знака суммирования означает, что мы не включаем в эту сумму поля основной волны $HE_{11}^{(y)}$. Как и выше, цифрами 1 и 2 в скобках мы от-

* Статья «Распространение поверхности волны вдоль диэлектрического волновода со скачкообразным изменением параметров. I. Решение методом факторизации» опубликована в № 11, 1982 г.

мечаем величины, относящиеся к правому и левому волноводам соответственно. Разложения, аналогичные (1), (2), можно записать и для магнитного поля. Коэффициенты представлений (1), (2) выражаются через поля в плоскости стыка $z=0$ с помощью условий ортогональности волн. Эти условия для мод непрерывного спектра имеют следующий вид [5]:

$$\int_{z=\text{const}} (\tilde{\mathbf{E}}_{mz}^{(1)} \times \tilde{\mathbf{H}}_{lx}^{(2)} - \tilde{\mathbf{E}}_{lx}^{(2)} \times \tilde{\mathbf{H}}_{mz}^{(1)}) dS_z = D_m^{(1)}(x) \delta_{ml} \delta(x-x'), \quad (3)$$

$$dS_z = e_z dx dy,$$

где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орты декартовой системы координат. Нормирующий множитель $D_m(x)$ может быть определен, исходя из асимптотики полей при $r \rightarrow \infty$ [5]. В формуле (3) знаком тильда снизу отмечены величины, относящиеся к волноводу с транспонированными значениями тен-

зоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$. Для волн дискретного спектра условие ортогональности имеет следующую форму:

$$\int_{z=\text{const}} (\tilde{\mathbf{E}}_{mq}^{(1)} \times \tilde{\mathbf{H}}_{ls}^{(2)} - \tilde{\mathbf{E}}_{ls}^{(2)} \times \tilde{\mathbf{H}}_{mq}^{(1)}) dS_z = N_{mq}^{(1)} \delta_{ml} \delta_{qs}. \quad (4)$$

Отметим, что для среды без потерь с вещественными тензорами $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ оператор \hat{S} унитарен [5, 6], поэтому свойство ортогональности волн с различными значениями m следует из общих свойств унитарных операторов. Воспользовавшись непрерывностью поперечных компонент магнитного поля \mathbf{H} при $z=0$ и выражая коэффициенты разложений (1), (2) через поле \mathbf{E} , мы получим интегральное уравнение для неизвестной функции \mathbf{E} в плоскости стыка (ср. [1, 3]):

$$\begin{aligned} & \mathbf{e}_z \times \left\{ \frac{1-\rho}{2} \mathbf{H}_{11}^{(1)}(1) + \frac{\mathbf{H}_{11}^{(1)}(2)}{N_{11}(2)} \int \mathbf{E} \mathbf{H}_{11}^{(1)}(2) dS_z + \right. \\ & + \sum'_{m,q} \frac{\mathbf{H}_{mq}^{(1)}(1)}{N_{mq}(1)} \int \mathbf{E} \mathbf{H}_{mq}^{(1)}(1) dS_z + \sum_m \int_0^\infty \frac{dx}{D_{mx}(1)} \mathbf{H}_{mx}^{(1)}(1) \int \mathbf{E} \mathbf{H}_{mx}^{(1)}(1) dS_z + \\ & \left. + \sum'_{m,q} \frac{\mathbf{H}_{mq}^{(1)}(2)}{N_{mq}(2)} \int \mathbf{E} \mathbf{H}_{mq}^{(1)}(2) dS_z + \sum_m \int_0^\infty \frac{dx}{D_{mx}(2)} \mathbf{H}_{mx}^{(1)}(2) \int \mathbf{E} \mathbf{H}_{mx}^{(1)}(2) dS_z \right\} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

При выводе этого уравнения мы предполагали, что прямые и обратные собственные моды выбраны так, что $H_x^{(2)} = -H_x^{(1)}, H_y^{(2)} = -H_y^{(1)}$. Как можно показать непосредственно из уравнений Максвелла, для диэлектрика с вещественным диагональным тензором $\hat{\epsilon}$ такой выбор волн всегда возможен.

Интегральное уравнение (5) можно решать, например, численно методом Галеркина. Поскольку нас будут интересовать только интегральные характеристики, то мы воспользуемся вариационным принципом [1]. Умножая (5) скалярно на \mathbf{E} и учитывая выражение для нормы падающей моды $N_{11}^{(1)}$, после интегрирования мы получим стационарный функционал

$$\begin{aligned} Y_{ln} = \frac{1-\rho}{1+\rho} = \frac{N_{11}(1)}{[\int \mathbf{E} \mathbf{H}_{11}(1) dS_z]^2} \left\{ \frac{1}{N_{11}(2)} [\int \mathbf{E} \mathbf{H}_{11}(2) dS_z]^2 + \right. \\ + \sum'_{m,p} \frac{1}{N_{mp}(1)} [\int \mathbf{E} \mathbf{H}_{mp}(1) dS_z]^2 + \sum_m \int_0^\infty \frac{dx}{D_{mx}(1)} [\int \mathbf{E} \mathbf{H}_{mx}(1) dS_z]^2 + \end{aligned} \quad (6)$$

$$+ \sum'_{m,p} \frac{1}{N_{mp}(2)} [\int EH_{mp}(2) dS_z]^2 + \sum_m \int_0^\infty \frac{dx}{D_{mx}(2)} [\int EH_{mx}(2) dS_z]^2 \Big\}.$$

Для упрощения записи в (6) и последующих формулах опущен верхний индекс «(1)» у полей собственных мод. Значение функционала (6) равно входному адмитансу [1, 3] поверхности моды $HE_{11}^{(y)}$, набегающей на стык по волноводу 1 (см. ч. I, рис. 2). В силу стационарности ошибки в значении Y_{in} , возникающая за счет неверно подобранныго поля E , будет величиной порядка второй степени его отклонения от истинного.

2. ОТРАЖЕНИЕ ОТ КОНЦА ВОЛНОВОДА

С помощью функционала (6) мы рассчитали коэффициент отражения поверхности моды от конца полубесконечного круглого волновода радиуса a (рис. 1). Будем вначале предполагать, что тензор диэлектрической проницаемости мал, т. е. $|\chi_{ik}| \ll 1$ (см. ч. I). В качестве пробного поля в (6) было использовано поле падающей волны $HE_{11}^{(y)}$.

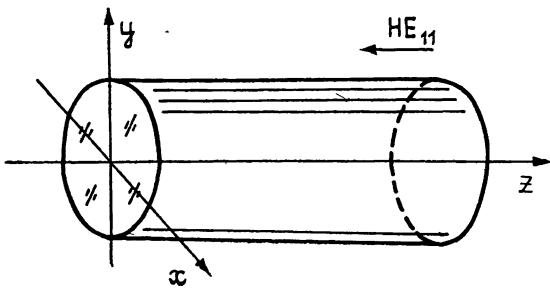


Рис. 1.

Для такой геометрии (рис. 1) на конце волновода происходит возбуждение лишь волн $HE_{11}^{(y)}$ и $EH_{1x}^{(y)}$ свободного пространства ($z < 0$), поэтому в формуле (6) надо оставить только два слагаемых:

$$Y_{in} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \simeq \frac{4}{N_{11}(1)} \left\{ \int_0^\infty \frac{dx}{D_{HE}(2)} [\int E_{11}(1) H_{HE}(x; 2) dS_z]^2 + \right. \\ \left. + \int_0^\infty \frac{dx}{D_{EH}(2)} [\int E_{11}(1) H_{EH}(x; 2) dS_z]^2 \right\}, \quad (7)$$

где $E_{11}(1)$ — поле падающей волны, а $H_{HE}(x; 2)$ и $H_{EH}(x; 2)$ — поля волн $HE_{1x}^{(y)}$ и $EH_{1x}^{(y)}$ свободного пространства (см. ч. I). Интегралы от произведений полей волновода ($z > 0$) равны нулю в силу условий ортогональности. Мы будем предполагать, что анизотропия диэлектрика невелика, т. е. $\epsilon_{yy} \sim \epsilon_{xx}$. В этом случае все характеристики волны $HE_{11}^{(y)}$ рассчитываются по стандартной методике, как в изотропном волноводе [7, 8]. В частности, электрическое поле внутри волновода (при $r < a$) практически линейно поляризовано:

$$E_y = J_0(gr), \quad g^2 = k^2(\epsilon_{yy}/\epsilon_v) - h_{11}^2, \quad (8)$$

а норма равна

$$N_{11}(1) = \frac{2\pi ka^2}{h_{11}\gamma_v} \left[\left(\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_v} + \frac{g^2}{p^2} \right) J_1^2(ga) + \frac{\epsilon_{yy} - \epsilon_v}{2\epsilon_v} J_0^2(ga) \right] \quad (9)$$

($h_{11}^2 = k^2 + p^2$). Отметим, при вычислении нормы нельзя пренебрегать отличием ϵ_{yy}/ϵ_v от единицы.

Остановимся кратко на расчете полей несимметричных мод свободного пространства. Эти моды удобно рассматривать как предел волн тонкого анизотропного цилиндра при бесконечном уменьшении его диаметра. Их структуру легко установить исходя из свойства унитарности \hat{S} -оператора [6, 10]. Для волн рассматриваемой нами поляризации осевые компоненты полей равны

$$E_z = B_1 J_1(\chi r) \cos \varphi, \quad H_z = B'_1 J_1(\chi r) \sin \varphi, \quad (10)$$

где B_1 и B'_1 — константы. Из (10) получаем, что на оси

$$E_y \simeq \frac{i\chi}{2} (hB_1 - \omega \mu_v B'_1), \quad E_z \simeq \frac{\chi^3 B_1}{2} r \cos \varphi. \quad (11)$$

В свободном пространстве все моды непрерывного спектра вырождены (по индексу m); в частности, не фиксирована связь констант в (10). В присутствии бесконечно тонкого волновода произвольного сечения вырождение мод снимается. При этом одна несимметричная ветвь непрерывного спектра (мы ее обозначаем через $EH_{1\infty}$) не должна возмущаться диэлектриком, поэтому для этих волн на оси должно выполняться условие $E_y = 0$, при этом, как следует из (11), $hB_1 = \omega \mu_v B'_1$. Условие ортогональности функций Герца [10], которое следует из унитарности \hat{S} -оператора, позволяет сразу установить связь коэффициентов B_1 и B'_1 для другой ветви $HE_{1\infty}$: $\omega \epsilon_v B_1 = -hB'_1$.

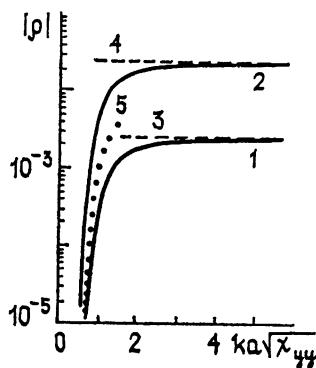


Рис. 2.

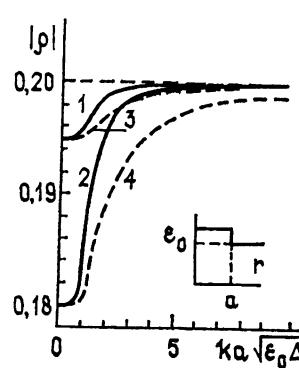


Рис. 3.

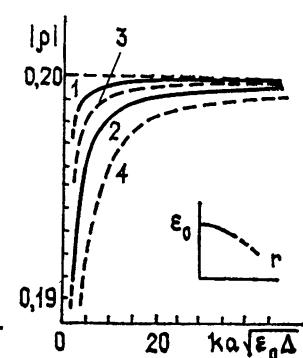


Рис. 4.

Подставляя полученные выражения для полей и выполняя интегрирование по r и φ с учетом хорошо известных формул для интегралов от произведений функций Бесселя [9], при малых значениях χ из (7) получим

$$Y_{1n} = (k^2 h_{11} \gamma_{yy}) [(1 + \gamma_{yy} + g^2/p^2) J_1^2(g) + (\gamma_{yy}/2) J_0^2(g)]^{-1} \times \quad (12)$$

$$\times \int_0^\infty \frac{(4k^2 h^2 + \chi^4) \chi}{h(k^2 + h^2)} Q^2(\chi) d\chi;$$

$$Q(\chi) = \frac{g J_1(g) J_0(\chi) - \chi J_1(\chi) J_0(g)}{(g^2 - \chi^2)(p^2 + \chi^2)}. \quad (13)$$

Для упрощения записи мы положили $a=1$. Интегрирование по χ затем проводилось численно. Результаты расчета для двух значений ϵ_{yy} приведены на рис. 2: кривая 1 построена для $\epsilon_{yy} = 1,01 \epsilon_v$, а кривая 2 — для $\epsilon_{yy} = 1,1 \epsilon_v$. Заметим, что основной вклад в ρ дает первый член (т. е. моды $HE_{1\infty}$). Фаза коэффициента отражения в рассмотренных случаях близка к нулю.

Полученные соотношения позволяют в ряде случаев получить простые и наглядные аналитические оценки для ρ . Если диаметр волновода мал ($ka/\chi_{yy} \ll 1$), то из (12) следует:

$$\rho = (p^2/2k^2) [1 + (ka)^2/2] \ln(k/p). \quad (14)$$

Эта формула при $ka \rightarrow 0$ с точностью до несущественных констант под знаком логарифма совпадает с формулой (28) ч. I. Для иллюстрации на рис. 2 точечной кривой 5 представлены значения $|\rho|$, вычисленные по этой формуле. В другом крайнем случае, когда диаметр волновода велик ($ka/\chi_{yy} \gg 1$), переходя к пределу в (12), получим

$$Y_{in} = \frac{2v_0}{\sqrt{\epsilon_{yy}/\epsilon_v}} \int_0^\infty \frac{t J_0^2(t) dt}{(t^2 - v_0^2)^2} = \sqrt{\frac{\epsilon_v}{\epsilon_{yy}}}, \quad v_0 = 2,4048\dots \quad (15)$$

При выводе (15) интеграл вычислялся методом вычетов (см. [9], стр. 430). Вычисленное значение для ρ , как и следовало ожидать, совпадает со значением, получаемым из формул Френеля (при нормальном падении лучей на торец волокна). На рис. 2 предельные величины показаны пунктиром (прямые 3 и 4).

При выводе последней формулы из (7) и (12) мы предполагали, что диэлектрическая проницаемость невелика. Можно показать, что для круглого волновода предельное выражение (15) справедливо при любой величине χ_{yy} (при условии $\epsilon_{yy} \sim \epsilon_{xx}$). Доказательство основано на асимптотических соотношениях для полей в диэлектрическом волноводе большого диаметра. Так же, как и в теории изотропных волноводов, можно показать [11], что при $ka \rightarrow \infty$ поперечные компоненты полей поверхностных мод обращаются в нуль на границе волокна. Отсюда следует, что для круглого волновода при $ka \gg 1$ можно пренебречь полем при $r > a$. Поле при $r < a$ определяется формулой (8), в которой надо положить $g = v_0/a$, где v_0 — первый корень функции Бесселя: $J_0(v_0) = 0$. Если теперь использовать это приближенное выражение для поля в стационарном функционале (7), то опять придем к формуле (15). Отметим, что геометрооптическое приближение для ρ оказывается применимым лишь при условии $ka\sqrt{\chi_{yy}} \gg 1$; оно существенно сильнее обычного неравенства $ka\sqrt{\epsilon_{yy}} \gg 1$ (при $\chi_{yy} \ll 1$). Объясняется этот факт тем, что только при выполнении первого условия, поле поверхностной волны сосредоточено внутри диэлектрика и комплексными лучами вне волновода можно пренебречь.

Рассмотрим теперь результаты расчета коэффициента отражения ρ для полубесконечных волноводов другого вида. Все вычисления проводились по общей формуле (7), причем в качестве пробной функции E использовалось поле набегающей на конец волновода поверхностной моды $HE_{11}^{(y)}$. На рис. 3 приведены значения $|\rho|$ для круглого волокна с диэлектрической оболочкой. Проницаемость сердцевины ϵ_{yy} ($r < a$) обозначена через $\epsilon_0 \epsilon_v$, а оболочки — $\epsilon_{yy} = (1 - \Delta) \epsilon_0 \epsilon_v$; мы предполагаем, что слева от волновода (рис. 1) — вакуум: при $z < 0$ $\epsilon \equiv \epsilon_v$ (т. е. считаем, что оболочка также обрывается в плоскости $z=0$). Кривые на рис. 3 построены для случая, когда диэлектрическая проницаемость сердцевины волокна равна $\epsilon_0 = 2,25$, а $\Delta = 0,02$ (для кривой 1) и $\Delta = 0,08$ (для кривой 2). Аналитические оценки интегралов (7), вывод которых аналогичен приведенному выше, показывают, что для рассматриваемой геометрии значения адmittанса Y_{in} с ростом ka убывают от $1/\sqrt{\epsilon_0(1-\Delta)}$ до $1/\sqrt{\epsilon_0}$. Эти значения следовало ожидать из простых физических соображений: при $ka \rightarrow 0$ поля в основном локализованы при $r < a$, поэтому адmittанс определяется параметрами оболочки волокна; при $ka \rightarrow \infty$

поле сосредоточено внутри сердцевины и адmittанс определяется диэлектрической проницаемостью на оси волокна ϵ_0 . Предельные значения коэффициента отражения представлены на рис. 3 пунктирной прямой.

Для оценки коэффициента отражения от конца волновода иногда используется соотношение [12]

$$\rho_F = (h_{11} - k) / (h_{11} + k), \quad (16)$$

которое получается из формул Френеля, если ввести эффективный (усредненный) показатель преломления $n_{\text{эфф}} = h_{11}/k$ (h_{11} — константа распространения моды $HE_{11}^{(y)}$). Хотя формула (16) дает правильные результаты для ρ в предельных случаях больших и малых значений параметра $V = ka\sqrt{\epsilon_0\Delta}$, но в большом диапазоне значений V величины ρ и ρ_F различны. Для иллюстрации на рис. 3 приведены значения ρ_F , вычисленные с помощью (16) для указанных выше величин ϵ_{yy} (пунктирные кривые 3 и 4).

Рассмотрим теперь расчет коэффициента отражения поверхностной волны от конца градиентного волокна с параболическим профилем $\epsilon_{yy}(r)$. Для простоты мы ограничимся анализом простейшего случая, когда у волокна параболическое распределение проницаемости ϵ_{yy} простирается неограниченно в радиальном направлении:

$$\epsilon_{yy}(r) = \epsilon_0 [1 - \Delta(r/a)^2] \epsilon_v, \quad \Delta \ll 1. \quad (17)$$

При этом условии поле основной несимметричной моды равно [7]

$$E_y = \exp(-r^2/w^2), \quad w^2 = 2a/(k\sqrt{\epsilon_0\Delta}). \quad (18)$$

Так как на практике градиентные световоды обычно имеют большой диаметр, то такая модель описывает реальное волокно с достаточно хорошей точностью [13], начиная уже со значений $ka\sqrt{\epsilon_0\Delta} > 3$. На рис. 4 приведены результаты расчета коэффициента отражения $|\rho|$ от конца градиентного волокна при $\epsilon_0 = 2,25$; кривая 1 построена для $\Delta = 0,02$, а кривая 2 — для $\Delta = 0,08$. При $ka \rightarrow \infty$ из (7), как и выше, можно получить приближенное выражение:

$$Y_{tn} \simeq \frac{1}{V\epsilon_0} \left(1 + \frac{\Delta}{2ka\sqrt{\epsilon_0\Delta}} \right), \quad \rho = (1 - Y_{tn})/(1 + Y_{tn}). \quad (19)$$

Заметим, что и для этого волокна соотношение (16) дает заниженные значения для коэффициента отражения (см. пунктирные кривые 3 и 4 на рис. 4).

В работе с помощью вариационного метода получены численные и аналитические оценки величины коэффициента отражения поверхностной моды от конца диэлектрического волновода. Отметим, что основная трудность при применении этого метода к открытым системам состоит в вычислении несобственных интегралов типа (6).

Изложенную методику можно применить к анализу различных нерегулярностей, возникающих при стыковке волокон (например, при сдвиге осей). Несколько видоизменив функционал (6), можно исследовать также отражение волн, вызванное диафрагмами или металлическими зеркалами (рефлекторами), находящимися на конце волновода.

Автор благодарен П. Л. Капице за интерес к работе и ее обсуждение, Г. Д. Богомолову за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Швингер Ю.—Зарубежная радиоэлектроника, 1970, № 3, с. 6.
- 2 Angulo C. M, Chang W. S. C—IRE Trans. on Ant. and Prop., 1959, AP-7, № 3, p. 207.
3. Collin R. E. Field Theory of Guided Waves.—N. Y: McGraw-Hill Book Co., 1960.
4. Маненков А. Б.—Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 5, с 739.
5. Маненков А. Б.—Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 84.
6. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.—М: Сов. радио, 1966.
7. Унгер Х.-Г. Планаарные и волоконные оптические волноводы—М.: Мир, 1980.
8. Snyder A. W.—IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., 1969, MTT-17, № 12, p. 1130.
- 9 Watson G N A Treatise on the Theory of Bessel Functions—N Y: The Macmillan Co, 1945.
- 10 Маненков А. В.—IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., 1981, MTT-29, № 9, p. 906.
11. Маненков А. Б., Мелехин В. Н—Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 7, с. 1282.
12. Marcuse D—Appl Opt., 1975, 14, № 12, p. 3016.
13. Lim T. K, Garside B. K, Marton J P.—Optical and Quantum Electron., 1979, 11, p. 329.

Институт физических проблем
АН СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1982 г.

PROPAGATION OF A SURFACE WAVE ALONG THE DIELECTRIC WAVEGUIDE WITH JUMP-LIKE VARIATION OF PARAMETERS.

II. THE SOLUTION BY THE VARIATIONAL METHOD

Manenkov A. B.

The problem of diffraction of a surface mode by jump-like irregularities of the anisotropic waveguide is analysed by the variational method. The general relations are applied to the calculation of the reflection coefficient from the end of a circular semi-infinite waveguide filled with a medium with a diagonal tensor of the dielectric permittivity.

К СВЕДЕНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ

Институтом прикладной физики АН СССР издан сборник научных трудов «Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах» под ред. В. И. Беспалова (Горький, 1982), который представляет собой продолжение ранее изданного сборника «Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах» (Горький, 1979 г.).

В сборнике представлены обзорные и оригинальные статьи, авторами которых являются ведущие специалисты по когерентной, нелинейной и адаптивной оптике из различных научных центров страны. Основное внимание удалено исследованию двух методов обращения волнового фронта: на основе четырехвольнового взаимодействия и на основе вынужденного рассеяния. Приведен библиографический перечень литературы (на начало 1982 г.), насчитывающий 574 названия.

Сборник предназначен для специалистов, работающих в области голограммии, когерентной, нелинейной и адаптивной оптики и гидроакустики.

Заявки на сборник можно направлять по адресу: 603000, г. Горький, ул. Ульянова, 46, Институт прикладной физики АН СССР, Городецкой Н. А.
