

07; 09

© 1990 г.

## ДИФРАКЦИЯ ВОЛНОВОДНЫХ МОД НА ПЛАНАРНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ

И. И. Иткин, С. М. Шандаров

Излагаются результаты исследования дифракции волноводных мод на планарных голографических решетках (ГР), формируемых посредством фоторефрактивной записи в оптических волноводах на ниобате лития. Приводятся расчетные зависимости интегралов перекрытия от периода ГР в волноводах на  $Y$ - и  $Z$ -срезах кристалла при взаимодействии  $TE$ -мод с одинаковым номером в случае преобладания фотогальванического механизма записи. Представлены результаты эксперимента по определению эффективных фотогальванических констант для планарных и объемных ГР с различным периодом.

1. В работах [1-5] экспериментально исследовались различные варианты фоторефрактивной записи голографических решеток (ГР) в планарных оптических волноводах на ниобате лития и дифракция волноводных мод на этих решетках. Интерес к записи в волноводных структурах (ВС) на основе электрооптических кристаллов вызван прежде всего высокой скоростью формирования и динамическим характером голограмм [3], а также возможностью реализации направленной перекачки энергии между пучками [4] и различных параметрических процессов [5]. Теоретический анализ явлений фоторефракции в волноводах затруднен необходимостью рассматривать световые и наведенные поля в виде двумерных функций и был проведен лишь для некоторых частных случаев [6, 7], не отражающих в полной мере реальной физической картины.

Данная работа посвящена анализу дифракции волноводных  $TE$ -мод на планарных ГР, сформированных в электрооптических кристаллах, в частности в ниобате лития.

2. Рассмотрим ВС, для которой нормалью к плоскости волновода является ось  $Z$ . Пусть вектор ГР  $K_p$  ориентирован вдоль оси  $Y$ , а удовлетворяющие точно условию Брэгга волновые векторы  $K_1$  и  $K_2$  взаимодействующих волноводных  $TE$ -мод составляют малые углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  с осью  $X$  (рис. 1). Малость углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  позволяет считать световые волны поляризованными точно по оси  $Y$ . Сформированную на  $Z$ -срезе кристалла ГР с вектором  $K_p \parallel OY$  будем называть планарной ГР  $ZY$ -ориентации.

Ограничимся анализом эффектов дифракции волноводных мод на ГР, пренебрегая самодифракцией и фоторефрактивными изменениями эффективных показателей преломления и распределений световых полей в ВС. В рассматриваемом приближении амплитуды полей взаимодействующих волноводных мод  $C_1(x)$  и  $C_2(x)$  удовлетворяют хорошо известным в планарной акустооптике уравнениям связанных волн [8]

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{dx} &= -ik \frac{C_2 \Gamma_{12}}{2n_1^* \cos \theta_1}, \\ \frac{dC_2}{dx} &= -ik \frac{C_1 \Gamma_{21}}{2n_2^* \cos \theta_2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме;  $n_1^*$  и  $n_2^*$  — эффективные показатели преломления взаимодействующих мод.

Интегралы перекрытия  $\Gamma_{12}$  и  $\Gamma_{21}$  определяются известными выражениями [8]

$$\Gamma_{12} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_1(z) \Delta \varepsilon_{22}(z, t) E_2^*(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_1(z)|^2 dz}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{21} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_2(z) \Delta \varepsilon_{22}(z, t) E_1^*(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_2(z)|^2 dz}, \quad (3)$$

где  $E_1(z)$ ,  $E_2(z)$ ;  $\Delta \varepsilon_{22}(z, t)$  — наведенные полем ГР возмущения высокочастотной диэлектрической проницаемости кристалла  $\varepsilon_{22}$ .

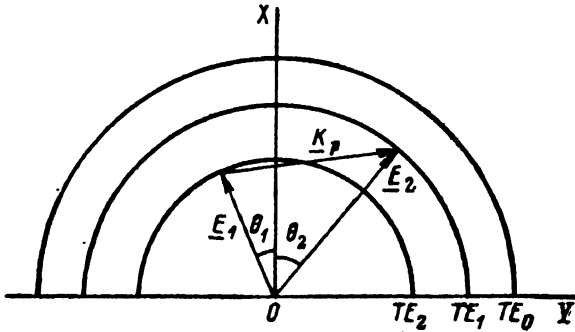


Рис. 1.

Рассматривая восстановление голограммы опорным световым пучком с мощностью  $P_1(0) = P_{10}$  (в этом случае  $P_2(0) \sim |C_2(0)|^2 = 0$ ), из решения системы (1) получаем выражение для эффективности дифракции волноводной моды на ГР

$$\eta = \frac{P_2(l)}{P_{10}} = \sin^2 \left[ \frac{kl \sqrt{\Gamma_{12} \Gamma_{21}}}{2n_1^* \cos \theta_1} \right]. \quad (4)$$

Таким образом, эффективность дифракции волноводных мод на ГР определяется интегралами перекрытия световых полей взаимодействующих мод с распределением связывающих их возмущений диэлектрической проницаемости.

3. Нахождение имеющей место при записи ГР в рассматриваемой ВС эволюции распределений возмущений  $\Delta \varepsilon_{22}(z, t)$  во времени является в общем случае сложной задачей. Возмущения  $\Delta \varepsilon_{22}(z, t)$  определяются распределением потенциала наведенного электрического поля  $\varphi$ , удовлетворяющего уравнению, следующему из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon_2^S \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \varepsilon_3^S \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sigma_2 \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_3 \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial y} (\delta_2^\Phi + \delta_2^A) - \frac{\partial}{\partial z} (\delta_3^\Phi + \delta_3^A). \quad (5)$$

Здесь  $\varepsilon_m^S$  и  $\sigma_m$  — компоненты тензоров статической диэлектрической проницаемости и проводимости кристалла,  $\delta_m^\Phi$  и  $\delta_m^A$  — компоненты векторов плотности фотогальванического и диффузионного токов соответственно. Решение уравнения (5) в общем виде затруднено следующими обстоятельствами. Для анизотропных сред, таких как ниобат лития,  $\varepsilon_2^S \neq \varepsilon_3^S$ ,  $\sigma_2 \neq \sigma_3$ . В  $\sigma_m$  должна быть учтена как темновая, так и фотопроводимость кристалла. Первая может зависеть от  $z$  вследствие неоднородности распределения активной примеси по поперечному сечению ВС (например, для волноводов  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  [3]). Зависимость фотопроводимости от  $y$  и  $z$  определяется, кроме того, неоднородностью распределения светового поля вдоль этих направлений. Плотности диффузионного и фотогальванического токов, связанные с интерференционными картинами светового

поля и концентрацией активной примеси в ВС, также изменяются не только вдоль вектора решетки  $K_p \parallel OY$ , но и по глубине волновода.

В ряде случаев (некоторые из них рассмотрены ниже) зависимости потенциала от времени и координаты  $z$  разделяются и интегралы перекрытия могут быть представлены в форме

$$\Gamma_{12}(t) = S \{ \Delta \epsilon_{\phi}^V f_{\phi}(t) \Gamma_{\phi}^{ZY}(\Lambda) + \Delta \epsilon_{\kappa}^V f_{\kappa}(t) \Gamma_{\kappa}^{ZY}(\Lambda) \}. \quad (6)$$

Здесь  $\Delta \epsilon_{\phi}^V$  и  $\Delta \epsilon_{\kappa}^V$  — величины, определяющие амплитуду возмущений диэлектрической проницаемости, возникающих в объемной среде с физическими свойствами, соответствующими волноводному слою, при наличии фотогоальванического и диффузионного механизмов записи ГР. Величина  $S$  представляет собой некий геометрический фактор, характеризующий выигрыш в интенсивности световых волн в волноводе по сравнению с объемной средой. Перекрытие полей волноводных мод с нормированными распределениями возмущений  $\Delta \epsilon_{22}(z)$  определяется параметрами перекрытия  $\Gamma_{\phi}^{ZY}(\Lambda)$  и  $\Gamma_{\kappa}^{ZY}(\Lambda)$ , зависящими от периода ГР  $\Lambda$ . Абсолютные значения этих параметров лежат в пределах от нуля до единицы. При  $|\Gamma^{ZY}(\Lambda)| = 0$  дифракция на Гр отсутствует, а при  $|\Gamma^{ZY} \times \times(\Lambda)| = 1$  мы имеем полное соответствие распределений  $\Delta \epsilon_{22}(z)$  и  $E_1(z)$ , что характерно для записи ГР в неограниченной среде.

В случае, когда запись осуществляется световыми пучками круглого сечения с мощностями  $P_1$ ,  $P_2$  и апертурой  $a$ , амплитуды возмущений диэлектрической проницаемости из выражения (6) могут быть записаны в виде

$$\Delta \epsilon_{\phi}^V(t) = 2 \sqrt{P_1 P_2} \frac{n_0^4}{\epsilon_0^2 \epsilon_s^2} r^* f_{\phi}(t) \frac{4}{\pi a^2} \beta^*, \quad (7)$$

$$\Delta \epsilon_{\kappa}^V(t) = 2 \sqrt{P_1 P_2} \frac{n_0^4}{\epsilon_0^2 \epsilon_s^2} r^* f_{\kappa}(t) \frac{4}{\pi a^2} \left( -i \frac{k_B T}{e} K_p \right), \quad (8)$$

где  $n_0$  — обыкновенный показатель преломления кристалла,  $r^*$  и  $\beta^*$  — эффективные значения электрооптической и фотогоальванической постоянных,  $K_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $e$  — заряд электрона. Геометрический фактор  $S = \pi a n_0 \cdot (4h^* n^*)^{-1}$  определяется эффективной толщиной волновода  $h^*$  и эффективным показателем преломления взаимодействующих  $TE$ -мод  $n^*$ .

Отметим, что параметры перекрытия  $\Gamma_{\phi}^{ZY}(\Lambda)$  и  $\Gamma_{\kappa}^{ZY}(\Lambda)$  в общем случае являются комплексными. Это связано со сдвигом фаз между формирующим ГР интерференционным световым полем  $J(y, z)$  и наведенными возмущениями  $\Delta \epsilon(y, z)$ , который, как отмечалось в [7, 9], может быть обусловлен двумерным характером распределений  $J(y, z)$  и  $\Delta \epsilon(y, z)$ .

4. В работе [7] решение уравнения (6) было найдено для начального участка фотогоальванической записи ГР  $TE$ -модами в волноводе, сформированном на  $Z$ -срезу кристалла симметрии  $3m$ . Предполагалось, что профиль показателя преломления ВС является ступенчатым, фотогоальванически активная примесь распределена равномерно в волноводном слое толщиной  $h$ , а граница  $z=0$  электрически закорочена. Следуя [7], представим входящие в соотношения (6)—(8) параметры и функции в виде

$$f(t) = t, \quad (9)$$

$$r^* = r_{13}, \quad \beta^* = \beta_{31}, \quad (10)$$

$$\Gamma_{12}^{ZY}(\Lambda) = B_1(\Lambda) + B_3(\Lambda) \frac{r_{22} \beta_{22}}{r_{13} \beta_{31}} + i \left[ B_2(\Lambda) \frac{\beta_{22}}{\beta_{31}} + B_4(\Lambda) \frac{r_{22}}{r_{13}} \right]. \quad (11)$$

Входящие в  $\Gamma_{12}(\Lambda)$  функции  $B_{1-4}(\Lambda)$  представляют громоздкие комбинации тригонометрических и экспоненциальных функций. В связи с этим анализ параметров перекрытия  $\Gamma_{12}(\Lambda)$  для процессов дифракции волноводных  $TE$ -мод на планарной ГР без изменения номера моды проводился нами численными методами.

На рис. 2 представлены зависимости величины  $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}^*$  от параметра планарной ГР  $\Lambda/h$ . Они соответствуют модельному волноводу  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  с параметрами ступенчатого профиля  $\Delta n = 0.01$ ,  $h = 10$  мкм. В расчетах использованы материальные константы ниобата лития из [10] и значения компонент фотогальванического тензора  $\beta$  на длине волны  $\lambda = 0.63$  мкм для кристалла  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  (0.03 вес.%) [11].

Из рис. 2 следует, что в рассматриваемом случае интегралы перекрытия являются комплексными величинами (см. формулу (11)). Мнимая часть  $\Gamma_{12}$  на порядок меньше вещественной вследствие малых значений фотогальванической и электрооптической постоянных  $\beta_{22}$  и  $r_{22}$ .

Отличительная особенность дифракции волноводных мод на рассматриваемой планарной ГР состоит в увеличении интеграла перекрытия (а значит, и

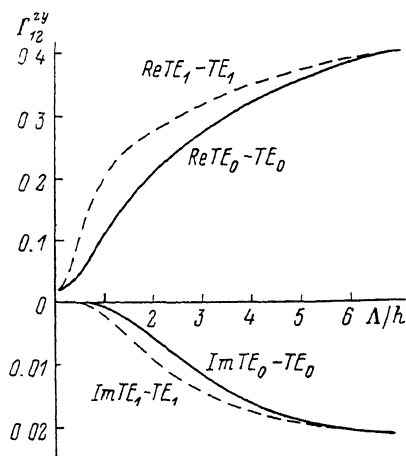


Рис. 2.

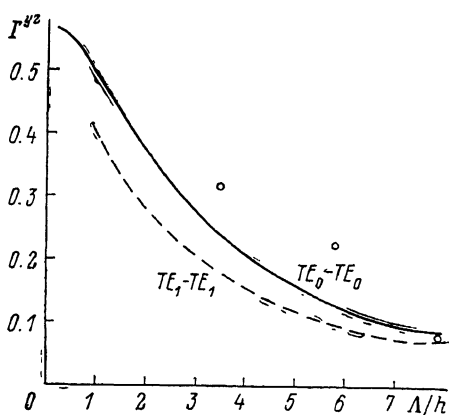


Рис. 3.

дифракционной эффективности) с увеличением периода  $\Lambda$ . Это связано с тем, что основной вклад в возмущения  $\Delta \epsilon_{22}$  на  $Z$ -срезе  $\text{LiNbO}_3$  дают ортогональные вектору решетки  $\mathbf{K}_p$  составляющая фотогальванического тока  $\delta_3 \sim \beta_{31}$  и компонента наведенного поля  $E_3$ . Для  $\Lambda \gg h$  компонента  $E_3$  в планарной ГР существенно превышает коллинеарную  $\mathbf{K}_p$  компоненту  $E_2$ . В то же время составляющие  $\delta_2 \sim \beta_{22}$  и  $E_2$ , доминирующие при записи ГР для  $\Lambda \ll h$ , не дают большого вклада в  $\Delta \epsilon_{22}$  из-за малых значений констант  $\beta_{22}$  и  $r_{22}$ .

Сравним дифракционные эффективности для объемной и планарной ГР, записываемых световыми пучками одинаковой мощности  $P_1 = P_2 = 5$  мВт с апертурой  $a = 3$  мм. При времени записи  $t = 3$  с и толщине решетки  $l = 5$  мм, используя соотношения (4), (6), (7) и (9)–(11), а также данные рис. 2, для планарной ГР с периодом  $\Lambda = 40$  мкм получаем  $\eta = 0.21$ . Эффективность дифракции  $\eta^v$  обыкновенно поляризованного света на объемной ГР с амплитудой  $\Delta \epsilon^v$ , определяемой выражением (7), не зависит от периода  $\Lambda$  и при тех же параметрах материала, энергетических характеристиках записывающего света и толщине решетки  $l = 5$  мм составляет величину  $\eta^v = 0.46 \cdot 10^{-4}$ . Выигрыш в скорости роста  $\eta(t)$  почти на два порядка по сравнению с  $\eta^v(t)$  объясняется большим значением геометрического фактора  $S$ .

5. Рассмотренная выше модель записи  $TE$ -модами планарных ГР на  $Z$ -срезу кристалла симметрии  $3m$  при ориентации вектора  $\mathbf{K}_p$  по оси  $Y$  является достаточно общей. Здесь отличны от нуля составляющие фотогальванического тока как вдоль вектора решетки, так и по нормали к волноводному слою. Обе компоненты наведенного поля электрической напряженности через электрооптический эффект дают вклад в модуляцию компоненты тензора диэлектрической проницаемости, обеспечивающей восстановление записанной ГР.

Вследствие этого выражения (6), (7), (9)–(11) могут быть использованы для описания планарных ГР в волноводных структурах на основе других

кристаллов, при других ориентациях подложки и вектора решетки  $K_p$ . Ограничимся ниже анализом ГР с вектором  $K_p$  вдоль оси  $Z$ , формируемой  $TE$ -модами в волноводе на  $Y$ -срезе кристалла симметрии  $3m$ . Такая ориентация подложки характерна для интегрально-оптических схем на основе кристаллов  $LiNbO_3$  и  $LiTaO_3$  [12].

Чтобы использовать формулы (6), (7), (9)–(11) для планарной ГР  $YZ$ -ориентации на кристалле симметрии  $3m$ , достаточно у всех тензорных величин взаимно поменять местами тензорные индексы 2 и 3. Проводя эту операцию и учитывая вид материальных тензоров в кристаллах симметрии  $3m$ , в результате получаем

$$\Delta\epsilon_{33} = \frac{\sqrt{J_1 J_2}}{\epsilon^S} n_e^4 tr_{33} \beta_{33} A' (y), \quad (12)$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \Delta\epsilon_3^V S \Gamma^{YZ} (\Lambda) t, \quad \Gamma^{YZ} (\Lambda) = B' (\Lambda), \quad (13)$$

$$\Delta\epsilon_{33}^V = 2 \frac{\sqrt{P_1 P_2}}{\epsilon^S} \frac{4}{\pi a^2} n_e^4 r_{33} \beta_{33}. \quad (14)$$

На рис. 3 представлены результаты численных расчетов зависимостей параметра перекрытия  $\Gamma^{YZ}$  от  $\Lambda/h$  для модельного волновода  $LiNbO_3 : Fe$  с теми же параметрами ступенчатого профиля и материала волноводного слоя, что и у рассмотренного выше волновода на  $Z$ -срезе. Характерно, что параметр перекрытия  $\Gamma^{YZ}$  растет с уменьшением периода ГР  $\Lambda$  и является вещественным. Это связано с тем, что вклад в возмущения  $\Delta\epsilon_{33}$  на  $Y$ -срезе  $LiNbO_3$  дают только коллинеарные вектору решетки составляющая фотогоальванического тока  $\delta_3 \sim \beta_{33}$  и компонента наведенного поля  $E_3$  ( $\Delta\epsilon_{33} \sim r_{33} E_3$ ). Фотогальванический ток вдоль оси  $Y$ , нормальной к плоскости волновода, здесь отсутствует, и при  $\Lambda/h \ll 1$  картина формирования планарной ГР практически не отличается от аналогичного процесса для объемной ГР.

Отметим, что скорость записи в волноводах на  $Y$ -срезе  $LiNbO_3$  оказывается выше, чем в случае  $YZ$ -ориентации. Так, эффективность дифракции  $\eta = 0.18$  на ГР с периодом  $\Lambda = 5$  мкм достигается здесь за время  $t = 0.3$  с при тех же параметрах записывающих пучков. В случае объемной ГР эффективность дифракции за то же время записи составляла  $\eta^V = 0.13 \cdot 10^{-4}$ . Большая скорость роста  $\eta$  ( $t$ ) и  $\eta^V$  ( $t$ ) в случае  $Y$ -среза ниобата лития объясняется тем, что значения констант  $r_{33}$  и  $\beta_{33}$  на длине волны  $\lambda = 0.63$  мкм превосходят  $r_{13}$  и  $\beta_{31}$  [10, 11].

6. Для ВС, фотопроводимостью которых можно пренебречь по сравнению с темновой проводимостью  $\sigma_T$ , при выполнении условия  $\epsilon_2^S / \sigma_T^2 = \epsilon_3^S / \sigma_T^3$  структура наведенных полей, определяемая уравнением (5), во времени не изменяется, а рост их амплитуды задается функцией

$$f(t) = \tau_M \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right) \right], \quad (15)$$

где  $\tau_M = \epsilon_3^S / \sigma_T^3$  — время максвелловской релаксации.

Описание дифракции света на планарных ГР в таких волноводах может проводиться с использованием соотношений (6) и (15). Для рассмотренных выше в разделах 4 и 5 ВС со ступенчатым профилем в этом случае справедливы выражения (10), (11) и (13), (14) соответственно.

7. Профили показателя преломления и фоточувствительных свойств реальных ВС могут существенно отличаться от ступенчатой функции [1, 3, 13]. Расчет интегралов перекрытия для таких ВС, как отмечалось выше, является сложной задачей. В этом случае фоторефрактивные характеристики планарных волноводов можно определить из экспериментальных данных. В частности, на начальном участке записи, когда токи проводимости пренебрежимо малы (см. уравнение (5)), кинетика нарастания наведенного поля ГР и в волноводах со сложным профилем описывается линейной функцией (9). При этом определяемые соотношениями (2) и (3) интегралы перекрытия удобно представить в виде

$$\Gamma_{mn} = S \Delta\epsilon_0^V \tilde{\Gamma}_{mn} (t). \quad (16)$$

Здесь параметр перекрытия  $\tilde{\Gamma}_{mn}$ , в общем случае комплексный и учитывающий как фотогоальванический, так и диффузионный механизмы записи, нормируется на  $\Delta \epsilon_0^V$  амплитуду возмущений диэлектрической проницаемости для некоторого  $z=z_0$  в волноводном слое, соответствующую доминирующему механизму формирования ГР.

Рассмотрим ниже планарную ГР  $YZ$ -ориентации, формируемую  $TE$ -модами одного номера в легированной фотогоальванически активной примесью ВС из ниобата лития. Учитывая соотношения (16) и (7), найдем из (4) выражение, описывающее кинетику изменения дифракционной эффективности при восстановлении планарной ГР одним из записывающих пучков,

$$\eta = \sin^2 \left\{ \frac{kn_z^2 r_{33} \beta_{33}^0 \sqrt{P_1 P_2} |\tilde{\Gamma}| lt}{\epsilon_0^S a h^* (n^*)^2 \cos \theta} \right\}. \quad (17)$$

Здесь  $\tilde{\Gamma} = \tilde{\Gamma}_{mn} = \tilde{\Gamma}_{mn}^*$ , а  $\beta_{33}^0$  соответствует значению фотогоальванической постоянной материала ВС для некоторого  $y=y_0$  (например,  $y=0$ ). Отметим, что полученное выражение описывает и кинетику формирования  $TE$ -модами планарной ГР  $XZ$ -ориентации в волноводах на  $\text{LiNbO}_3$ .

Из (17) следует, что исследование кинетики записи планарной ГР на начальном участке делает возможным определение величины  $\beta_{33}^0 |\tilde{\Gamma}|$ , характеризующей фоторефрактивные свойства ВС. Для определения мнимой части параметра  $\beta_{33}^0 |\tilde{\Gamma}|$  необходимо изучение перекачки мощности между пучками в процессе записи планарной ГР по известной методике, используемой в динамической голографии [14].

Нами экспериментально исследовались характеристики ВС, сформированной высокотемпературной диффузией Ti в легированном образце  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  (0.03 вес.%)  $X$ -ориентации. В данном волноводе на длине волны света  $\lambda = 0.63$  мкм возбуждались три  $TE$ -моды с эффективными показателями преломления  $n_0^* = 2.213$ ,  $n_1^* = 2.206$ ,  $n_2^* = 2.204$ . Его профиль хорошо аппроксимировался экспоненциальной функцией с параметрами  $\Delta n = 0.017$ ,  $h = 2.2$  мкм. Достаточно высокая степень легирования кристалла железом позволяет предположить преобладание фотогоальванического механизма записи как в подложке, так и в волноводном слое.

С целью экспериментального подтверждения этого предположения и для определения значения фотогоальванической константы  $\beta_{33}^0$  исследовалась кинетика роста дифракционной эффективности на начальном участке записи объемных ГР. Объемная решетка с вектором  $\mathbf{K}_p$ , коллинеарным  $OZ$ , формировалась двумя пучками круглого сечения, поляризованными по оси  $Z$ . Длина решетки в направлении биссектрисы угла между пучками, совпадающей с осью  $X$ , определялась толщиной образца  $d$  и составляла 4 мм. Эффективность дифракции  $\eta^V = 10\%$  достигалась за время  $t = 300$  с при мощности каждого из пучков  $\sim 0.8$  мВт и апертуре  $a = 1.8$  мм. Рассчитанные для различных периодов ГР из экспериментальных данных по известной методике [14] значения фотогоальванической константы  $\beta_{33}^0$  приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, полученные величины  $\beta_{33}^0$  колеблются вокруг среднего значения  $\bar{\beta}_{33}^0 = 0.39 \cdot 10^{-10}$  А/Вт, что связано с ошибками эксперимента. Таким образом, зависимости скорости записи от периода решетки не наблюдается. В пользу фотогоальванического механизма говорит также и тот факт, что характерная для диффузионного механизма стационарная перекачка как на объемной, так и на планарной ГР нами не обнаружена.

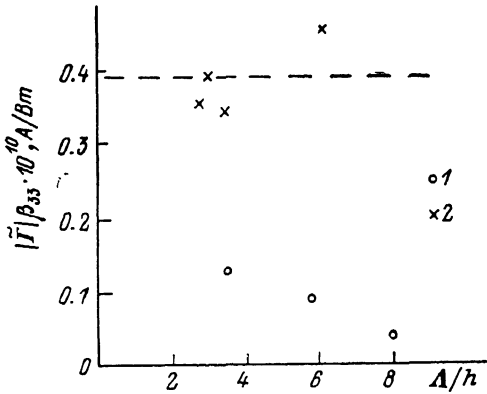


Рис. 4. Значения эффективной фотогоальванической константы.

1 — в волноводе, 2 — в объеме кристалла.

ванной высокотемпературной диффузией Ti в легированном образце  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  (0.03 вес.%)  $X$ -ориентации. В данном волноводе на длине волны света  $\lambda = 0.63$  мкм возбуждались три  $TE$ -моды с эффективными показателями преломления  $n_0^* = 2.213$ ,  $n_1^* = 2.206$ ,  $n_2^* = 2.204$ . Его профиль хорошо аппроксимировался экспоненциальной функцией с параметрами  $\Delta n = 0.017$ ,  $h = 2.2$  мкм. Достаточно высокая степень легирования кристалла железом позволяет предположить преобладание фотогоальванического механизма записи как в подложке, так и в волноводном слое.

С целью экспериментального подтверждения этого предположения и для определения значения фотогоальванической константы  $\beta_{33}^0$  исследовалась кинетика роста дифракционной эффективности на начальном участке записи объемных ГР. Объемная решетка с вектором  $\mathbf{K}_p$ , коллинеарным  $OZ$ , формировалась двумя пучками круглого сечения, поляризованными по оси  $Z$ . Длина решетки в направлении биссектрисы угла между пучками, совпадающей с осью  $X$ , определялась толщиной образца  $d$  и составляла 4 мм. Эффективность дифракции  $\eta^V = 10\%$  достигалась за время  $t = 300$  с при мощности каждого из пучков  $\sim 0.8$  мВт и апертуре  $a = 1.8$  мм. Рассчитанные для различных периодов ГР из экспериментальных данных по известной методике [14] значения фотогоальванической константы  $\beta_{33}^0$  приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, полученные величины  $\beta_{33}^0$  колеблются вокруг среднего значения  $\bar{\beta}_{33}^0 = 0.39 \cdot 10^{-10}$  А/Вт, что связано с ошибками эксперимента. Таким образом, зависимости скорости записи от периода решетки не наблюдается. В пользу фотогоальванического механизма говорит также и тот факт, что характерная для диффузионного механизма стационарная перекачка как на объемной, так и на планарной ГР нами не обнаружена.

Исследование кинетики формирования планарной ГР ХZ-ориентации в волноводе проводилось на моде  $TE_0$  также двухпучковым методом. Излучение с длиной волны  $\lambda = 0.63$  мкм вводилось в волновод и выводилось из него посредством призм из фосфида галлия, измеренная эффективность ввода составляла 10 %. Мощность каждого из волноводных пучков выбиралась из соображений удобства регистрации и составляла в волноводе  $\sim 0.06$  мВт. Длина области взаимодействия  $l = 9$  мм соответствовала расстоянию между призмами. Полученные в результате экспериментов временные зависимости эффективностей дифракции на начальном участке записи были близки к квадратичным. Используя выражение (16) и метод наименьших квадратов, мы определили значения эффективной фотогальванической константы  $\beta_{33}^* = \tilde{\Gamma} \beta_{33}^0$  для планарных ГР с периодами  $\Lambda_1 = 7.6$  мкм,  $\Lambda_2 = 12.8$  мкм и  $\Lambda_3 = 18$  мкм (рис. 4).

8. В работе [1] показано, что диффузия Ti в кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , содержащий примеси Fe в незначительных количествах, приводит к неоднородности распределения фоточувствительных центров  $\text{Fe}^{2+}$  по глубине волноводного слоя. Эффективная фотогальваническая постоянная  $\beta_{33}^*$  учитывает эту неоднородность, как и неполное перекрытие световых полей взаимодействующих мод с наведенными возмущениями  $\Delta \epsilon_{33}(x)$ . Из рис. 4 следует, что  $\beta_{33}^*$  для планарных ГР на X-срезу уменьшается с увеличением периода  $\Lambda$ .

Отметим, что характер зависимости  $\beta_{33}^*(\Lambda)$  для исследованного экспериментально волновода Ti:  $\text{LiNbO}_3$ : Fe (рис. 4) такой же, как у теоретической зависимости  $\Gamma^{YZ}(\Lambda)$  (рис. 3) для волновода со ступенчатым профилем. Для численной оценки параметров перекрытия  $\Gamma$  можно принять, что диффузия Ti существенно не изменяет фотогальванических свойств образца  $\text{LiNbO}_3$ : Fe с уровнем легирования железом 0.03 вес. %. Полагая  $\beta_{33}(x) = \beta_{33}^0 = \tilde{\beta}_{33}$ , из экспериментальных данных (рис. 4) найдем значения  $\Gamma(\Lambda)$ , представленные точками на рис. 3. Сравнение показывает, что численные значения найденных таким образом параметров перекрытия  $\tilde{\Gamma}(\Lambda/h)$  для градиентных волноводов Ti:  $\text{LiNbO}_3$ : Fe близки к расчетным значениям  $\tilde{\Gamma}^{YZ}(\Lambda/h)$  для ВС со ступенчатым профилем.

Хорошее соответствие результатов для TE-мод в волноводах со ступенчатым профилем и в градиентных волноводах объясняется близкими распределениями световых полей для нижней моды в этих ВС.

Авторы выражают благодарность С. Г. Одулову, Б. И. Стурману, И. Ф. Канаеву и В. М. Шандарову за участие в полезных обсуждениях.

#### Список литературы

- [1] Nisius J. P., Krätzig E. // Sol. St. Commun. 1985. Vol. 53. N 9. P. 743—746.
- [2] Кандидова О. В., Леманов В. В., Сухарев Б. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 13. С. 777—781.
- [3] Шандаров В. М., Шандаров С. М. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 1. С. 48—51.
- [4] Божевольный С. И., Золотов Е. М., Казанский П. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 11. С. 690—692.
- [5] Новиков А. Д., Одулов С. Г., Шандаров В. М., Шандаров С. М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1604—1606.
- [6] Божевольный С. И., Горлатова Е. В., Черных В. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1654—1657.
- [7] Иткин И. И., Шандаров С. М. // Автометрия. 1989. N 4. С. 72—77.
- [8] Яковкин И. Б., Петров Д. В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Новосибирск: Наука, 1979. 184 с.
- [9] Шандаров С. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 3. С. 583—586.
- [10] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [11] Хатъков Н. Д., Шандаров С. М. // Автометрия. 1987. N 6. С. 103—105.
- [12] Хансперджер Р. Интегральная оптика. Теория и технология. М.: Мир, 1985. 379 с.
- [13] Vollmer J., Nisius J. P., Krätzig E. // Appl. Phys. A. 1983. Vol. 32. P. 125—127.
- [14] Одулов С. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 1. С. 10—12.