

УДК 539.216.2

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ S-ВОЛНОВОДОВ

Э. А. АРУТЮНЯН, С. Х. ГАЛОЯН, С. П. ПОГОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 21 ноября 1988 г.)

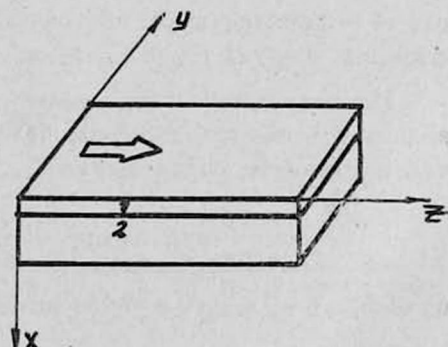
Аналитически решено волновое уравнение для оптических волноводов с ферми-видом профиля показателя преломления (ППП). Получено точное дисперсионное уравнение и проведен расчет ППП оптических волноводов такого типа.

В работах [1, 2] профиль показателя преломления (ППП) волноводов, полученных ионным облучением, диэлектрических кристаллов (S-волноводов) был определен методом аппроксимации функцией Ферми. При этом использовалось дисперсионное уравнение, полученное в оптиколучевом приближении [3]. Было показано, что такое приближение на практике, в основном, обеспечивает высокую точность определения параметров S-волноводов.

В данной работе, на основе аналитического решения волнового уравнения для волноводов с Ферми-видом ППП, получено точное дисперсионное уравнение и проведен расчет параметров оптических S-волноводов в кристаллах ИАГ. Решение этой задачи полезно как для практического использования полученных результатов, так и для выявления пределов применимости оптиколучевого приближения к данному классу волноводов.

Волновое уравнение для ТЕ моды диэлектрического планарного волновода, распространяющегося по направлению оси Z (см. рис. 1), имеет вид

Рис. 1. Схематическое изображение планарного оптического волновода: 1 — волноводный слой, 2 — подложка. Стрелкой указано направление распространения зондирующего излучения.



$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k^2 [n^2(x) - n_m^2] E = 0, \quad (1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, λ_0 — длина волны света в вакууме, n_d — эффективный показатель преломления (ПП) m -ой моды волновода, $n^2 x$ — профиль диэлектрической проницаемости, который в соответствии с работой [1] для S -волноводов имеет вид

$$n^2(x) = n_d^2 + \frac{\Delta^2}{1 + \exp\left(\frac{x-h}{\chi}\right)}, \quad (2)$$

где h — характерная толщина волновода, χ — параметр, определяющий крутизну ППП, $n_d = n(x \rightarrow \infty)$ — величина ПП на бесконечности,

$\Delta = (n_F^2 - n_d^2) \left(1 + e^{-\frac{h}{\chi}}\right)$, $n_F = n(x=0)$ — величина ПП на поверхности волновода. После несложных математических преобразований уравнение (1), с учетом (2), можно привести к уравнению гипергеометрического вида [4].

$$\psi(1+\psi) \frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2} + (1 + i2q\chi)(1-\psi) \frac{\partial u}{\partial \psi} + \gamma u = 0, \quad (3)$$

где приняты следующие обозначения:

$$\psi = -\exp\left(\frac{x-h}{\chi}\right), E = u \exp(iq\chi),$$

$$\gamma = k^2 \Delta^2 \chi^2, q = k(\Delta^2 - n_m^2 + n_d^2)^{1/2}.$$

Уравнение (3) имеет два независимых решения:

$$u_1 = F(a, b, c, \psi),$$

$$u_2 = \exp(-i2q\chi \ln \psi) \cdot F(a^*, b^*, c^*, \psi)$$

и, следовательно, общее решение для поля $E(x)$ имеет вид

$$E(x) = A \exp(iqx) \cdot F(a, b, c, \psi) + k.c., \quad (4)$$

где A — произвольная постоянная, $F(a, b, c, \psi)$ — гипергеометрическая функция, $a = \chi(k \sqrt{n_m^2 - n_d^2} + iq)$, $b = -a^*$, $c = 1 + (a + b)$.

Используя граничные условия на верхней границе ($x=0$) волновода и условие исчезновения полей на бесконечности ($x \rightarrow \infty$), получим следующее соотношение

$$\frac{q - ip}{q + ip} \exp(i2qh) = -\frac{a^*}{a} \frac{\Gamma(c^*) \Gamma^2(1+a)}{\Gamma(c) \Gamma^2(1+a^*)}, \quad (5)$$

из которого и следует искомое дисперсионное уравнение:

$$qh - \arctg \frac{P}{q} + \arctg \frac{\gamma}{q} - S_m = \pi m, \quad (6)$$

где

$$P = k(n_m^2 - 1)^{1/2}, \gamma = k(n_m^2 - n_d^2)^{1/2},$$

$$S_m = \sum_{q=1}^{\infty} \left[\arctg \frac{2q\chi}{n} - 2 \arctg \left(\frac{q\chi}{n + \eta\chi} \right) \right]. \quad (7)$$

Легко показать, что при $\chi \rightarrow 0$ ряд (7) приводится к виду

$$S_m = \frac{\pi^2}{3} q \eta \chi^2 \quad (8)$$

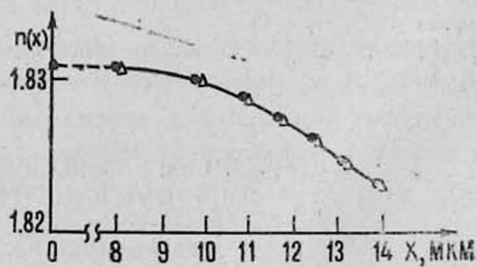
откуда видно, что при достаточно резких ППП $S_m \rightarrow 0$ и уравнение (6) переходит в уравнение поперечного резонанса для планарного волновода со ступенчатым видом ППП. В случае более гладких ППП нужно, соответственно величине χ , учитывать в выражении S_m вклад членов более высокого порядка, и тогда из (6) можно получить характеристическое уравнение, соответствующее лучевому приближению. Однако, поскольку ряд S_m имеет сложный вид, то целесообразно получить вышеуказанное уравнение с помощью упрощения выражения (5). Для этого в (5) функцию $\Gamma(1+a) = a \Gamma(a)$ разложим в ряд Стирлинга. Ограничиваясь первым приближением разложения получим следующее уравнение:

$$q h - \arctg \frac{p}{q} - 2 q \chi \ln \left(\frac{k\Delta}{2q} \right) - 2 k \chi \sqrt{n_m^2 - n_d^2} \arctg \left(\frac{q}{k\Delta} \right) = \pi \left(m + \frac{1}{4} \right). \quad (9)$$

Видно, что это уравнение полностью совпадает с дисперсионным уравнением для S -волноводов, полученным в оптиколучевом приближении [1]. В рамках проведенного разложения можно также определить границы применимости лучевого приближения для данного класса волноводов. Лучевое приближение обеспечивает достаточную точность при расчете ППП S -волноводов, если удовлетворяется условие пренебрежимости следующего члена разложения

$$\frac{1}{12 k \Delta \chi} \ll 1. \quad (10)$$

Рис. 3. Профиль показателя преломления для TE волн оптического волновода в кристалле ИАГ, полученный облучением протонами (облучение протонами при температуре жидкого азота с энергией $E = 1,4$ МэВ при дозе облучения $D = 1,3 \cdot 10^{18}$ см $^{-2}$), Δ — ППП, рассчитанный с помощью решения точного дисперсионного уравнения, $\odot$ — ППП, рассчитанный на основе оптиколучевого приближения [1].



Следовательно, S -волноводы с крутизной профиля $\chi \gg \chi_0 = \frac{1}{12 k \Delta}$ могут описываться характеристическим уравнением типа (9).

Для оценки характерной величины χ_0 рассмотрим S -волноводы

на основе кристаллов ИАГ. Учитывая, что $\Delta^2 = (n_F^2 - n_d^2) \left[1 + \exp \left(-\frac{h}{\chi} \right) \right]$ (см. формулу (2)), где n_F — ПП на поверхности волновода ($n_F = n(0)$) при: $n_F \approx 1.83$, $n_d \approx 1.79$, получаем $\chi_0 \approx 0.02$.

На рис. 2 и 3 показаны ППП двух S -волноводов на основе кристаллов

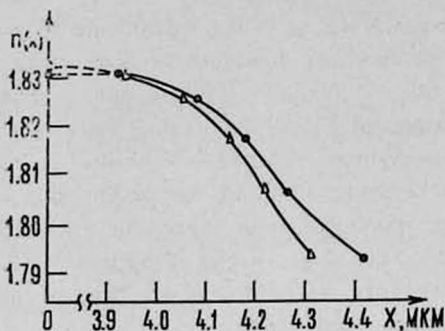


Рис. 2. Профиль показателя преломления для TE волн оптического волновода в кристалле ИАГ, полученный облучением ионами гелия (облучение ионами He^+ при температуре жидкого азота с энергиями в интервале $E = 2.1 \div 2.7$ МэВ при дозе облучения, $D = 3.4 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$), Δ — ППП, рассчитанный с помощью решения точного дисперсионного уравнения, $\bullet$ — ППП, рассчитанный на основе оптиколучевого приближения [1].

ИАГ, полученных облучением ионами гелия и протонами соответственно, восстановленные с помощью решения уравнений (6) и (9). Как видно из рис. 2, в случае гладкого профиля ($\chi \sim 1$), оба решения с высокой точностью совпадают. Однако для волноводов с резким видом ППП ($\chi \sim 0.03$) наблюдается явное расхождение результатов расчета (см. рис. 3).

Таким образом, на основе решения волнового уравнения для S -волноводов получено точное дисперсионное уравнение и показано, что в предельных случаях ($\chi \rightarrow 0$ и $\chi \gg \chi_0$) оно совпадает с соответствующими уравнениями оптико лучевого приближения. Проведен расчет ППП оптических S -волноводов на основе кристаллов ИАГ и определены границы применимости оптиколучевого приближения к данному классу волноводов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arutunyan E. A., Galoyan S. Kh. Opt. Comm. 56, 399 (1986).
2. Галоян С. Х. Тезисы конф. молодых ученых по актуальным проблемам физики, Дилижан, 1985, стр. 115.
3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов, Изд. Мир, М., 1984.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика, Изд. Наука, М., 1972.

S-ԱՎԻԲԱՏԱՐՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ՊՐՈՖԻԼԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԽՆԴՐԻ ՃՇԳՐԻՏ ԼՈՒԾՈՒՄԸ

Է. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Խ. ԳԱԼՈՅԱՆ, Ս. Պ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ֆերմի-տևսրի բևկման ցուցիչի պրոֆիլով օպտիկական ալիքատարների ալիքային հավասարումը լուծվել է անալիտիկորեն: Ստացվել է ճշգրիտ դիսպերսիոն հավասարում և կատարվել է այդ օպտիկական ալիքատարների բևկման ցուցիչի պրոֆիլի հաշվարկ:

EXACT SOLUTION OF THE PROBLEM OF S-WAVEGUIDES REFRACTION INDEX PROFILE DETERMINATION

E. A. ARUTYUNYAN, S. KH. GALOYAN, S. P. POGOSYAN

The wave equation for optical waveguides with Fermi-type refractive index profile is analytically solved. The exact dispersion equation is derived and the refractive index profile for such a type of waveguides is calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 219—223 (1989)

УДК 535.535.24:535.6

ВАРИАЦИЯ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ В КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

К. Е. АСАТРЯН, Н. В. ТАБИРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 декабря 1988 г.)

Показано, что вариация свободной энергии прозрачной среды в квазимонохроматическом световом поле зависит от дисперсных свойств среды. Сила, обусловленная дисперсией, действует только в случае, когда мгновенная частота световой волны меняется во времени.

1. В работе [1] (см., также [2], § 81) было показано, что при вариации диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon$ среды, находящейся во внешнем электрическом поле, плотность свободной энергии меняется на величину

$$\delta F = - \frac{E^2}{8\pi} \delta\epsilon, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля. На примере замкнутой системы, состоящей из конденсатора и катушки индуктивности было показано, что выражение (1) справедливо также для квазимонохроматического поля $E = E_0(t) \exp(-i\omega t)$ в диспергирующей среде с замедленной F и E на усредненные по периоду высокочастотных колебаний $\tau \sim \omega^{-1}$ величины $\bar{F}$ и $\bar{E}$; $\delta\epsilon$ в этом случае соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды на частоте ω .

В настоящей работе получено выражение для вариации свободной энергии диспергирующей среды в квазимонохроматическом световом поле. Показано, что $\delta\bar{F}$ может зависеть от дисперсных свойств среды $d\epsilon(\omega)/d\omega$ при временной вариации мгновенной частоты квазимонохроматической волны.

2. Известное выражение для средней плотности энергии квазимонохроматической электромагнитной волны в прозрачной, изотропной и диспергирующей среде в оптическом диапазоне частот [2]

$$\bar{U} = \frac{1}{16\pi} \left[\left(\epsilon + \omega \frac{d\epsilon}{d\omega} \right) |\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2 \right], \quad (2a)$$