

05.2; 07

© 1991

## ГАММА-ВОЛНОВОД

Ю.И. Д у д ч и к, Ф.Ф. К о м а р о в,  
Я.А. К о н с т а н т и н о в

Классическими волноводами для квантов видимого и ближнего инфракрасного диапазона спектра являются диэлектрические структуры, поперечные размеры которых сравнимы с длиной волны распространяющегося по ним излучения [1]. Постоянная распространения излучения вдоль оси волновода  $\beta$  принимает дискретные значения, и этот факт играет существенную роль при создании и исследовании интегрально-оптических устройств. Известны также рентгеновские волноводы [2-3]. Так как действительная часть показателя преломления рентгеновского излучения для всех веществ, как правило, немного меньше единицы и увеличивается с уменьшением концентрации электронов в среде, то направленное распространение излучения можно получить в волноводе, сердцевина которого состоит из вещества с меньшей электронной плотностью. Примером такого волновода может служить полый капилляр. Однако, поскольку диаметр известных на сегодня стеклянных капилляров не меньше, чем 10-100 мкм, то число поперечных волноводных мод в таких структурах достаточно велико, а постоянная распространения  $\beta$  изменяется непрерывно. Аналогом капилляра для квантов излучения гамма-диапазона спектра является тонкопленочная структура, состоящая из чередующихся слоев „тяжелого” и „легкого” материала. При этом толщина слоя „тяжелого” материала выбирается достаточной для осуществления полного внешнего отражения гамма-квантов от границы раздела слоев. М.А. Кумахов предложил [3] использовать такие структуры для фокусировки гамма-излучения. В [4] осуществлен ввод излучения с длиной волны 1.54 Å в волновод, поддерживающий две моды. Роль волновода играла тонкопленочная структура  $Al_2O_3 - BN - Al_2O_3$ . Толщина слоя  $BN$  равна 300-500 Å. Однако практического применения данный результат, по-видимому, не нашел из-за небольшой длины пробега фотонов ( $\lesssim 1$  мм) в указанной структуре.

В данном сообщении показано, что в тонкопленочных структурах, состоящих из чередующихся слоев „тяжелого” и „легкого” материала, при определенной толщине слоя, в котором происходит распространение потока энергии (из „легкого” материала), возможно распространение ограниченного числа ( $\geq 1$ ) локализованных волноводных мод излучения жесткого рентгеновского и гамма-диапазона спектра. При этом число волноводных мод при данной толщине указанного слоя не зависит от длины волны излучения.

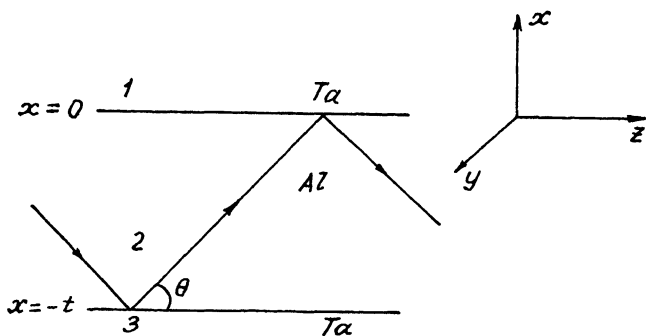


Рис. 1. Симметричный планарный волновод для  $\gamma$ -квантов, состоящий из слоев  $AlN$  (2) и  $Ta$  (1, 3).  $t$  - толщина слоя алюминидия.

Рассмотрим распространение рентгеновского излучения в симметричном планарном волноводе (тонкопленочной структуре). Показатель преломления  $l$ -го слоя -  $n_l = 1 - \alpha_l - i\gamma_l$ , при этом будем считать, что  $\alpha_l \gg \gamma_l$ . Необходимым условием существования локализованных в слое 2 (рис. 1) волноводных мод при достаточной толщине слоев 1 и 3 является неравенство  $n_2 > n_1$  ( $n_1 = n_3$ ) или, так как  $n_l \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}$ ,  $\omega_{p1} > \omega_{p2}$ , где  $\omega_{pl}$  - плазменная частота колебаний электронов,  $\omega$  - частота фотонов. Решение уравнения Максвелла для поля  $E_y(x, z, t)$  ТЕ-волны, распространяющейся в волноводе в направлении оси  $z$  имеет вид [1]:

$$E_y(x, z, t) = E_y(x) \exp(i(\omega t - \beta z)), \quad (1)$$

где  $\omega = \frac{k}{c}$  - круговая частота фотонов,  $c$  - скорость света,

$\beta$  - постоянная распространения в направлении оси  $z$ . Общий вид функции  $E_y(x)$  для локализованных мод хорошо известен [1] - это экспоненты с отрицательным значением показателя преломления в области слоев 1 и 3 и функции типа  $\sin(hx + a)$  в области слоя 2. Постоянная распространения  $\beta$  принимает дискретные значения, которые для ТЕ-мод определяются из решения уравнения (2):

$$\operatorname{tg}(ht) = 2\rho \left( h \left( 1 - \frac{\rho^2}{h^2} \right) \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $h^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta_m^2$ ,  $q^2 = \beta^2 - n_1^2 k_0^2$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ ,  $t$  - толщина волноводного слоя 2. Число  $m_s$  - возможных локализован-

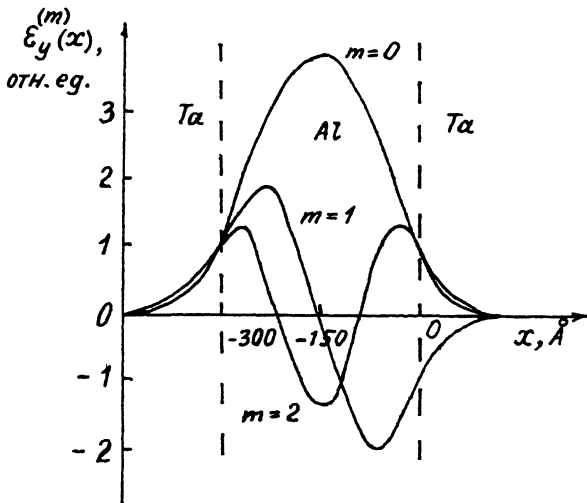


Рис. 2. Распределение поля  $\varepsilon_y^{(m)}(x)$  в первых трех модах для фотонов с энергией 1 МэВ, распространяющихся в направлении оси  $\hat{z}$  в структуре Та-Ал-Та. Толщина слоя АЛ равна 300 Å.  $m$  – порядок моды.

ных мод в волноводе увеличивается с ростом толщины слоя 2 и определяется из условия отсечки (3):

$$k_0(n_2^2 - n_1^2)^{1/2} t = m_s \pi, \quad (3)$$

где  $m_s = 0, 1, 2, \dots$ . Это условия для фотонов рентгеновского диапазона записывается как

$$\frac{1}{c} (\omega_{p_1}^2 - \omega_{p_2}^2)^{1/2} t = m_s \pi. \quad (4)$$

Простой расчет показывает, что, например, для структуры Та-Ал-Та ( $\hbar\omega_{p_1} = 74.6$  эВ,  $\hbar\omega_{p_2} = 32.9$  эВ) число локализованных ТЕ-рентгеновских мод равно 4 при толщине слоя 2 (алюминия)  $t \approx 370$  Å, или, пользуясь терминологией оптико-лучевого приближения, в указанной структуре возможно распространение четырех плоских волн с углами скольжения  $\theta_m$  относительно границы раздела слоев, где  $\theta_m = \arctg(h / \beta_m)$ . При  $t \leq 90$  Å волновод будет поддерживать одну моду. На рис. 2 показано рассчитанное распределение поля  $\varepsilon_y(x)$  в первых трех возможных модах для фотонов с энергией 1 МэВ, распространяющихся в структуре Та-Ал-Та. Толщина слоя алюминия равна 300 Å.

Можно дать следующее объяснение этого факта, что постоянная распространения  $\beta_m$  рентгеновских фотонов принимает дискретные значения. Известно [5], что при полном внешнем отражении

Рассчитанные значения средней длины пробега фотонов  $L_m$  с энергией  $E_\gamma = 50$  кэВ, 100 кэВ, 1 МэВ для структуры Та-Ал-Та.  $m$  - порядок моды, толщина слоя алюминия равна 300 Å

$E_\gamma$ , кэВ	$L_0$ , мм	$L_1$ , мм	$L_2$ , мм
50	4.5	1.68	0.7
100	7.1	2.23	0.87
1000	129	102	69.4

рентгеновских квантов от границы раздела сред, в среде с меньшим показателем преломления существуют экспоненциально убывающие электромагнитные волны. При этом глубина проникновения волны, как видно и из рис. 2, составляет величину 10-100 Å. Если толщина волноводного слоя по порядку величины совпадает со значением глубины проникновения поля в слой 1(3) (рис. 1) при полном внешнем отражении, то распределение поля в волноводе будет носить ярко выраженный модовый характер. Например, волноводы для фотонов видимого диапазона спектра имеют поперечный размер, равный приблизительно длине волны излучения, поскольку глубина проникновения света в диэлектрик сравнима с длиной волны квантов.

Проведем оценки ослабления мощности излучения в соответствующей моде за счет его поглощения средой слоев 1, 2, 3. Так как по предположению  $\gamma_e \ll \alpha_e$ , где  $l$  - номер слоя, то мнимую поправку  $i \frac{1}{2} \mu_m$  к постоянной распространения  $\beta_m$  можно рассчитать, пользуясь теорией возмущения. Согласно [1],  $\beta_m = \beta_m^{(0)} - i \frac{1}{2} \mu_m$ , где  $\beta_m^{(0)}$  - постоянная распространения в отсутствии поглощения,

$$\mu_m = \frac{4\pi}{\lambda} \gamma_2 \Gamma_2^{(m)} + \frac{8\pi}{\lambda} \gamma_1 \Gamma_1^{(m)}, \quad (5)$$

$\lambda$  - длина волны излучения,

$$\Gamma_1^{(m)} = \frac{\int_0^\infty |\varepsilon_y^m(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^\infty |\varepsilon_y^m(x)|^2 dx}, \quad \Gamma_2^{(m)} = \frac{\int_{-\infty}^0 |\varepsilon_y^m(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^\infty |\varepsilon_y^m(x)|^2 dx}. \quad (6)$$

Затухание мощности  $\rho_m$  с глубиной  $z$  в моде с номером  $m$  и постоянной распространения  $\beta_m$  определяется соотношением (7):

$$P_m(z) = P_m(0) \exp(-\mu_m z).$$

(7)

В таблице приведены рассчитанные значения средней длины пробега фотонов  $L_m$  (величина  $1/\mu_m$ ) с энергией 50, 100, 1000 кэВ в структуре Ta-Al-Ta. Толщина слоя алюминия=300 Å. Толщина слоев тантала предполагается достаточной для существования эффекта полного внешнего отражения, т.е. равна 200-300 Å.

Из таблицы видно, что с увеличением порядка моды длина пробега фотонов уменьшается, что является известным фактом для излучения видимого диапазона.

Отмеченные в данном сообщении особенности распространения рентгеновского и гамма-излучения в тонкопленочных волноводах, а именно ярко выраженный модовый характер распределения поперечного поля при определенной толщине волноводного слоя, могут послужить основой для разработки целого ряда устройств, подобных интегрально-оптическим. Например, если волновод поддерживает только одну моду, то на выходе из структуры должны распространяться два пучка, расходимость которых значительно меньше критического угла полного внешнего отражения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Я р и в А., Ю х П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [2] В и н о г р а д о в А.В., К о ж е в н и к о в И.В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 9. С. 1755-1762.
- [3] К у м а х о в М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [4] S p i l l e r E., S e g m u l l e r A. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 2. P. 60-61.
- [5] Б л о х и н М.А. Физика рентгеновских лучей. М. Гос. изд. техн.-теор. лит., 1957. 518 с.

Поступило в Редакцию  
14 мая 1990 г.