

# Комбинированный волновод на фоторефрактивном кристалле

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, Л.И.Ивлева

*Предложена новая волноводная структура (комбинированный волновод), которая состоит из линейного диэлектрического слоя, расположенного на поверхности фоторефрактивного кристалла и поддерживает пространственно ограниченные моды, распространяющиеся вдоль ее поверхности. Отмечено, что особенности оптических характеристик мод комбинированного волновода определяются сочетанием свойств мод брэгговского волновода, нелинейных поверхностных волн и мод утечки пленочного волновода. Рассмотрены возможные схемы возбуждения мод комбинированного волновода.*

**Ключевые слова:** фоторефрактивный кристалл, нелинейные поверхностные волны.

## 1. Введение

Хорошо известно, что при распространении света по фоторефрактивному (ФР) кристаллу в режиме динамической самодифракции в области перекрытия пучков формируется решетка показателя преломления [1]. При энергообмене этих волн на решетке показателя преломления вблизи поверхности кристалла могут возникать нелинейные поверхностные волны, которые в последние два десятилетия привлекают особое внимание исследователей [2–4] в связи с перспективой наблюдения нелинейных эффектов при интенсивностях менее  $1 \text{ Вт/см}^2$  и возможностью концентрации энергии вблизи поверхности кристалла, что может быть использовано в сенсорных применениях и в экспериментах по генерации второй гармоники.

Рассмотрим различные типы структур, распространение света в которых происходит вблизи поверхности. В обычном пленочном волноводе поперечное ограничение поля происходит благодаря полному внутреннему отражению, поскольку показатель преломления пленки выше, чем у прилегающих сред, и поле волноводных мод экспоненциально спадает в эти среды. Волноводные моды в традиционном волноводе дискретны, т. к. только определенные значения эффективного показателя преломления  $n^*$  удовлетворяют условию поперечного резонанса для заданной длины волны.

В брэгговском волноводе резонансное отражение от периодической структуры с одной или с двух сторон волновода заменяет полное внутреннее отражение. Спадание поля моды в периодической структуре является знакопеременным с экспоненциальной огибающей. В данном типе волновода также сохраняется дискретность волноводных мод, поскольку условие поперечного резонанса тоже должно выполняться.

Поверхностная электромагнитная волна на границе металла и диэлектрика (поверхностный плазмон-поляритон) фактически не имеет волноведущего слоя – есть только две прилегающие к поверхности среды. Ограничение поля моды этой структуры происходит вследствие экспоненциального спада поля в обе прилегающие среды. Эффективный показатель преломления моды может быть определен из дисперсионного уравнения, получаемого с помощью условия непрерывности полей на границе. Таким образом, мы имеем одну моду на данной длине волны, то есть дискретный спектр  $n^*$ .

Поверхностная фоторефрактивная (ПФР) волна – это электромагнитное излучение, распространяющееся вдоль границы раздела ФР кристалла и прилегающей среды, ПФР волна слабо проникает в прилегающую среду и экспоненциально убывает в кристалле с образованием в нем решетки показателя преломления, которая отражает волну, распространяющуюся от поверхности, поэтому энергия волны локализуется вблизи поверхности кристалла [5].

Локализация поверхностной волны вблизи поверхности ФР кристалла означает, что ее распространение аналогично волноводному. Причем волновод этот брэгговского типа, поскольку на границе раздела сред имеет место полное внутреннее отражение света, а другое (брэгговское) отражение реализуется на решетке показателя преломления со слоями, расположенными в ФР кристалле параллельно границе раздела. Периодическое изменение показателя преломления в кристалле в данном случае возникает вследствие ФР эффекта – изменения показателя преломления среды под действием света. В электрооптическом кристалле он связан с линейной модуляцией показателя преломления электрическим полем (эффект Поккельса), обусловленным фотовозбуждением и пространственным перераспределением носителей заряда при неоднородном освещении. Важным отличием изучаемой нами структуры от брэгговского волновода, рассмотренного Яривом [6], является то, что периодическое распределение показателя преломления создается самой электромагнитной волной, распространяющейся по структуре.

Поле моды, так же как и в случае брэгговского отражения, является знакопеременным с экспоненциальной оги-

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, Л.И.Ивлева. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: borisu@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 9 июня 2011 г., после доработки – 15 сентября 2011 г.

бающей. Принципиальным отличием предлагаемого нами волновода от рассмотренных ранее является отсутствие дискретности мод. Для заданной длины волны граничные условия могут быть удовлетворены при любом  $n^*$ , а затухание поля в глубь ФР кристалла обеспечивается нелинейным эффектом, причем скорость этого затухания не зависит от  $n^*$ . Исследование преимуществ нелинейных фоторефрактивных волн открывает новые возможности разработки на основе ФР кристаллов комбинированных структур для интегрально-оптических применений, а также для исследования различных нелинейных явлений в таких кристаллах.

Целью настоящей работы является изучение комбинированной структуры, сочетающей в себе линейный диэлектрический слой и нелинейный ФР кристалл.

## 2. Теоретическая модель

Предлагаемый волновод представляет собой пленку толщиной  $h$ , нанесенную на поверхность ФР кристалла (рис. 1) [7]. Показатель преломления пленки  $n_1$  меньше показателя преломления ФР кристалла  $n_2$ , но больше, чем у прилегающей среды (воздуха)  $n_c$ .

Рассмотрим возможность получения таких мод этой комбинированной структуры, у которых поле сконцентрировано в пленке и ограничение его со стороны прилегающей среды происходит благодаря полному внутреннему отражению, а со стороны кристалла – благодаря тому же механизму, который обеспечивает существование поверхностной волны на границе ФР кристалла с воздухом.

В случае распространения света с необыкновенной (обыкновенной) поляризацией по оси  $z$ , направленной вдоль границы ФР кристалла, компонента магнитного поля  $H(x, z)$ , ориентированная вдоль оси  $y$ , удовлетворяет волновому уравнению

$$\nabla^2 H(x, z) + k^2(x)H(x, z) = 0 \tag{1}$$

(аналогично для  $E(x, z)$ ), где  $k(x) = k_0 n_c$  при  $x < -h$ ;  $k(x) = k_0 n_1$  при  $-h < x < 0$ ;  $k(x) = k_0 [n_2 + \Delta n(x)]$  при  $x > 0$ ;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме;  $n_2$  – невозмущенный показатель преломления ФР кристалла;  $\Delta n(x)$  – нелинейная добавка к показателю преломления  $n_2$ . Собственное решение уравнения (1) ищем в виде распространяющейся вдоль поверхности кристалла моды  $H(x, z) = A(x)\exp(-i\beta z)$ , где  $\beta = k_0 n^*$  – константа распространения моды.

Как и в случае традиционного пленочного планарного волновода, должно выполняться неравенство  $n_c < n^* < n_1$ . В противном случае мода начнет утекать в прилегающую среду (при  $n^* < n_c$ ) либо ее поле будет экспоненциально спадать в пленке (при  $n^* > n_1$ ) и мода данной структуры не будет сильно отличаться от изученной ранее поверхностной волны на поверхности ФР кристалла. Данное обстоятельство ограничивает диапазон углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , под которыми могут распространяться волны, образующие распределение поля моды внутри линейного диэлектрического слоя (пленки) и знакопеременный хвост моды в ФР

кристалле, и под которыми подобную моду можно будет возбудить из пленки и кристалла:

$$n^* = n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \tag{2}$$

$$\arcsin\left(\frac{n_c}{n_1}\right) < \theta_1 < \frac{\pi}{2}, \quad \arcsin\left(\frac{n_c}{n_2}\right) < \theta_2 < \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right).$$

Например, если  $n_2 = 2.36$ ,  $n_1 = 1.46$  и  $n_c = 1$ , то  $43.2^\circ < \theta_1 < 90^\circ$  и  $25.1^\circ < \theta_2 < 38.2^\circ$ . В таком случае поле будет экспоненциально спадать в прилегающей среде.

В пленке и кристалле моду данной структуры можно представить в виде комбинации двух волн, распространяющихся по и против оси  $x$ . Эти волны экспоненциально затухают в глубь ФР кристалла вследствие отражения на периодических возмущениях  $\Delta n(x, z)$  показателя преломления, обусловленных диффузионным механизмом нелинейности [8]:

$$\Delta n(x) = \frac{1}{2} n_2^3 r_{\text{eff}} \frac{k_B T}{q} \frac{1}{I(x) + I_d} \frac{d}{dx} [I(x) + I_d], \tag{3}$$

где  $q$  – элементарный заряд;  $r_{\text{eff}}$  – эффективный электрооптический коэффициент;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $I(x) \propto |A(x)|^2$  – интенсивность моды;  $I_d$  – темновая интенсивность.

Таким образом, мы имеем дело с волноводом, аналогичным брэгговскому, с тем отличием, что период изменения показателя преломления задается самой модой. В данной структуре, так же как и в рассмотренных ранее [9, 10] периодических волноводных структурах с нанесенным дополнительным слоем, максимум амплитуды поля моды может располагаться в тонкой пленке, размещенной на поверхности структуры. Пренебрегая темновой интенсивностью  $I_d$  по сравнению с интенсивностью моды, в случае  $\beta < (k_0^2 n_2^2 - \gamma^2/4)^{1/2}$  ( $\gamma = 2 k_0^2 n_2^4 r_{\text{eff}} k_B T/q$  – коэффициент, характеризующий ФР эффект) стационарное распределение амплитуды поля в структуре представим в следующем виде:

$$A(x) = \begin{cases} A_c \exp[\gamma_c(x+h)], & \gamma_c = (\beta^2 - k_0^2 n_c^2)^{1/2}, & x < -h, \\ A_1 \cos[\kappa_1(x+h-h_0)], & \kappa_1 = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2}, & -h < x < 0, \\ \exp(-\gamma x/2) \cos(\kappa_2 x + \varphi), & \kappa_2 = (k_0^2 n_2^2 - \beta^2 - \gamma^2/4)^{1/2}, & x > 0, \end{cases} \tag{4}$$

где  $A_c$  – амплитуда поля на границе прилегающей среды;  $A_1$  и  $h_0$  – максимальное значение и глубина залегания максимума амплитуды поля в пленке;  $2\varphi$  – разность фаз падающего на поверхность и отраженного от нее пучков света, формирующих интерференционную картину в кристалле.

Поле внутри пленки имеет вид, аналогичный виду поля традиционного пленочного волновода. Если мы хотим получить характерный размер распределения поля в пленке, превышающий длину волны (для упрощения фиксации распределения поля в эксперименте), то эффективный показатель преломления моды должен быть близок к показателю преломления пленки, а угол  $\theta_2$  – к критическому углу. В этом отношении рассматриваемый волновод также похож на брэгговский волновод с пониженным показателем преломления сердцевины. Поле моды, как и в случае брэгговского отражения, является знакопеременным и экспоненциально спадает в глубь кристалла, поэтому необходимость удовлетворения граничного условия с этой

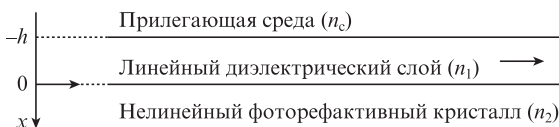


Рис. 1. Схема комбинированного волновода.

стороны отпадает. Глубина проникновения моды в кристалл определяется его нелинейными свойствами ( $d = 2\gamma$ ).

Соотношение между амплитудами волн моды в пленке и в ФР кристалле зависит от фазового набег внутри пленки и может быть подстроено изменением параметров пленки и угла падения  $\theta_1$ . Воспользовавшись представлением (4), из условий непрерывности тангенциальных составляющих полей на границах  $x = -h$  и  $x = 0$  нетрудно получить равенства

$$A_c = A_1 \cos(\kappa_1 h_0), \quad A_c \gamma_c n_c^{-p} = A_1 \kappa_1 n_1^{-p} \sin(\kappa_1 h_0),$$

$$A_1 \cos[\kappa_1 (h - h_0)] = \cos \varphi, \tag{5}$$

$$A_1 \kappa_1 n_1^{-p} \sin[\kappa_1 (h - h_0)] = \frac{1}{2} \gamma n_2^{-p} \cos \varphi_2 + \kappa_2 n_2^{-p} \sin \varphi,$$

где  $p = 0(2)$  в случае излучения с ТМ (ТЕ) поляризацией. Соотношения (4), (5) для заданного значения  $n^* = \beta/k_0$  позволяют представить величины  $\varphi$ ,  $A_c$ ,  $A_1$ , определяющие распределение амплитуды моды комбинированного волновода, в следующем виде:

$$\varphi = \arctan \left( \frac{n_2^p \kappa_1 n_c^p \kappa_1 \sin(\kappa_1 h) - n_1^p \gamma_c \cos(\kappa_1 h)}{n_1^p \kappa_2 n_c^p \kappa_1 \cos(\kappa_1 h) + n_1^p \gamma_c \sin(\kappa_1 h)} - \frac{\gamma}{2\kappa_2} \right), \tag{6}$$

$$A_c^2 = \frac{n_c^p \kappa_1^2 \cos^2 \varphi_2}{[n_c^p \kappa_1 \cos(\kappa_1 h) + n_1^p \gamma_c \sin(\kappa_1 h)]^2}, \quad A_1^2 = A_c^2 \left( 1 + \frac{n_1^p \gamma_c^2}{n_c^p \kappa_1^2} \right).$$

Воспользовавшись формулами (4), (6), нетрудно получить выражения для величин  $P_c$ ,  $P_1$  и  $P_2$ , связанных с мощностями излучения, распространяющегося в воздухе, пленке и кристалле,

$$P_c = \frac{A_c^2}{2\gamma_c n_c^p}, \quad P_1 = \frac{A_1^2}{n_1^p} \left[ \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\kappa_1 h_0) + \sin(2\kappa_1 (h - h_0))}{4\kappa_1} \right],$$

$$P_2 = \frac{1}{2\gamma n_2^p} + \frac{\gamma \cos(2\varphi) - 2\kappa_2 \sin(2\varphi)}{2(\gamma^2 + 4\kappa_2^2) n_2^p},$$

а также определить

$$P_w = \frac{P_1}{P_c + P_1 + P_2}$$

– долю мощности излучения (относительно полной мощности моды), распространяющегося в диэлектрическом слое.

### 3. Моды комбинированного волновода

Рассмотрим распространение света в составной (комбинированной) структуре, представляющей собой линейный диэлектрический слой ( $n_1 = 1.46$ ,  $h = 1.2$  мкм), помещенный на поверхность монокристалла SBN-75 (твердый раствор ниобата бария-стронция  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ) с электрооптическими коэффициентами  $r_{\text{эф}} = 750$  пм/В (для необыкновенной поляризации) и 67 пм/В (для обыкновенной поляризации). Формально мода может существовать при любом заданном  $n^*$  ( $n_c < n^* < n_1$ ), но доля мощности излучения  $P_w$ , распространяющегося в диэлектрическом слое, сильно зависит от  $n^*$  (рис.2). В зависимостях  $P_w(n^*)$ , построенных с использованием формул (7), выделяются максимумы, в которых существенная часть полной мощности распространяется в линейном диэлектрическом слое, и эти решения можно назвать модами комбинированного волновода. Их возникновение является результатом взаи-

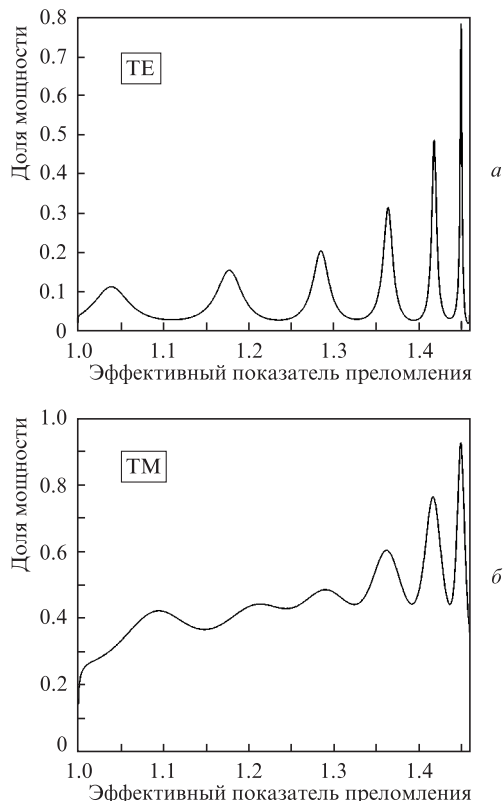


Рис.2. Доля мощности излучения  $P_w$ , распространяющегося в линейном диэлектрическом слое, в зависимости от  $n^*$  для ТЕ (а) и ТМ (б) поляризаций.

модействия мод утечки пленочного волновода с нелинейными поверхностными волнами ФР кристалла. В связи с этим следует отметить, что особенности оптических характеристик мод комбинированного волновода определяются сочетанием свойств мод брэгговского волновода, ПФР волн и мод утечки пленочного волновода. Как показывает анализ формул (4)–(6), при выполнении условия

$$\kappa_1 h = \frac{\pi}{2}(2m + 1) + \arctan \left( \frac{n_1^p \gamma_c}{n_c^p \kappa_1} \right), \quad m = 0, 1, \dots \tag{8}$$

сдвиг фаз  $\varphi$  оказывается равным  $\pi/2$ , и поле на границе с кристаллом равно нулю. В этом случае распределение поля в линейном диэлектрическом слое аналогично таковому для моды утечки планарного волновода, образованного пленкой с низким показателем преломления, размещенной на поверхности подложки с высоким показателем преломления. Условие (8) является хорошо известным дисперсионным уравнением для подобного типа волноводов. При этом параметр  $m$ , принимающий целочисленные значения, определяет порядок моды. На границе с воздухом фазовый сдвиг определяется сдвигом Гуса–Хэнхена, а на границе с кристаллом он равен  $\pi$ , и амплитуда поля на этой границе равна нулю. Максимум амплитуды поля в линейном диэлектрическом слое

$$A_1 = \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^p \tag{9}$$

находится на расстоянии

$$h_0 = \frac{1}{\kappa_1} \arctan \left[ \frac{\gamma_c}{\kappa_1} \left( \frac{n_1}{n_c} \right)^p \right] \tag{10}$$

от границы с воздухом.

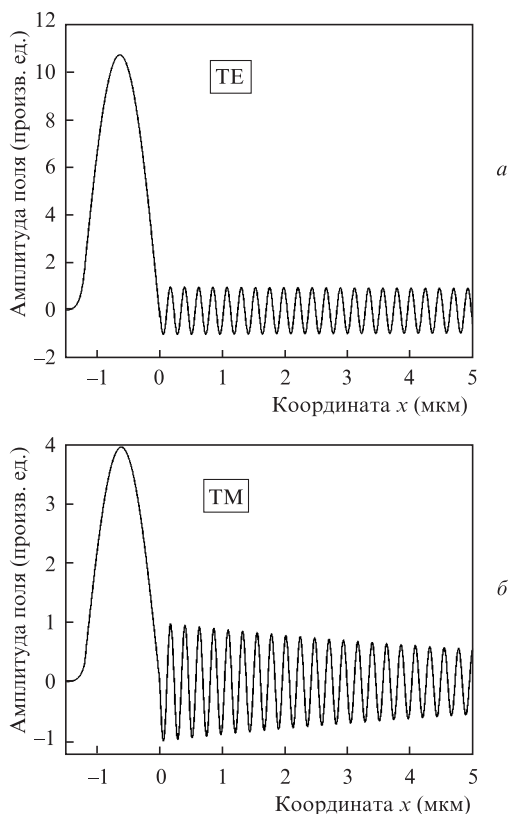


Рис.3. Распределение поля фундаментальной моды комбинированного волновода для TE (а) и ТМ (б) поляризацій.

В соответствии с формулами (8), (9) амплитуда  $A_1$  наиболее велика для моды нулевого порядка. На рис.3 показаны распределения полей фундаментальной моды ( $m = 0$ ) комбинированного волновода, для которой достигается максимальная концентрация мощности в линейном диэлектрическом слое. Согласно (8), (9), амплитуда поля в максимуме существенно выше в случае TE поляризации (рис.3,а). Вместе с тем коэффициент  $\gamma$ , характеризующий ФР эффект, выше (примерно в 10 раз) для необыкновенной поляризации, поэтому глубина проникновения  $d$  и доля мощности излучения, распространяющегося в кристалле, оказываются для этой поляризации меньше и, соответственно, максимальные значения доли мощности  $P_w$  в случае ТМ поляризации (рис.2,б) оказываются выше, чем для TE поляризации.

#### 4. Возможные схемы возбуждения мод комбинированного волновода

Ранее мы продемонстрировали высокую эффективность возбуждения нелинейных поверхностных волн на ФР кристалле SBN-75 при скользящем падении сфокусированного гауссова пучка He–Cd-лазера [5, 11]. Рассмотрим возможность возбуждения мод комбинированного волновода. Кристалл SBN-75 характеризуется большими значениями главных показателей преломления ( $n_o = 2.43$  и  $n_e = 2.36$  на длине волны  $\lambda = 0.44$  мкм).

При вводе излучения из воздуха ( $n_c = 1$ ) через грань А кристалла (рис.4,а) эффективный показатель преломления  $n^*$  возбуждаемых нелинейных поверхностных волн может варьироваться (изменением угла ввода  $\alpha$ ) от  $n_2 \cos[\arcsin(1/n_2^2)]$  до  $n_2$  ( $n_2 = n_o$  в случае обыкновенной поляризации и  $n_2 = n_o n_e / (n_o^2 \sin^2 \theta_2 + n_e^2 \cos^2 \theta_2)^{1/2}$  в случае не-

обыкновенной поляризации;  $\theta_2$  – угол падения возбуждающего пучка на боковую грань В кристалла; оптическая ось  $c$  перпендикулярна грани В) и оказывается выше показателя преломления пленки ( $n_1 = 1.46$ ). При вводе излучения через грань С значение  $n^*$  возбуждаемых поверхностных волн не превышает 1. Наличие на грани В волноводного слоя не изменяет диапазона допустимых значений  $n^*$ . Таким образом, чтобы возбудить моду комбинированного волновода, мы должны найти другие способы.

Одной из возможностей является фокусировка падающего пучка на торец волноводной пленки (рис.4,б). В данном случае мода комбинированной структуры может сформироваться в результате связи возбуждаемой моды утечки пленочного волновода с нелинейной поверхностной волной ФР кристалла. При этом предполагается, что формирование решетки показателя преломления в кристалле осуществляется в результате интерференции вытекающей из пленочного волновода волны с рассеянными волнами. Для данного способа необходимо обеспечить высокое качество торца волноводной пленки.

Нанесенная на поверхность кристалла дифракционная решетка (рис.4,в,г) также может обеспечить возбуждение поверхностных волн со значениями  $n^*$  в требуемом диапазоне ( $1 < n^* < n_1$ ). Период решетки ( $\Lambda \sim \lambda$ ) и угол падения в данной схеме должны быть выбраны такими, чтобы обеспечить резонанс для возбуждения моды.

Еще одна возможность – призмный ввод излучения (рис.4,д), который требует точно контролируемого прижима призмы к поверхности волноводной пленки. Можно также использовать в качестве призмы сам нелинейный кристалл, если срезать его углы (рис.4,е). На наш взгляд, этот способ является оптимальным.

Мода комбинированного волновода представляет собой комбинацию из вытекающей моды волновода и ФР поверхностной волны, связанных вследствие частичного пропускания границы пленка–кристалл. Предлагаемые методы возбуждения основаны на первоначальном возбуждении различных частей моды комбинированного волновода.

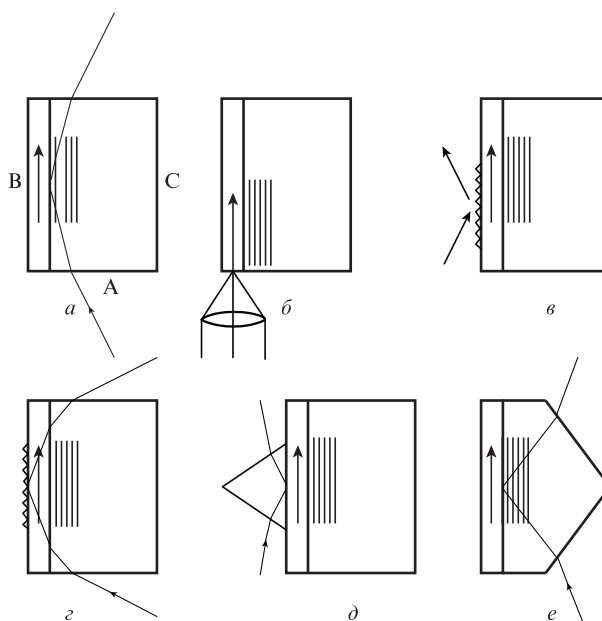


Рис.4. Различные схемы возбуждения комбинированного волновода (см. текст).

При первоначальном возбуждении через пленку предполагается, что решетка показателя преломления в кристалле формируется в результате интерференции волны, вытекающей из пленочного волновода, с рассеянными волнами. Здесь следует особо подчеркнуть следующее обстоятельство. Поскольку решетка показателя преломления создается самой волной, распространяющейся по структуре, мода комбинированного волновода может формироваться при вариации показателя преломления прилегающей среды в широком диапазоне (от 1 до значений, близких к величине показателя преломления пленки  $n_1$ ). При реализации на основе данной структуры оптического сенсора диапазон используемых длин волн может быть существенно расширен, т.к. в данном случае, в отличие от сенсоров на основе статических (заданных) брэгговских структур [9, 10], задача согласования периода отражающей брэгговской решетки и длины волны излучения решается автоматически. В связи с этим определенный интерес представляет изучение особенностей распространения и эффективности возбуждения мод комбинированного волновода по данной схеме.

При возбуждении моды со стороны кристалла в нем в области перекрытия падающего и отраженного пучков формируется решетка показателя преломления. При энергообмене этих волн на решетке формируется поверхностная волна, которая преобразуется в моду комбинированного волновода.

Как следует из результатов работы [12], эффективность возбуждения нелинейных поверхностных волн в случае падения пучка под углом  $\theta_2 \sim 70^\circ$  относительно невысока. Поэтому при возбуждении нелинейных поверхностных волн наклонно падающим пучком ( $\theta_2 \sim 50^\circ$ ) для повышения эффективности возбуждения желательнее увеличить размер области перекрытия падающего ( $I_{\text{ins}}$ ) и отраженного ( $I_{\text{ref}}$ ) пучков, в которой формируется решетка показателя преломления в кристалле. Возможность увеличения радиуса возбуждающего гауссова пучка определяется глубиной  $d$  проникновения поля моды в кристалл, которая в случае излучения ТЕ поляризации существенно выше. С этой точки зрения предпочтительнее использовать ТЕ поляризованное излучение.

## 5. Заключение

Предложена новая волноводная структура (комбинированный волновод), состоящая из линейного диэлектрического слоя, расположенного на поверхности фоторефрактивного кристалла. Теоретический анализ показал, что эта структура может поддерживать пространственно ограниченные моды, распространяющиеся вдоль ее поверхности. Отмечено, что особенности оптических характеристик мод комбинированного волновода определяются сочетанием свойств мод брэгговского волновода, фоторефрактивных поверхностных волн и мод утечки пленочного волновода.

Рассмотрены схемы возбуждения мод комбинированного волновода. В качестве преимущества предложенной комбинированной структуры по сравнению с обычными (линейными) волноводными структурами брэгговского типа выделены расширенный диапазон длин волн используемого излучения и возможность вариации в широких пределах показателя преломления прилегающей среды.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01389-а).

1. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. *УФН*, **129**, 113 (1979).
2. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S. *Phys. Rev. A*, **51**, 1571 (1995).
3. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *J. Mod. Opt.*, **54**, 1445 (2007).
4. Zhang T., Kang H., Lu Y., et al. *Proc. Conf. Photorefractive Materials and Devices (PEMD)* (Sanya, Hainan, China, 2005, p. 412).
5. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **41**, 262 (2011).
6. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
7. Usievich B., Nurligareev J., Sychugov V. *Proc. XVIII Intern. Workshop Opt. Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM'10)* (Cambridge, UK, 2010, paper 31, p. 94).
8. Petrov M., Stepanov S., Khomenko A., in *Photorefractive Crystals in Coherent Optics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991, p. 6).
9. Усиевич Б.А., Светиков В.В., Нурлигареев Д.Х. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 981 (2007).
10. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Светиков В.В. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 770 (2009).
11. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 437 (2010).
12. Zhang T., Yang J., Kang H., et al. *Phys. Rev. B*, **73**, 153402 (2006).