

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.372.414

К ТЕОРИИ ПРИЗМЕННОГО НАКОПИТЕЛЯ С АНИЗОТРОПНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

Л. В. Иогансен, В. В. Малов

Для управления когерентным светом в интегральной оптике [1] нашли применение резонансные туннельные эффекты в плоских диэлектрических волноводах [2, 3]. Подобные эффекты ранее исследовались в ионосферной плазме [4]. Известно, что призмный накопитель [3] может быть использован для управления излучением. Так, за счет введения клиновидности резонансного волновода [5] или медленного изменения показателя преломления вдоль волновода [6] можно осуществлять фокусировку туннельно излучаемых волн в перпендикулярной к волноводу плоскости или, наоборот, резонансно заканчивать цилиндрическую волну. Отклонение излучения в той же плоскости можно осуществлять путем изменения толщины волновода [7]. Отклонение и фокусировку в плоскости волновода можно осуществлять с помощью ступенчатых неоднородностей волновода [7].

Представляет интерес исследование других возможных механизмов отклонения или фокусировки волн, туннельно излучаемых из волновода. В этих целях перспективно использовать оптически анизотропные монокристаллические пленочные волноводы [8] и оптические волноводы из жидких кристаллов [9]. Последние позволяют легко управлять направлением оптической оси. В настоящем сообщении мы исследуем условие резонанса для призмного накопителя с волноводом из одноосного кристалла с произвольным наклоном оптической оси в перпендикулярной к волноводу плоскости распространения света. Мы показываем, что при этом, поворачивая оптическую ось, можно сильно отклонять или фокусировать туннельно излучаемую из резонатора необыкновенную волну.

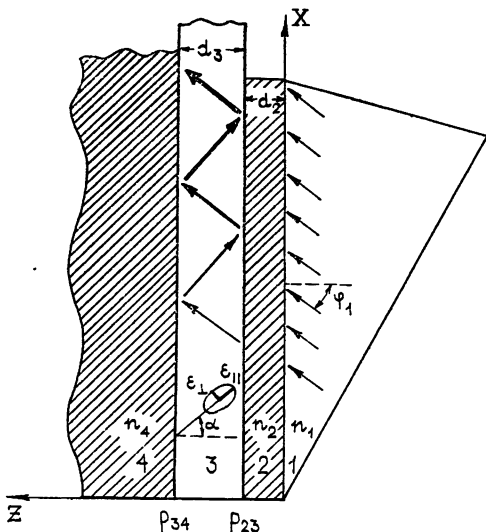


Рис. 1. Призмный накопитель [2, 3], в котором резонаторный волновод 3 является одноосным кристаллом с произвольным углом наклона α оптической оси в плоскости чертежа. Свет падает из среды 1 под углом φ_1 , превышающим предельный угол ПВО, и туннельно просачивается сквозь прослойку 2.

На рис 1 изображен призмный накопитель [3], где резонаторный волновод 3 является одноосным кристаллом, оптическая ось которого может поворачиваться на произвольный угол α в плоскости распространения света xz . При этом тензор диэлектрической проницаемости имеет следующие не равные нулю компоненты:

$$\epsilon_{xx} = \frac{\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}}{2} - \frac{\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}}{2} \cos 2\alpha, \quad \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp},$$

$$\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \frac{\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}}{2} \sin 2\alpha, \quad \epsilon_{zz} = \frac{\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}}{2} + \frac{\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}}{2} \cos 2\alpha. \tag{1}$$

Полноотражающие среды 2 и 4 считаем изотропными диэлектриками с показателями преломления n_2 и n_4 . В случае ничтожно малой туннельной прозрачности слоя 2 условие резонанса для накопителя отвечает возбуждению собственных колебаний изолированного волновода 3.

Для s -поляризованной волны, у которой вектор электрического поля E направлен вдоль оси y перпендикулярно плоскости рисунка (обыкновенная волна), условия резонанса в волноводе 3 не отличаются от таковых в изотропном диэлектрическом волноводе с $n_3^2 = \epsilon_{\perp}$. Анизотропия существенна лишь для p -поляризованной волны, у которой вектор E лежит в плоскости XZ (необыкновенная волна), поэтому мы будем рассматривать именно эту волну. Условие резонанса для необыкновенной волны в одноосном волноводе, приведенное, например, в [10, 11], удобно записать для величины $n_x = n_1 \sin \varphi_1$, поскольку $(\omega/c)n_x = k_x$ есть продольная составляющая волнового вектора, сохраняющаяся неизменной во всех средах (c — скорость света, ω — частота волны). Условие резонанса имеет вид

$$\sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}} \frac{\omega}{c} d_3 \frac{\sqrt{\epsilon_{zz} - n_x^2}}{\epsilon_{zz}} - \arctg \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel}}}{n_2^2} \frac{\sqrt{n_x^2 - n_2^2}}{\sqrt{\epsilon_{zz} - n_x^2}} \right) - \arctg \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}}}{n_4^2} \frac{\sqrt{n_x^2 - n_4^2}}{\sqrt{\epsilon_{zz} - n_x^2}} \right) = m\pi. \quad (2)$$

Здесь $m = 0, 1, 2, \dots$ — номер моды резонатора, $\left. \begin{matrix} n_2^2 \\ n_4^2 \end{matrix} \right\} < n_x^2 < \epsilon_{zz}$. При заданных $(\omega/c)d_3$

(2) определяет резонансные углы $\varphi_{1 \text{ рез}}$, при которых осуществляется резонансная туннельная закачка (или вытекание) света сквозь прослойку 2.

Уравнение (2) решается численно. Однако для симметричного волновода ($n_2 = n_4$) в двух предельных случаях решение (2) имеет простой и наглядный физический смысл. Эти случаи мы и рассмотрим.

В случае тонкого одномодового волновода, когда $\sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}} \frac{\omega}{c} d_3 \ll 1$, т. е. $d_3 \ll \ll \lambda_0/2\pi\sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}}$ (например, при $n_{\parallel} = 3$, $n_{\perp} = 2$ это дает $d_3 \ll \lambda_0/12\pi$), (2) имеет решение лишь при $m = 0$ вида $n_x \text{ рез} \approx n_2$. Это соответствует условию $\sin \varphi_{1 \text{ рез}} \approx n_2/n_1$, т. е. предельному углу ПВО. При этом результат практически не зависит от угла α : поправка $\Delta \varphi_{1 \text{ рез}}(\alpha)$ квадратична по малому параметру и равна $\frac{n_2}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \frac{(n_2/\omega c) d_3}{8\epsilon_{zz}^2} \times (\epsilon_{zz} - n_2^2)^2$. Физический смысл здесь прост: ввиду тонкости резонатора основная часть энергии сосредоточена в поверхностных волнах в средах 2 и 4 вне волновода, и изменение условий внутри волновода 3 мало сказывается.

В противоположном пределе «толстого» многомодового волновода, $d_3 \gg \lambda_0/2\pi\sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}}$ (при $n_{\parallel} = 3$, $n_{\perp} = 2$ это выполнено уже для $d_3 \geq \lambda_0$), для основной моды ($m = 0$) решение (2) имеет вид $n_x \text{ рез} \approx \sqrt{\epsilon_{zz}}$, откуда $\sin \varphi_{1 \text{ рез}} \approx \sqrt{\epsilon_{zz}}/n_1$. Если выбрать $n_1 = n_{\parallel}$, то, изменяя α от $\pi/2$ до 0, получим изменение $\varphi_{1 \text{ рез}}$ в пределах от $\varphi_{\text{min}} = \arcsin \frac{n_{\perp}}{n_{\parallel}}$ до $\pi/2$. Для $n_{\parallel} = 3$, $n_{\perp} = 2$ $\varphi_{\text{min}} \approx 42^\circ$. Для волновода из нематического жидкого кристалла типа, рассмотренного в [12], где $n_{\parallel} = 1,8$, $n_{\perp} = 1,5$ $\varphi_{\text{min}} = 56^\circ$. Физически этот предельный случай соответствует тому, что лучевой вектор волны в резонаторе близок по направлению к оси x , соответственно вектор E необыкновенной волны близок к направлению оси z , и $n_3 \approx \sqrt{\epsilon_{zz}}$. Поэтому изменение ϵ_{zz} путем поворота оптической оси сильно меняет условие резонанса, позволяя отклонять или фокусировать туннельное излучение в широких угловых пределах. Для отклонения луча ось следует поворачивать на одинаковый вдоль всего волновода 3 угол, что эквивалентно эффекту изменения толщины резонатора [7]. Для фокусировки угол поворота оси должен изменяться вдоль x , обеспечивая подобие эффекта клиновидности резонатора [8].

В заключение авторы благодарят В. Л. Гинзбурга за предоставленную возможность обсудить результаты на общемосковском теоретическом семинаре при ФИАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. F. Taylor and A. Yariv, Proc. IEEE, **62**, 1044 (1974).
2. L. V. Iogansen, J. Opt. Soc. Amer., **66**, 972 (1976).
3. Л. В. Иогансен, ЖЭТФ, 1838 (1961), Авторское свидетельство № 150542, Бюлл. изобретений № 19 (1962); ЖТФ, **32**, 406 (1962); **36**, 2056 (1966); **38**, 781 (1968).
4. Б. Н. Гершман, В. Л. Гинзбург, Н. Г. Денисов, УФН, **61**, 561 (1957).
5. Л. В. Иогансен, Н. А. Кравцов, Ю. В. Глобенко, ЖТФ, **45**, 1304 (1975).
6. Л. В. Иогансен, Ю. В. Глобенко, Изв. вузов — Радиофизика, **19**, № 2, 256 (1976).
7. Л. В. Иогансен, Н. А. Кравцов, Ю. В. Глобенко, И. В. Азова, Оптика и спектроскопия, **43**, 771 (1977).
8. R. Ulrich, Appl. Opt., **15**, 1363 (1976).
9. Л. М. Блинов, УФН, **114**, 67 (1974).
10. D. F. Nelson and J. McKenna, J. Appl. Phys., **38**, 4057 (1967).
11. D. P. Gia Russo and J. H. Harris, J. Opt. Soc. Amer., **63**, 138 (1973).
12. М. Ф. Гребенкин, В. А. Селиверстов, Л. М. Блинов, В. Г. Чигринов, Кристаллография, **20**, 984 (1975).

Всесоюзный заочный институт
текстильной и легкой промышленности

Поступила в редакцию
28 января 1977 г.

УДК 621.372.82

О ПОЛЕ ВЫРОЖДЕННЫХ ВОЛН

Т. И. Бичуцкая

Наряду с исследованием поля вырожденных волн в однородном волноводе [1] представляет интерес рассмотреть рассеяние вырожденной ТМ-волны на импедансной ступеньке в волноводном канале. Решение этой задачи позволит осветить вопрос о поведении вырожденных волн в нерегулярных задачах [2]. Пусть в декартовой системе координат (x — продольная координата, z — поперечная) слева на импедансную ступеньку, расположенную при $x = x_0$ на верхней стенке волновода, нижняя стенка которого — металлическая, падает вырожденная ТМ-волна [1]

$$H_{yn}(x, z) = \frac{Jh_d}{h} \frac{i\delta'_2 \beta}{\beta^2} \cos \sqrt{1 - \omega_0^2 z} e^{i\omega_0 x} \left[\frac{ix}{\omega_0} - \beta^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{3 - 4i\delta'_2 \beta}{3i\delta'_2 \beta(1 - i\delta'_2 \beta)} + \frac{z \operatorname{tg} \sqrt{1 - \omega_0^2 z}}{\sqrt{1 - \omega_0^2 z}} \right], \quad (1)$$

где ω_0 — продольное волновое число левой части волновода, $x = kr$, J — ток в антенне, h_d — ее действующая высота, ω — круговая частота, δ'_2 — приведенный поверхностный импеданс верхней стенки, $z = kz$, z — поперечная координата, $\beta = kh$, h — высота волновода, k — волновое число; граничные условия — импедансные:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{z=h} = \begin{cases} ik\delta'_2 H_y & (x - x_0 < 0) \\ ik\delta''_2 H_y & (x - x_0 > 0) \end{cases}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (2)$$

Будем искать рассеянную волну на импедансной ступеньке с учетом условия на нижней стенке волноводного канала в виде

$$H_{y \text{ рас}} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega) \cos \sqrt{1 - \omega^2} z e^{i\omega(x-x_0)} d\omega. \quad (3)$$

Тогда рассматриваемая задача сведется к решению системы двух интегральных уравнений