

УДК 621 372.826

ПРИБЛИЖЕННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ В ТЕОРИИ АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛОСКОВЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

А. Б. Сотский, Л. И. Сотская, Ю. Д. Столяров

Показано, что расчет анизотропных полосковых диэлектрических волноводов может быть сведен к решению системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих ТМ-моды изотропных планарных волноводов. При этом параметры уравнений выбираются оптимальным образом на основании вариационного принципа.

Анизотропные полосковые диэлектрические волноводы находят широкое применение в устройствах интегральной и волоконной оптики. В то же время строгий расчет характеристик их направляемых мод (поверхностных волн) возможен лишь для однородных круглых волноводов с продольной анизотропией [1]. В этой связи особый интерес представляет развитие приближенных замкнутых методов расчета, менее трудоемких, чем численные [2, 3], и позволяющих получать выражения в простом для исследования виде. Такой метод сформулирован в настоящей работе. Он представляет собой развитие результатов сообщения [4]. Метод можно применять в случае произвольного неоднородного волновода, обладающего поперечной или продольной анизотропией. В его рамках расчет анизотропного полоскового волновода сводится к решению системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений, подобных уравнениям, описывающим ТМ-моды изотропных планарных волноводов.

1. Метод приближенного разделения переменных. Рассмотрим случай, когда одно из главных направлений тензора диэлектрической проницаемости ϵ параллельно оси волновода (оси Oz) и $\epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = 0$. Выбирая зависимость полей от времени и координаты z в форме $\exp(i\omega t - \beta z)$, от уравнений Максвелла приходим к двум системам уравнений

$$\sum_j (L_{ij} - \beta^2 \delta_{ij}) H_j = 0, \quad \sum_j (L_{ij}^+ - \beta^2 \delta_{ij}) E_j = 0. \quad (1)$$

Здесь индексы i и j пробегают значения 1, 2; δ_{ij} — символ Кронекера; компонентами векторов $\{H_j\}$ и $\{E_j\}$ являются поперечные составляющие полей $H_1 = H_y$, $H_2 = H_x$, $E_1 = -E_x$, $E_2 = E_y$; L^+ — сопряженный оператор L ;

$$L_{11} = \epsilon_{xx} \nabla_x \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_x + \epsilon_{xy} \nabla_y \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_x + \nabla_y^2 + k_{xx}^2,$$

$$L_{12} = -\epsilon_{xy} \nabla_y \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_y - \epsilon_{xx} \nabla_x \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_y + \nabla_y \nabla_x - k_{xy}^2,$$

$$L_{21} = -\epsilon_{yx} \nabla_x \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_x - \epsilon_{yy} \nabla_y \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_x + \nabla_x \nabla_y - k_{yx}^2,$$

$$L_{22} = \epsilon_{yy} \nabla_y \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_y + \epsilon_{yx} \nabla_x \frac{1}{\epsilon_{zz}} \nabla_y + \nabla_x^2 + k_{yy}^2,$$

$\nabla_x \equiv \partial/\partial x$, $\nabla_y \equiv \partial/\partial y$, $k_{ij}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ij}$ (k_0 — волновое число вакуума). Как следует из (1), эквивалентная вариационная задача с нулевыми граничными условиями при $|x|, |y| \rightarrow \infty$ имеет вид

$$\beta^2 = \sum_{i,j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_i L_{ij} H_j dx dy / \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_j H_j dx dy, \quad (2)$$

где независимо варьируемыми переменными являются все четыре поперечные компоненты поля. Будем искать приближенное решение (2) в виде произведений двух функций, каждая из которых зависит только от одной из поперечных декартовых координат. При этом учтем возможность поворота на некоторый угол γ системы координат r' , в которой заданы данные произведения, относительно системы координат r , в которой заданы составляющие полей. В результате имеем

$$E_i = E_i' E_i', \quad H_i = H_i' H_i', \quad (3)$$

где верхний индекс указывает координату, от которой зависит данная функция, и $r' = g_\gamma r$ (g_γ — матрица преобразования поворота вокруг оси Oz на угол γ). Отметим, что запись (3) эквивалентна допущению разделения переменных. На этом допущении и предположении линейности поляризации (см. ниже) основаны и известные в теории полосковых диэлектрических волноводов методы Маркатили [5], Нокса [6], а также их модификации. Использование вариационного принципа позволит нам найти в классе такого рода простейших методов оптимальный.

Из требования стационарности функционала (2) при условии (3) получаем следующую систему восьми интегро-дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_i' (L_{ij} - \beta^2 \delta_{ij}) H_j' H_j' dy' &= 0, \\ \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_i^{x'} (L_{ij} - \beta^2 \delta_{ij}) H_j^{x'} H_j^{x'} dx' &= 0, \\ \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_i' (L_{ij}^+ - \beta^2 \delta_{ij}) E_j' E_j' dy' &= 0, \\ \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_i^{x'} (L_{ij}^+ - \beta^2 \delta_{ij}) E_j^{x'} E_j^{x'} dx' &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где компоненты оператора ∇ , действующие на функции H_j и E_j , задаются в системе координат r' и в соответствии с преобразованием вращения $\nabla = g_\gamma \nabla'$ имеют вид $\nabla_x = \cos \gamma \nabla_{x'} - \sin \gamma \nabla_{y'}$, $\nabla_y = \sin \gamma \nabla_{x'} + \cos \gamma \nabla_{y'}$. Нахождение общего решения системы (4) затруднительно, поэтому ограничимся исследованием частных решений, соответствующих часто встречающимся в реальных волноводах преимущественно линейно поляризованным (LP) модам. Положим

$$E_x^{x'} = 0, \quad E_y^{x'} = 0, \quad H_x^{y'} = 0, \quad H_y^{y'} = 0. \quad (5)$$

Четыре уравнения системы (4) при условии (5) удовлетворяются тождественно, а из четырех оставшихся независимыми являются только два, которые могут быть записаны в виде

$$\varepsilon_1 \nabla_{x'} \frac{1}{\varepsilon_2} \nabla_{x'} X_x + (k_x^2 - h_x^2) X_x = 0, \quad \varepsilon_3 \nabla_{y'} \frac{1}{\varepsilon_4} \nabla_{y'} Y_y + (k_y^2 - h_y^2) Y_y = 0. \quad (6)$$

Здесь

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \theta_{x'}, \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_4 \theta_{y'}, \quad \varepsilon_2 = \exp \left(- \int \frac{T_{x'}}{\theta_{x'}} dx' \right),$$

$$\varepsilon_4 = \exp \left(- \int \frac{T_{y'}}{\theta_{y'}} dy' \right),$$

$$T_{x'} = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{Y_{\mu}^2}{\varepsilon_3} A_y \sin \gamma + \frac{Y_{\mu} \nabla_{y'} Y_{\mu}}{\varepsilon_3} \left[\left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) \sin 2\gamma + \frac{\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{zz}} \cos 2\gamma \right] \right\} dy',$$

$$\theta_{x'} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Y_{\mu}^2}{\varepsilon_3} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{zz}} \sin 2\gamma \right] dy',$$

$$k_{x'}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{Y_{\mu} \nabla_{y'}^2 Y_{\mu}}{\varepsilon_3} \left[\left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) \cos^2 \gamma - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{zz}} \sin 2\gamma \right] + \right. \\ \left. + \frac{Y_{\mu} \nabla_{y'} Y_{\mu}}{\varepsilon_3} A_y \cos \gamma + \frac{Y_{\mu}^2}{\varepsilon_3} k_{yy}^2 \right\} dy',$$

$$T_{y'} = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{X_x^2}{\varepsilon_1} A_y \cos \gamma + \frac{X_x \nabla_{x'} X_x}{\varepsilon_1} \left[\left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) \sin 2\gamma + \frac{\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{zz}} \cos 2\gamma \right] \right\} dx',$$

$$\theta_{y'} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X_x^2}{\varepsilon_1} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) \cos^2 \gamma - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{zz}} \sin 2\gamma \right] dx',$$

$$k_{y'}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{X_x \nabla_{x'}^2 X_x}{\varepsilon_1} \left[\left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{zz}} \sin 2\gamma \right] + \right. \\ \left. + \frac{X_x \nabla_{x'} X_x}{\varepsilon_1} A_y \sin \gamma + \frac{X_x^2}{\varepsilon_1} k_{yy}^2 \right\} dx',$$

$$A = - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{zz}} \nabla \ln \varepsilon_{zz};$$

$$h_x^2 = \beta^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Y_{\mu}^2}{\varepsilon_3} dy' - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Y_{\mu} \nabla_{y'}^2 Y_{\mu}}{\varepsilon_3} dy'; \quad (7)$$

$$h_{\mu}^2 = \beta^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X_x^2}{\varepsilon_1} dx' - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X_x \nabla_{x'}^2 X_x}{\varepsilon_1} dx', \quad (8)$$

причем $X_x = H_x'$, $Y_{\mu} = H_y'$, $E_y' = B Y_{\mu} / \varepsilon_3$, $E_x' = X_x / \varepsilon_1$, где B — постоянная.

Уравнения (6) при нулевых граничных условиях на бесконечности являются полными аналогами задач об отыскании характеристик направляемых ТМ-мод изотропных планарных волноводов. Данные задачи имеют дискретные наборы собственных функций X_x , Y_{μ} и собственных значений h_x^2 и h_{μ}^2 , где x и μ — номера мод [7]. При этом моды полоскового волновода классифицируются в соответствии с различными комбинациями величин x и μ . Распределения их полей задаются

произведением $X_\kappa Y_\mu$, а возможные значения постоянных распространения β определяются выражениями (7) и (8), которые при выполнении уравнений (6) оказываются идентичными. Отметим также аналогию системы уравнений (6) и систем, используемых в методе самосогласованного поля Хартри—Фока, которая позволяет использовать для решения (6) известную итерационную схему [8, 9].

Полученный результат, однако, не является полным решением задачи. Дело в том, что условие (5) означает жесткую фиксацию поляризации излучения относительно координатных осей. Следовательно, для окончательного решения требуется задание угла α поворота соответствующей системы координат r относительно некоторой исходной r_0 , в которой тензор диэлектрической проницаемости является функцией $\epsilon_0(r_0)$, а также задание введенного ранее угла γ . Для нахождения этих углов отметим, что величина β^2 , получаемая в результате решения задачи (6)—(8) и совпадающая со значением функционала (2), не инвариантна относительно вращений; она определяется компонентами тензора ϵ , имеющего вид

$$\epsilon = g_\alpha \epsilon_0 (g_{\alpha+\gamma}^{-1} r') g_\alpha^{-1} \quad (9)$$

($r' = g_\gamma r = g_{\alpha+\gamma} r_0$), и зависит от величины γ , явно фигурирующей в системе (6). В результате мы можем опять воспользоваться вариационным принципом, рассматривая в качестве пробных функций решения задачи (6), отвечающие различным значениям параметров α и γ . При этом требование стационарности функционала (2) приводит к системе уравнений

$$\partial \beta^2 / \partial \alpha = 0, \quad \partial \beta^2 / \partial \gamma = 0, \quad (10)$$

определяющей возможные направления поляризации излучения и ориентацию оптимальной системы координат, в которой приближенное разделение переменных является наиболее точным.

В общем случае совместное решение систем (6)—(8) и (10) может быть найдено только численно. Однако при слабой анизотропии сред, а также при наличии в сечении волновода элементов симметрии возможно аналитическое исследование систем. В данной работе мы ограничимся учетом элементов симметрии.

Дифференцируя выражение (2) с учетом соотношений (5), (6), преобразуем уравнения (10) к удобному для анализа виду:

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \frac{X_\kappa Y_\mu}{\epsilon_1 \epsilon_3} \frac{\partial}{\partial \alpha} (D) X_\kappa Y_\mu dx' dy' = 0, \quad \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{X_\kappa Y_\mu}{\epsilon_1 \epsilon_3} \frac{\partial}{\partial \gamma} (D) X_\kappa Y_\mu dx' dy' = 0, \quad (11)$$

где

$$D = \left[A_y + \left(\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} - 1 \right) (g_\gamma^{-1} \nabla')_y + \frac{\epsilon_{yx}}{\epsilon_{zx}} (g_\gamma^{-1} \nabla')_x \right] (g_\gamma^{-1} \nabla')_y + k_{yy}^2.$$

Производные от оператора D могут быть рассчитаны с помощью следующих соотношений, получаемых с учетом зависимости (9) и справедливых для любых тензорных T и векторных V функций аргумента r' :

$$\frac{\partial T}{\partial \alpha} = \sigma T + T \sigma + M T, \quad \frac{\partial V}{\partial \alpha} = \sigma V + M V, \quad (12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \gamma} = M T, \quad \frac{\partial V}{\partial \gamma} = M V, \quad \frac{\partial}{\partial \gamma} (g_\gamma^{-1} \nabla') = -\sigma g_\gamma^{-1} \nabla',$$

где σ — антисимметричная матрица, у которой отличны от нуля только компоненты σ_{xy} и σ_{yx} ($\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = 1$), $M = r' \sigma \nabla'$ — скалярный дифференциальный оператор. Предположим теперь, что в сечении плоского волновода имеется ось симметрии, параллельная одному из

главных направлений тензора ϵ . Допустим также, что системы координат поляризации и распределения полей совпадают, т. е. $\gamma=0$, и что ось Oy параллельна оси симметрии. В этом случае коэффициенты первого из уравнений (6) являются четными функциями, а его решения могут быть разделены на четные и нечетные. Учитывая теперь соотношения (12) и то обстоятельство, что дифференцирование изменяет четность функции на противоположную, нетрудно убедиться в тождественном выполнении уравнений (11). Такой же вывод получается, если ось симметрии параллельна оси Ox , т. е. при повороте системы координат на 90° . Следовательно, при наличии в сечении полоскового волновода оси симметрии, параллельной одному из главных направлений тензора ϵ , системы координат поляризации и распределения полей мод совпадают, $\gamma=0$, и возможны моды двух ортогональных поляризаций, одна из которых параллельна оси симметрии. Такой же результат получается и для волноводов с неоднородной анизотропией при наличии в их сечении оси зеркальной симметрии тензора ϵ (если данная ось описывается уравнением $x=0$, то $\epsilon_{xy}(x, y) = -\epsilon_{xy}(-x, y)$, $\epsilon_{ii}(x, y) = \epsilon_{ii}(-x, y)$).

2. Численные примеры. С целью иллюстрации приемлемости развитого метода нами рассчитаны модовые характеристики однородных волноводов прямоугольного, эллиптического и кругового сечений, а также неоднородных электрооптических волноводов. Все рассмотренные структуры обладают плоскостями симметрии, параллельными главным направлениям тензора ϵ . В результате решалась только система уравнений (6) при $\gamma=0$. Решения найдены по итерационной схеме [8, 9]. Функции $X_\kappa(x)$ и $Y_\mu(y)$ рассчитывались матричным методом [9].

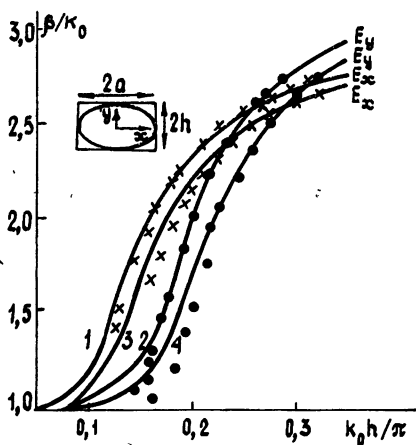


Рис. 1.

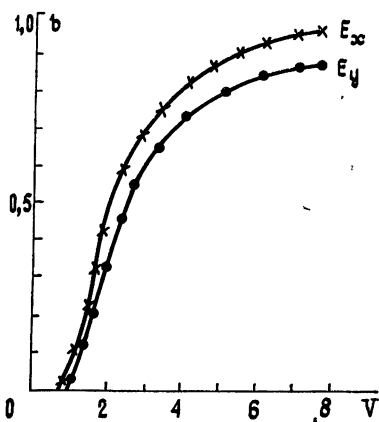


Рис. 2.

На рис. 1 приведены дисперсионные кривые двух основных мод ортогональной поляризации прямоугольного (кривые 1, 2) и эллиптического (3, 4) рубиновых стержней с отношением сторон $2a/2h=2$, окруженных воздухом и имеющих главные значения тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xx}=9,35$, $\epsilon_{yy}=11,53$. Здесь же приведены экспериментальные данные (крестики — для волн, имеющих главную компоненту поля E_x , точки — E_y), полученные нами в миллиметровом диапазоне резонансным методом [10]. В окрестности критических условий наблюдается существенное расхождение теории и эксперимента. По нашему мнению, оно связано с грубым при этих условиях характером используемого допущения линейности поляризации. Данное допущение становится более корректным при уменьшении различий диэлектрических проницаемостей сред [11]. Это подтверждается представленными на рис. 2 результатами расчета дисперсионных кривых основных мод однородных оптических волокон с поперечной анизотропией. Кривые приведены в относительных единицах $V = k_0 a \sqrt{\epsilon_{zz} - \epsilon_s}$,

$b = (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_s) / k_0^2 (\epsilon_{zz} - \epsilon_s)$, где ϵ_s — проницаемость оболочки, a — радиус волокна. Вычисления проведены при характерных для сильно анизотропных волокон параметрах $\epsilon_{xx}/\epsilon_{zz} = 1,005$, $\epsilon_{yy}/\epsilon_{zz} = 0,995$, $\epsilon_{zz}/\epsilon_s = 1,01$ [12]. Сплошные линии — данные, полученные с использованием цилиндрических функций методом [13], дискретные точки — результаты расчета предлагаемым методом.

В заключение приведем результаты расчета малоизученных неоднородных волноводов, которые образуются в приповерхностной области кристалла ниобата лития Y-среза за счет электрооптического эффекта. Внешнее электрическое поле, формирующее волновод, создается двумя планарными электродами, разделенными промежутком l . Electroды нанесены на поверхность кристалла $y=0$, оптическая ось кристалла совпадает с осью Ox . Электрооптическое приращение в такой ситуации испытывает только компонента тензора ϵ_{xx} , $\Delta\epsilon_{xx} = -\epsilon_x^2 R_{33} E_x$ [14]. Здесь R_{33} — компонента электрооптического тензора, E_x — составляющая напряженности управляющего поля, пространственное распределение которого приведено в [15]. Рассматриваемые волноводы перспективны для использования в электрооптических модуляторах разрывного типа [16]. При этом представляет интерес оценка величины управляющего напряжения, позволяющего локализовать поле основной моды необыкновенной поляризации в пределах межэлектродного промежутка.

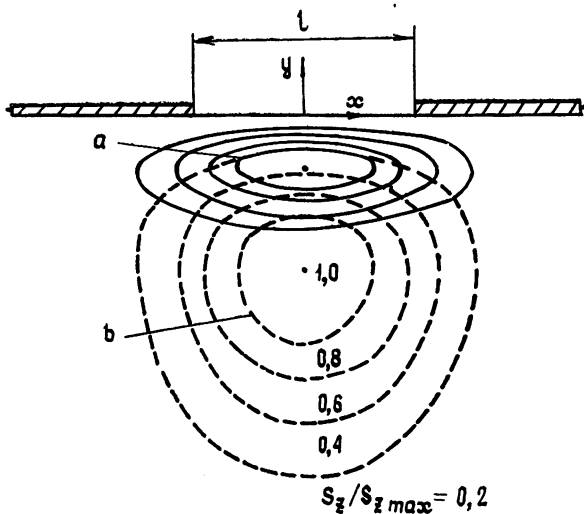


Рис. 3.

Рассчитанные распределения z -компоненты вектора Пойтинга S_z данной моды представлены на рис. 3. Распределение b получено для однородного кристалла, a соответствует электродам, нанесенным на поверхность опорного планарного волновода. Предполагается, что данный волновод получен методом диффузии и при отсутствии управляющего поля имеет приращение диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{xx} = (\Delta\epsilon_{xx})_{\max} \exp[-(y/p)^2]$. Расчеты проведены при $(\Delta\epsilon_{xx})_{\max} = 0,018$, $p=3$ мкм, соответствующих одномодовому режиму на длине волны $\lambda_0=0,633$ мкм. Остальные параметры полагались равными [14] $\epsilon_{xx}/\epsilon_{zz} = 0,931$, $\epsilon_{xx}=4,48$, $R_{33}=30,8 \cdot 10^{-6}$ мкм/В, $l=7$ мкм. Распределение a получено при напряжении $U=25$ В, b — при $U=50$ В. Таким образом, наличие опорного волновода позволяет вдвое уменьшить величину управляющего напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаренко А. М., Карпенко В. А. Основы теории оптических волноводов. — Минск: Наука и техника, 1983.
2. Mabuya N., Lagasse P. E., Vandenbulcke P. — IEEE Trans., 1981, MTT-29, № 6, p. 600.

3. Rahman B. M. A., Davies J. B. — J. Lightwave Technol., 1984, LT-2, № 5, p. 682.
4. Гончаренко А. М., Сотский А. Б., Сотская Л. И. — ДАН БССР, 1985, 29, № 1, с. 34.
5. Magatili E. A. J. — Bell System Techn. J., 1969, 48, № 9, p. 2071.
6. Кпox R. M., Toullos P. P. — In: Proc. of the symposium on submillimeter waves. — N. Y., 1970, p. 497.
7. Шевченко В. В. — Дифференциальные уравнения, 1979, 25, № 11, с. 2004.
8. Давыдов А. С. Квантовая механика. — М.: Наука, 1973, с. 347.
9. Сотский А. Б., Столяров Ю. Д., Сотская Л. И. Препринт № 362 ИФ АН БССР. — Минск, 1985.
10. Взятышев В. Ф., Рожков Г. Д. Доклады научно-технической конференции по итогам НИР МЭИ за 1968—1969 г. — М., 1969, с. 24.
11. Сотский А. Б. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 2, с. 221.
12. Okoshi T. — IEEE J. Quant. Electron., 1982, 17, № 6, p. 879.
13. Okamoto K., Edahiro T., Shibata N. — Opt. Lett., 1982, 7, № 11, p. 569.
14. Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. — М.: Наука, 1975.
15. Сотский А. Б. Препринт № 271 ИФ АН БССР. — Минск, 1982.
16. Войтенко И. Г., Редько В. П., Яковенко Н. А. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1985, № 4, с. 76.

Могилевское отделение института физики
АН БССР

Поступила в редакцию
2 января 1986 г.

AN APPROXIMATE SEPARATION OF VARIABLES IN THE THEORY OF ANISOTROPIC STRIP DIELECTRIC WAVEGUIDES

A. B. Sotskij, L. I. Sotskaya, Yu. D. Stolyarov

The calculation of anisotropic strip dielectric waveguides is reduced to the solution of the system of two ordinary differential equations. The equation parameters are chosen optimal on the basis of the variation principle.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) сообщает, что в 1987 г. агентство производит выплату авторского гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в журнале «Радиофизика» в 1983 и 1984 гг. Гонорар, поступивший за право перепечатки, выплачивается по желанию авторов в рублях или чеках Внешпосылторга.

Для получения гонорара автору необходимо оформить справку-заявление и направить ее на расчет по адресу:

103670 г. Москва, ул. Б. Бронная, 6-а, Валютное управление ВААП.

Справки-заявления на выплату гонорара по журналу 1983 г. издания принимаются до 1 декабря 1987 г., а по журналу 1984 г. — до 1 июля 1988 г. Выплата гонорара по журналу 1984 г. издания будет производиться начиная с июля 1987 г.

По истечении установленных сроков выплаты гонорара неустраиваемые суммы списываются в доход госбюджета и автор теряет право на получение гонорара.