

09,05,13

## Оптические поверхностные поляритоны ТМ-типа на границе нелинейный полупроводник—наноккомпозит

© И.С. Паняев, И.А. Рожлейс, Д.Г. Санников

Ульяновский государственный университет,  
Ульяновск, Россия

E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 12 августа 2015 г.)

Рассмотрены оптические поверхностные поляритоны ТМ-поляризации в направляющей структуре нелинейный полупроводник—наноккомпозит. Наноккомпозит состоит из чередующихся слоев висмутсодержащего феррита-граната ( $\text{BiG}, \text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$ ) и галлий-гадолиниевого граната ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ), полупроводник ( $n\text{-InSb}$ ) имеет кубическую нелинейность и характеризуется двумя компонентами тензора нелинейной восприимчивости. С учетом анизотропии оптических свойств наноккомпозита, возникающей вследствие намагниченности слоев BiG, получено и проанализировано дисперсионное соотношение, а также показано, что его решения распадаются на две пары высоко- и низкочастотных ветвей. Исследовано влияние электрического поля на границе на волновые характеристики и области существования нелинейных поверхностных ТМ-поляритонов. Путем решения обратной задачи по нахождению профиля распределения продольной компоненты электрического поля поверхностного поляритона обнаружено, что учет нелинейности приводит к появлению солитоноподобных волновых полей.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках реализации проектной части государственного задания в сфере научной деятельности (контракт № 3.175.2014К).

### 1. Введение

Нелинейные поверхностные поляритоны (ПП), т.е. связанные фотонно-электронные резонансы на границах раздела сред, обладающих нелинейным откликом на световое поле, на протяжении многих лет являются объектом самого пристального внимания исследователей [1–14]. Высокая пространственная локализация электромагнитного поля вблизи границ, возможность самофокусировки в нелинейной среде позволяют использовать их для диагностики поверхности, в оптической спектроскопии, нелинейной оптике, а также в микроскопии сверхвысокого разрешения [15,16]. Нелинейные ПП успешно используются в направляющих структурах и устройствах (например, в оптических волноводах, фазовых решетках и т.д.) для реализации эффектов Керра, четырехволнового смещения, оптической бистабильности, для обработки оптических и СВЧ-сигналов [16,17]. Анализ свойств ПП на границе раздела изотропных линейной и нелинейной сред посвящено большое число работ [18–29]. Исследование нелинейных свойств ПП при наличии анизотропии в одной из сред проводилось в [23,29]. Поверхностные низкочастотные ТЕ-волны на границе нелинейной и линейной гирромагнитной сред были исследованы в [30]. В работе Хаджи и Киселевой [31] приводятся точные решения для нелинейных ПП  $p$ -поляризации на границе линейного диэлектрика и нелинейного одноосного кристалла с учетом того, что нелинейность последнего задается диэлектрическим тензором с ком-

понентами  $\epsilon_{xx} = \epsilon_x + \alpha_x |E_x|^2$ ,  $\epsilon_{zz} = \epsilon_z + \alpha_z |E_z|^2$ , где  $E_x$  и  $E_z$  — продольная и поперечная компоненты напряженности электрического поля. В [21] получено аналитическое решение задачи о нелинейных ПП  $p$ -поляризации на границе раздела линейной и нелинейной сред с учетом параметрического задания полей. В сборнике [17] получено дисперсионное соотношение для случая распространения поверхностной электромагнитной волны ТМ-типа на границе раздела нелинейного диэлектрика и линейного гиротропного диэлектрика.

Несмотря на немалое количество научных публикаций в этой области, многие случаи 1D-структур с нелинейными ПП остаются за рамками рассмотрения, так как для большинства нелинейно-оптических кристаллов характерно наличие сразу нескольких компонент нелинейной восприимчивости, что крайне затрудняет получение дисперсионных соотношений и их анализ.

В настоящей работе исследуются особенности распространения ПП ТМ-типа на границе структуры, образованной нелинейным полупроводником и наноккомпозитной средой (НКС) в диапазоне частот  $10^{14} - 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . НКС образована чередующимися слоями висмутсодержащего и галлий-гадолиниевого гранатов, а нелинейный полупроводник характеризуется двумя компонентами тензора нелинейной восприимчивости. В рамках модели эффективной среды получено и проанализировано дисперсионное соотношение, а также исследовано влияние электрического поля на границе на волновые характеристики и области существования нелинейных поверхностных ТМ-поляритонов.

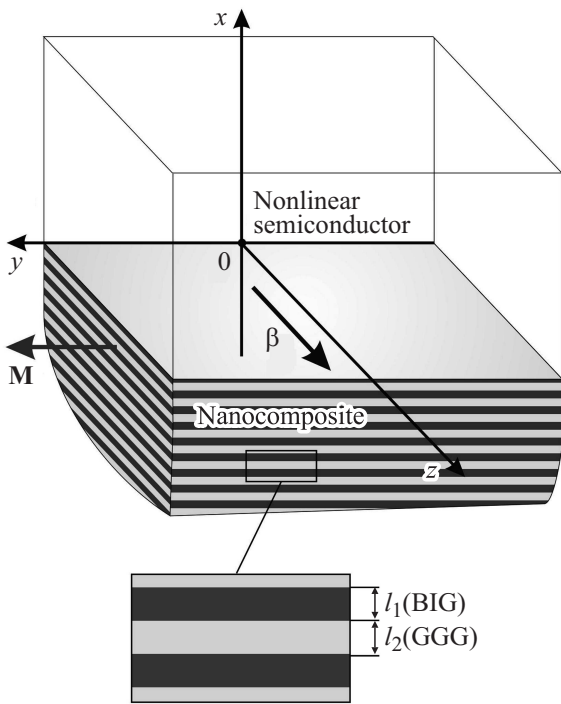


Рис. 1. Геометрия структуры.

## 2. Геометрия задачи и волновые поля в полупроводнике

Рассмотрим геометрию, в которой ось  $x$  перпендикулярна границе раздела сред плоской структуры, электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $z$  (рис. 1), а вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  перпендикулярен направлению распространения волны и направлен вдоль оси  $y$ . Область  $x < 0$  занята гиротропной НКС, образованной чередующимися слоями висмутсодержащего феррита-граната (BIG,  $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$ ) и гадолиний-галлиевого граната (GGG,  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ).

В области  $x > 0$  находится нелинейный полупроводник с тензорной диэлектрической проницаемостью (ДП)  $\hat{\epsilon}_s$ , обладающий кубической нелинейностью третьего порядка,

$$\hat{\epsilon}_s(x) = \epsilon_s + \hat{\chi}|\mathbf{e}|^2, \quad (1)$$

где  $\hat{\chi}$  — в общем случае тензор четвертого ранга, вид которого определяется кристаллографической симметрией материала,  $\mathbf{e}$  — вектор электрического поля в комплексном виде. В выбранной геометрии собственными волнами рассматриваемой структуры являются ТМ- и ТЕ-волны.

Далее будем рассматривать волну ТМ-поляризации с компонентами волновых полей  $(e_x, h_y, e_z)$ , которая в отличие от ТЕ-волны  $(h_x, e_y, h_z)$  является менее изученной. Пусть зависимость полей от времени и координаты  $z$  определяется множителем  $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ , где  $\beta$  — константа распространения,  $\omega$  — частота излучения,

$i$  — мнимая единица. С учетом кубической нелинейности тензор ДП кристалла InSb можно представить в виде [17,32]

$$\hat{\epsilon}_s(x) = \epsilon_s + \hat{\epsilon}_s^{\text{NL}} = \epsilon_s + \begin{bmatrix} \chi_1|e_x(x)|^2 + \chi_2|e_z(x)|^2 & 0 \\ 0 & \chi_1|e_z(x)|^2 + \chi_2|e_x(x)|^2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где линейная часть тензора ДП имеет частотную зависимость, определенную с помощью модели Дрude [16]:

$$\epsilon_s = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right),$$

где  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная ДП,  $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^* \epsilon_\infty}$  — плазменная частота, в которую входят концентрация носителей заряда  $n$  (в данном случае электроны), заряд электрона  $e$  и его эффективная масса  $m^*$ . Магнитные проницаемости сред приняты равными единице. Соотношение между величинами коэффициентов нелинейных восприимчивостей  $\chi_1$  и  $\chi_2$  характеризует механизм нелинейности [8]. Случай  $\chi_1 = \chi_2$ , например, соответствует тепловому механизму возникновения нелинейности или электрострикции [23,33], случай  $\chi_1/\chi_2 = 1/3$  отвечает электронной дисторсии, а  $\chi_1/\chi_2 = -1/2$  — молекулярному ориентационному эффекту Керра [17].

Компоненты поля ТМ-волны в полупроводнике связаны соотношениями

$$\begin{aligned} \beta h_y &= k_0(\epsilon_s + \chi_1|e_x|^2 + \chi_2|e_z|^2)e_x, \\ h'_y &= ik_0(\epsilon_s + \chi_1|e_z|^2 + \chi_2|e_x|^2)e_z, \\ e'_z + i\beta e_x &= ik_0 h_y. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $k_0 = \omega/c$  — волновое число,  $c$  — скорость света в вакууме, а штрихом обозначена частная производная по координате  $z$ .

Для получения дисперсионного соотношения и корректного учета квадратичных по полю слагаемых  $|E_x|^2$  и  $|E_z|^2$  определим вид вещественных полей следующим образом:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{x} + E_z(\mathbf{r}, t)\mathbf{z},$$

где

$$E_x(\mathbf{r}, t) = E_x(x) \sin(\omega t - \beta z),$$

$$E_z(\mathbf{r}, t) = E_z(x) \cos(\omega t - \beta z),$$

$\mathbf{x}$  и  $\mathbf{z}$  — орты вдоль соответствующих осей. Важно отметить, что между компонентами  $E_x$  и  $E_z$  сдвиг фазы составляет  $\pi/2$  [16], что связано с требованием отсутствия среднего потока  $P_x = \int S_x dt = \int E_z H_y dt = 0$  [17]. В комплексном представлении электрическое поле можно записать следующим образом:

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) = e_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{x} + e_z(\mathbf{r}, t)\mathbf{z},$$

где

$$e_x(r, t) = -iE_x(x) \exp[i(\omega t - \beta z)]$$

и

$$e_z(r, t) = E_z(x) \exp[i(\omega t - \beta z)],$$

а связь между комплексным и действительным представлениями полей имеет вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{e}^*(\mathbf{r}, t)].$$

Чтобы перейти от комплексных полей к действительным, следуя [8,17,32,34], запишем  $e_z = E_z$ ,  $e_x = -iE_x$ ,  $h_y = -iE_y$ , где  $E_x, H_y, E_z$  — вещественные величины.

В новых обозначениях удобно связать компоненты электрического поля ТМ-волны соотношениями

$$E'_z = -\frac{E_x}{\beta} (\beta^2 - \epsilon_{xx} k_0^2), \quad (\epsilon_{xx} E_x)' = -\beta \epsilon_{zz} E_z. \quad (4)$$

Преобразовывая (4), получаем

$$E_z'^2 = -k_0^2 \epsilon_s E_z^2 - \frac{1}{2} k_0^2 \chi_1 (E_z^4 + E_x^4) + (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_s) E_x^2 - k_0^2 \chi_2 E_x^2 E_z^2. \quad (5)$$

После возведения (4) в квадрат и подстановки в (5) получим волновое уравнение для собственных волн в нелинейном полупроводнике в виде

$$AE_z^4 + BE_z^2 + C = 0, \quad (6)$$

где коэффициенты

$$A = \left(\frac{k_0}{\beta}\right)^2 \chi_2^2 E_x^2 + \frac{1}{2} \chi_1,$$

$$B = 2 \left(\frac{k_0}{\beta}\right)^2 \chi_2 E_x^2 (\chi_1 E_x^2 + \epsilon_s) + \epsilon_s - \chi_2 E_x^2,$$

$$C = \left[ \left(\frac{k_0}{\beta}\right)^2 (\chi_1 E_x^2 + \epsilon_s)^2 - \left(\frac{3}{2} \chi_1 E_x^2 + \epsilon_s\right) \right] E_x^2. \quad (7)$$

Уравнение (6) имеет в общем случае четыре корня, отвечающие разным сочетаниям знаков „плюс“ и „минус“ перед обоими квадратными корнями

$$E_z = \pm \sqrt{\frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}}. \quad (8)$$

Аналитически разделить компоненты  $E_z$  и  $E_x$  электрического поля ТМ-волны в данном случае не представляется возможным, и для выражения тангенциальной компоненты электрического поля  $E_z$  необходимо решать уравнение (6) численными методами с учетом заданного значения величины  $E_x$  на границе раздела сред. В [32] предложена процедура нахождения распределения электрического поля по поперечному сечению полубесконечной нелинейной среды путем решения обратной

задачи, т.е. нахождения координаты как функции поля с помощью численного интегрирования. С помощью (4) можно получить и выражение

$$E_x' \left( \epsilon_{xx} + 2E_x^2 \frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} \right) = \beta E_z \left[ 2E_x^2 (1 - k_0^2 \epsilon_{xx} / \beta^2) \frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} - \epsilon_{xx} \right]. \quad (9)$$

Введем следующие обозначения:  $X \equiv E_x^2(x)$ ,  $Z \equiv E_z^2(x)$ . Тогда, согласно биквадратному уравнению (6), величина  $Z$  является функцией  $X$ , что дает возможность решить обратную задачу о нахождении профильной функции  $E_x(x)$  в полупроводнике путем интегрирования соотношения (9),

$$\int_0^x dx = \frac{1}{\beta} \int_{E_x(0)}^{E_x} \frac{\epsilon_{xx} + 2\chi_1 X}{\sqrt{Z} [2\chi_2 X (1 - k_0^2 \epsilon_{xx} / \beta^2) - \epsilon_{zz}]} dE_x. \quad (10)$$

### 3. Волновые поля в наноккомпозитной среде

НКС состоит из чередующихся слоев тонких пленок BIG и слоев галлий-гадолиниевой подложки с толщинами слоев  $l_1$  и  $l_2$  и тензорами ДП  $\hat{\epsilon}_{BIG}$  и  $\hat{\epsilon}_{GGG}$  соответственно:

$$\hat{\epsilon}_{BIG} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ -i\epsilon_a & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\epsilon}_{GGG} = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Для записи тензора ДП наноккомпозитной среды необходимо провести усреднение ДП по составляющим его слоям. После процедуры усреднения, описанной в [35], тензор эффективной ДП наноккомпозитной среды запишется в виде

$$\hat{\epsilon}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Компоненты тензора имеют вид

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 (\Theta + 1)}{\Theta \epsilon_2 + \epsilon_1}, & \epsilon_{yy} &= \frac{\Theta \epsilon_1 + \epsilon_2}{\Theta + 1}, \\ \epsilon_{zz} &= \frac{1}{\Theta + 1} \left( \Theta \left( \epsilon_1 - \frac{\epsilon_a^2}{\epsilon_1} \right) + \epsilon_2 + \frac{\Theta \epsilon_a^2 \epsilon_2}{\epsilon_1 (\Theta \epsilon_2 + \epsilon_1)} \right), \\ \epsilon_{xz} &= -\epsilon_{zx} = \frac{i \Theta \epsilon_a \epsilon_2}{\Theta \epsilon_2 + \epsilon_1}, \end{aligned} \quad (13)$$

где отношение толщин нанослоев задается параметром  $\Theta = l_1/l_2$ .

Компоненты электрического и магнитного полей ТМ-волны в наноккомпозите имеют вид

$$\begin{aligned} E_z &= E_z(0) \exp(q_g x), \\ H_y &= (i\beta \epsilon_{xz} - \epsilon_{xx} q_g) \frac{k_0 E_z}{K^2}, \\ E_x &= (ik_0^2 \epsilon_{xz} - \beta q_g) \frac{E_z}{K^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

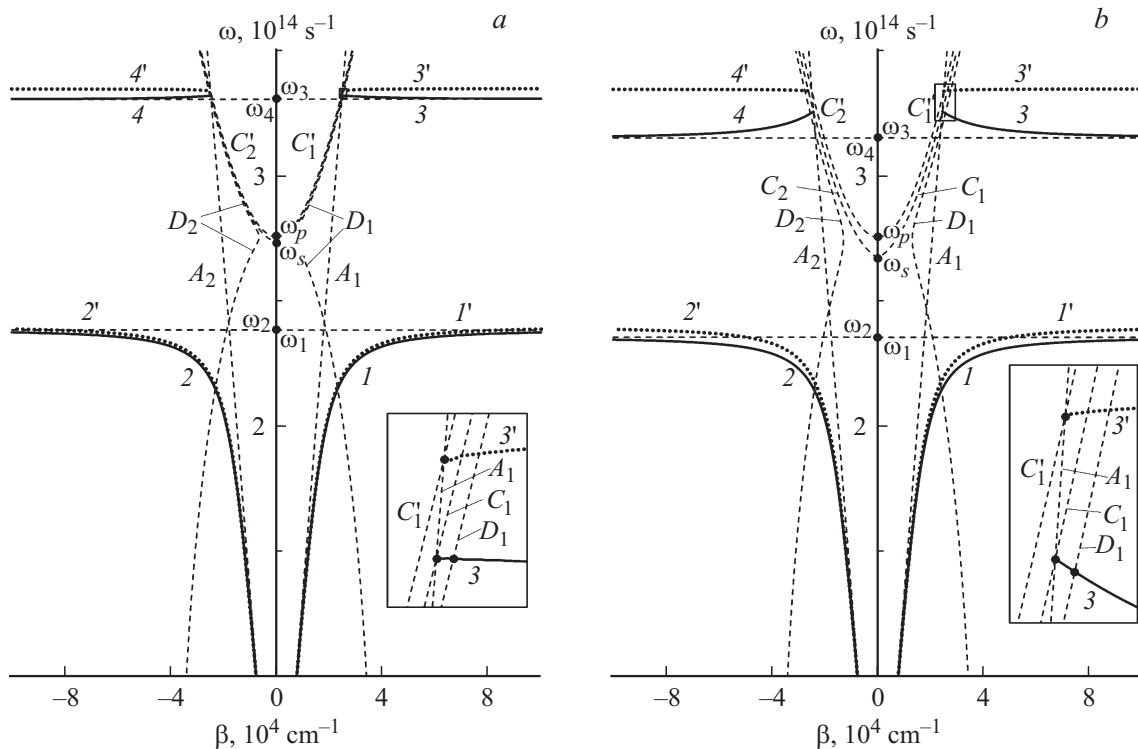


Рис. 2. Дисперсионные зависимости  $\omega(\beta)$  для ПП при  $E_x(0) = 5$  (a) и  $10 \text{ (erg/cm}^3)^{1/2}$  (b).

где

$$q_g^2 = (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{\perp}) \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{xx}}$$

и

$$K^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{xx}$$

— поперечное волновое число в НКС и компонента волнового вектора, отвечающая ДП  $\epsilon_{xx}$ , а

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xz}^2}{\epsilon_{zz}}$$

— поперечная ДП в НКС.

Равенство тангенциальных компонент вектора напряженности электрического поля и нормальных компонент вектора электрической индукции на границе раздела сред ( $x = 0$ ) приводит к дисперсионному соотношению

$$E_z(0) + M E_x(0) \epsilon_{xx}^{NL} = 0, \tag{15}$$

где вспомогательный параметр

$$M = \frac{K^2}{\epsilon_a \beta^2 + \epsilon_{xx} q_g \beta}, \tag{16}$$

а  $E_x(0)$  — амплитуда электрического поля на границе в полупроводнике. При осуществлении предельного перехода  $\chi_1, \chi_2 \rightarrow 0$ , диагональные компоненты тензора ДП (2) запишутся так же, как и для линейного случая:  $\epsilon_{xx}^{NL} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_s$ . В уравнении (6) при этом исчезнут

слагаемые, содержащие  $E_z^4$ , и его можно переписать в более простой форме

$$\epsilon_s E_z^2 + \left[ \left( \frac{k_0}{\beta} \right)^2 \epsilon_s^2 - \epsilon_s \right] E_x^2 = 0.$$

#### 4. Анализ и обсуждение результатов

Для численного анализа характеристик поверхностных поляритонов в рассматриваемой системе в области длин волн  $\Delta\lambda = 1 - 6 \mu\text{m}$  выбраны следующие параметры нанокompозита: для слоев висмутзамещенного железо-иттриевого граната  $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$  недиагональная компонента ДП  $\epsilon_a \approx \lambda n_1 \theta_F / \pi$ , где показатель преломления  $n_1 = \sqrt{\epsilon_1} = 2.33$  [36]. Поскольку угол Фарадея сильно зависит от содержания конкретной примеси и меняется в рассматриваемой области длин волн незначительно [37–39], то без потери общности можно считать угол вращения плоскости поляризации (Фарадея) постоянным:  $\theta_F \approx 50 \text{ rad/cm}$  [40]. Для гадолиний-галлиевого граната  $(\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12})$  можно считать ДП постоянной и равной  $\epsilon_2 \approx 3.6$  [41]. Толщины нанослоев выбраны следующими:  $l_1 = 400 \text{ nm}$ ,  $l_2 = 100 \text{ nm}$ .

В качестве полупроводника выбран легированный антимонид индия  $n\text{-InSb}$  с концентрацией электронов  $n = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , имеющий значения параметров нелинейности (нелинейно-оптических восприимчивостей третьего порядка)  $\chi_1 = \chi_2 = 0.01 \text{ cm}^3/\text{erg}$  [42]. Благодаря сравнительно большому значению параметра

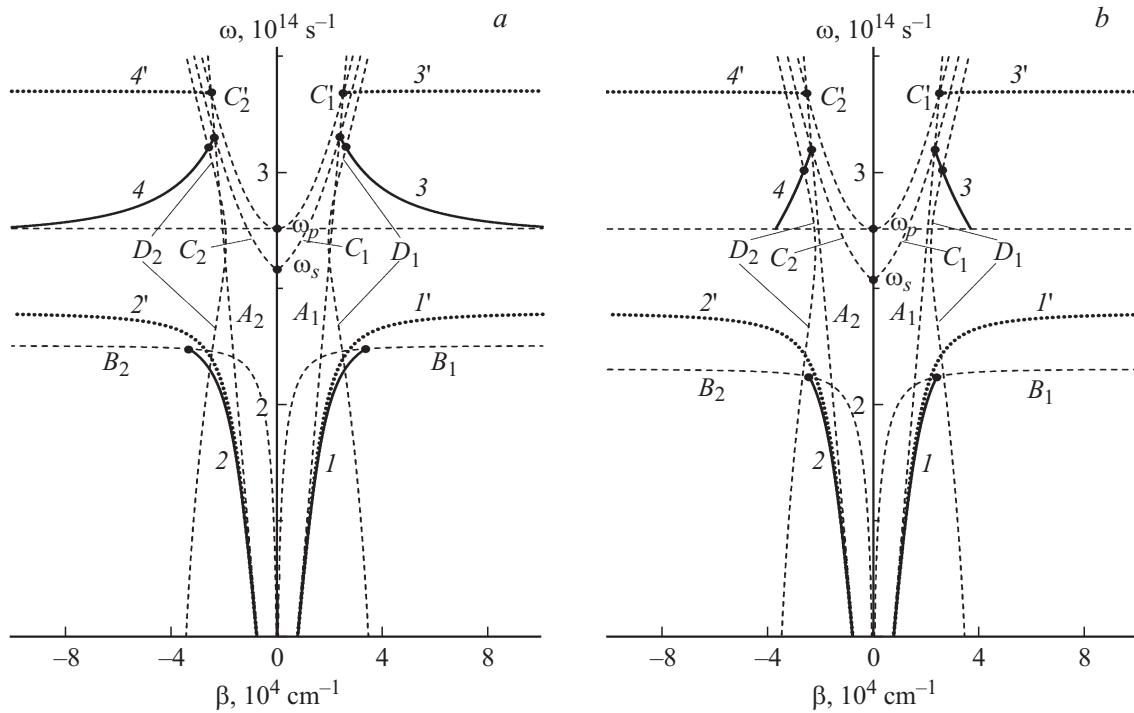


Рис. 3. Дисперсионные зависимости  $\omega(\beta)$  для ПП при  $E_x(0) = 15$  (a) и  $17$  ( $\text{erg/cm}^3$ ) $^{1/2}$  (b).

ров нелинейности вклад  $\chi E^2$  в ДП оказывается заметным при полях порядка десятков единиц СГСЭ.

Дисперсионное соотношение (15) в общем случае имеет четыре решения, которым на представленных далее зависимостях отвечают ветви 1–4 (сплошные кривые). Ветвям 1'–4' (пунктирные линии) соответствуют решения дисперсионного уравнения для линейных ПП, т.е. при  $\chi_1 = \chi_2 = 0$  в соотношении (15). Штриховые линии  $A_1$  и  $A_2$  в областях  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$  отвечают линейной зависимости  $\omega = c\beta/\sqrt{\epsilon_{\perp}}$  (т.е. случаю  $q_g = 0$ ) и соответствуют объемным волнам в НКС. Кривые  $C_1$  и  $C_2$ , полученные из решения уравнения  $-B + \sqrt{B^2 - 4AC} = 0$  (при этом в формуле (8) поле  $E_z = 0$ ), ограничивают ветви 3 и 4 в точках пересечения с линиями  $A_1$  и  $A_2$  и имеют нули на частоте

$$\omega_s = \omega_p \sqrt{\frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_{\infty} + \chi_1 E_x^2(0)}}. \quad (17)$$

Линии  $C'_1$  и  $C'_2$  отвечают уравнению  $\omega = c\beta/\sqrt{\epsilon_s}$  и пересекают ось ординат на частоте  $\omega_p$ .

На рис. 2, a и b изображены зависимости частоты от константы распространения  $\omega(\beta)$ , полученные при значениях величины  $E_x(0) = 5$  и  $10$  ( $\text{erg/cm}^3$ ) $^{1/2}$ . Из рисунка следует, что при малых значениях  $E_x(0)$  решения дисперсионного уравнения для нелинейного (1 и 2) и линейного (1' и 2') случаев почти совпадают (рис. 2, a). При этом асимптоты  $C_1, C'_1$  и  $C_2, C'_2$  очень близки (см. вставку на рис. 2), а значение  $\omega_s$  стремится к  $\omega_p$ . Из соотношения (17) следует, что переход к линейному случаю осуществляется при  $E_x(0) \rightarrow 0$  или  $\chi_1 \rightarrow 0$ . Двукратный рост значения  $E_x(0)$  приводит к существенному

увеличению разницы между высокочастотными ветвями 3 и 3', 4 и 4' (рис. 2, b).

Низкочастотные ветви 1 и 2, отвечающие положительным и отрицательным значениям  $\beta$ , ограничиваются сверху частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  ( $\omega_1 < \omega_2$ ) соответственно. Область существования высокочастотных ветвей 3 и 4 ограничена снизу частотами  $\omega_3$  и  $\omega_4$  ( $\omega_4 < \omega_3$ ) соответственно. Значения асимптотических частот  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  и  $\omega_4$  определяются из уравнений

$$\epsilon_{xz} E_z(0) \pm E_z(0) \sqrt{\epsilon_{zz} \epsilon_{xx}} + E_x(0) \epsilon_{xx}^{\text{NL}} = 0,$$

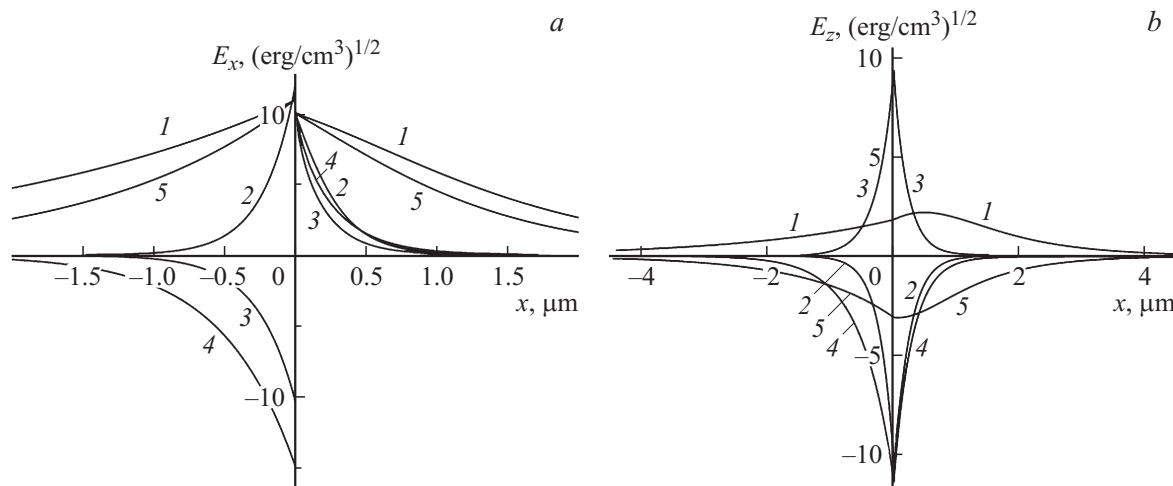
где знак „±“ отвечает случаям  $\beta \rightarrow \pm\infty$ . Величина  $E_z(0)$  рассчитывается с помощью выражения (8), где знаки „плюс“ и „минус“ под корнем (перед дискриминантом) отвечают высокочастотным и низкочастотным решениям дисперсионного соотношения соответственно, а знаки „плюс“ и „минус“ перед общим квадратным корнем отвечают областям  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$  для низкочастотных ветвей и областям  $\beta < 0$  и  $\beta > 0$  для высокочастотных ветвей соответственно. Штриховые линии  $D_1$  и  $D_2$  соответствуют решениям уравнения  $\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{xx}^{\text{NL}} = 0$ , где

$$\epsilon_{xx}^{\text{NL}} = \epsilon_s + \chi_1 |E_x(0)|^2 + \chi_2 |E_z(0)|^2,$$

причем параметр  $E_x(0)$  задан, а величина  $E_z(0)$  рассчитывается с помощью выражения (8) (как частное решение уравнения (6)):

$$E_z(0) = \pm \sqrt{\frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}}.$$

Именно это выражение при подстановке в дисперсионное соотношение (15) дает высокочастотные ветви 3 и 4.



**Рис. 4.** Распределение поперечной (а) и продольной (б) компонент электрического поля ПП от координаты  $x$ .  $E_x(0) = 10 \text{ (erg/cm}^3\text{)}^{1/2}$ .

Из-за слабой гиротропии и малости компоненты  $\epsilon_{xz}$  тензора ДП НКС асимметрия дисперсионных кривых с разными по знаку величинами  $\beta$  практически незаметна, хотя имеет место и определяет невзаимный характер распространения ПП. Важно отметить, что увеличение интенсивности электромагнитной волны в системе с нелинейностью не приводит к изменению невзаимности дисперсионных свойств ПП. При стремлении  $\omega \rightarrow \omega_{1,2,3,4}$  имеет место существенное замедление ПП, поскольку его групповая скорость  $d\omega/d\beta \rightarrow 0$ .

На рис. 3, а и б изображены спектры  $\omega(\beta)$ , полученные для значений величины  $E_x(0) = 15$  и  $17 \text{ (erg/cm}^3\text{)}^{1/2}$ . Из рисунка следует, что с увеличением значения электрического поля на границе  $E_x(0)$  диапазон существования высокочастотных ПП увеличивается, но начинает ограничиваться снизу частотой  $\omega_p$ . Изменение знака линейной части ДП  $\epsilon_s$  происходит на этой частоте: при  $\omega < \omega_p$  величина  $\epsilon_s$  отрицательна, а при  $\omega > \omega_p$  — положительна. Знак  $\epsilon_s$  влияет на вид профиля поля  $E_x(x)$  в полупроводнике, который находится при численном интегрировании выражения (10). В пределе  $x \rightarrow \infty$  должно выполняться условие затухания электрического поля  $E_x \rightarrow 0$ , которое является ключевым критерием выбора решений. В этом случае в уравнении (8) коэффициент  $C = 0$ , а  $B = \epsilon_s$ . Анализ показывает, что выполнение указанного условия при расчете (10) будет зависеть от знака  $\epsilon_s$  и знака под корнем (перед дискриминантом) в выражении (8). При этом условию затухания будут удовлетворять только те решения, которые находятся выше  $\omega_p$  для высокочастотных ветвей и ниже  $\omega_p$  для низкочастотных ветвей.

Для низкочастотных ПП (ветви 1 и 2) в сильном электрическом поле возникает отсечка, обусловленная пересечением с асимптотами  $B_1$  и  $B_2$ , которые отвечают решениям уравнения

$$\epsilon_{xx}^{NL} + 2\chi_1 E_x^2(0) = 0.$$

Отсечка связана с тем, что с увеличением частоты и ростом  $E_x(0)$  числитель дроби в правой части выражения (10) меняет знак с отрицательного на положительный. Это в свою очередь влияет на конечный знак координаты  $x$  при построении профиля поля  $E_x(x)$  в полупроводнике. При частотах, меньших частоты отсечки,  $x > 0$  и амплитуда поля затухает с увеличением координаты. На частотах выше точки отсечки при интегрировании выражения (10) получаются решения, не имеющие физического смысла, поскольку искомая координата  $x$  становится отрицательной, т. е. ПП не распространяются. Отметим, что с увеличением значения  $E_x(0)$  отсечка происходит на меньшей частоте.

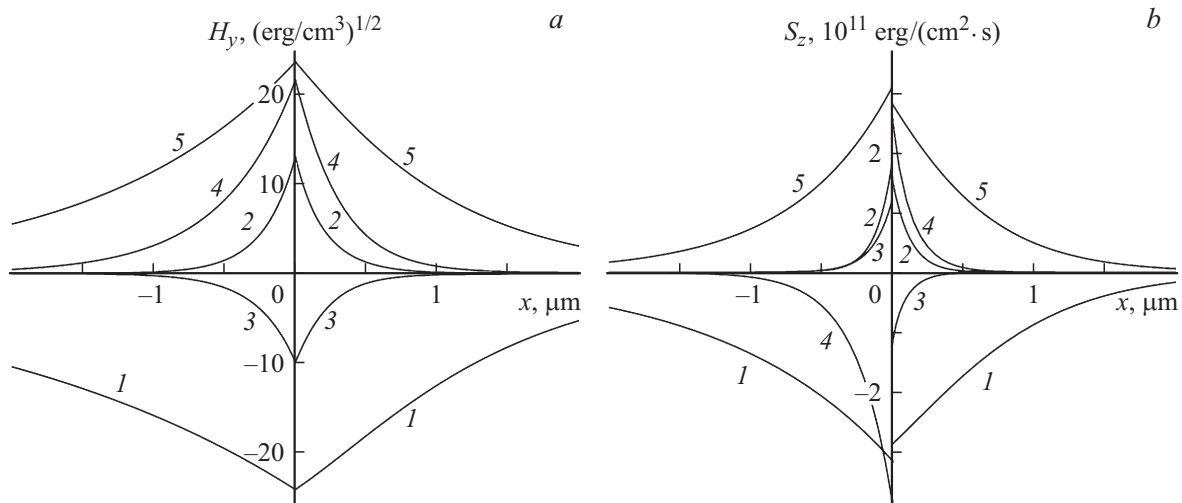
На рис. 4 представлены пространственные распределения компонент электрического поля ТМ-волны  $E_x(x)$  (а) и  $E_z(x)$  (б), полученные для значения амплитуды поля поверхностной волны в полупроводнике  $(E_x(0) = 10 \text{ erg/cm}^3)^{1/2}$ . Для каждой кривой в таблице приведены значения частоты, константы распространения, а также положение  $x_0$  максимума амплитуды поля  $E_z$ .

Из рисунка видно, что распределение полей в НКС и нелинейной среде существенно меняется в зависимости от выбранной частоты и направления волны. Поле  $E_x$  в полупроводнике положительно во всех случаях, тогда как для низкочастотных ПП в НКС оно становится отри-

Параметры, использованные при построении кривых на рис. 4 и 5

Номер кривой	$\omega, 10^{14} \text{ s}^{-1}$	$\beta, \text{ cm}^{-1}$	$x_0$ для $E_z(x)$ (рис. 4)
1	3.257	-24653.0	$x_0 > 0$
2	3.185	49128.4	$x_0 = 0$
3	2.293	40012.7	$x_0 = 0$
4	2.167	-25032.3	$x_0 = 0$
5	3.254	25317.6	$x_0 > 0$





**Рис. 5.** Распределение магнитного поля ТМ-волны (а) и компоненты вектора Умова–Пойнтинга (б) по оси  $x$ .  $E_x(0) = 10 (\text{erg/cm}^3)^{1/2}$ .

цательным (кривые 3, 4 на рис. 4, а). Поле  $E_z$  для прямых низкочастотных (кривая 3) и обратных высокочастотных (кривая 1) волн положительно в обеих средах, в то время как для прямых высокочастотных (кривые 2 и 5) и для обратных низкочастотных (кривая 4) волн поле  $E_z$  отрицательно в обеих средах. Важной особенностью кривых 1 и 5 на рис. 4, б является наличие максимума поля  $E_z$ , который не приходится на границу раздела НКС и полупроводника. ПП с подобным профилем волнового поля принято называть солитоноподобными [2,3,7,9,10].

Точки пересечений линий  $A_1$  и 3,  $D_1$  и 3, а также  $A_2$  и 4,  $D_2$  и 4 (жирные точки на рис. 3 и вставки на рис. 2) ограничивают область существования солитоноподобных волн в полупроводнике (кривые 1 и 5 на рис. 4). При частотах, меньших, частот точек пересечения линий  $D_1$  и 3,  $D_2$  и 4, амплитуда поля  $E_z$  имеет максимум на границе раздела сред и затухает с увеличением  $x$  по модулю (кривая 2 на рис. 4, б). Низкочастотным ветвям 1 и 2 на рис. 2 и 3 соответствуют только ПП, у которых максимум поля  $E_z$  приходится на границу раздела.

Максимум поля  $E_z$  в нелинейном полупроводнике может наблюдаться как у обратной волны ( $x_0 = 0.48 \mu\text{m}$ , кривая 1), так и у прямой ( $x_0 = 0.06 \mu\text{m}$ , кривая 5). В целом частотный диапазон существования солитоноподобных волн в полупроводнике расширяется с ростом значения поля  $E_x(0)$ .

На рис. 5 представлено пространственное распределение по оси  $x$  поперечной компоненты ТМ-волны  $H_y(x)$  (а) и плотности потока энергии  $S_z(x)$  (б), которая вычисляется по формуле

$$S_z = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(e_x h_y^*). \quad (18)$$

Отметим, что величина  $S_z$  может претерпевать разрыв на границе из-за отсутствия непрерывности компоненты  $E_x$ , несмотря на то что обе тангенциальные компоненты поля электромагнитной волны  $E_z$  и  $H_y$  непрерывны.

Кривые 1–5 построены с использованием тех же параметров, что и для рис. 4 (см. таблицу). Из рисунка видно, что поведение  $H_y$  и  $S_z$  в НКС и нелинейной среде, так же как и в случае с  $E_x$  и  $E_z$ , зависит от выбранной частоты и направления волны. Так, например, для прямых низкочастотных (кривая 3) и обратных высокочастотных (кривая 1) волн поле  $H_y$  отрицательно, в то время как для прямых высокочастотных (ветви 2 и 5) и для обратных низкочастотных (кривая 4) волн оно положительно. Кривые 3 и 4, отвечающие низкочастотным ПП, имеют разные по знаку плотности потока энергии  $S_z$  в НКС и полупроводнике. Наиболее локализованными у границы раздела оказываются потоки энергии ПП для прямых высокочастотных и низкочастотных волн (кривые 2, 3).

## 5. Заключение

Получено дисперсионное соотношение для нелинейных ПП ТМ-типа в системе нелинейный полупроводник–НКС. Проведенный анализ полученного дисперсионного соотношения и профилей волновых полей показал, что нелинейные ПП ТМ-поляризации в исследуемой структуре могут распространяться как при положительных, так и при отрицательных значениях линейной ДП  $\epsilon_s$ . Обнаружено, что электрическое поле на границе  $E_x(0)$  приводит к существенной перестройке спектров  $\omega(\beta)$ , а также к появлению солитоноподобных решений для компоненты  $E_z$  электрического поля.

## Список литературы

- [1] В.М. Агранович, В.С. Бабиченко, В.А. Черняк. Письма в ЖЭТФ **32**, 532 (1980).
- [2] W.J. Tomlinson. Opt. Lett. **5**, 323 (1980).
- [3] A.A. Maradudin. Z. Phys. B **41**, 341 (1981).
- [4] Н.Н. Ахмедиев. ЖЭТФ **83**, 545 (1982).

- [5] V.M. Agranovich, V.Ya. Chernyak. *Solid State Commun.* **44**, 1309 (1982).
- [6] M.Y. Yu. *Phys. Rev. A* **28**, 1855 (1983).
- [7] D. Mihalache, G.I. Stegeman, C.T. Seaton, E.M. Wright, R. Zaroni, A.D. Boardman, T. Twardowski. *Opt. Lett.* **12**, 187 (1987).
- [8] A.D. Boardman, A.A. Maradudin, G.I. Stegeman, T. Twardowski. *Phys. Rev. A* **35**, 1159 (1987).
- [9] Н.Н. Белецкий. *ФТТ* **34**, 1592 (1992).
- [10] И.Е. Дикштейн, Д.С. Никитов, С.А. Никитов. *ФТТ* **40**, 1885 (1998).
- [11] N.N. Beletskii, S.A. Borisenko, I.V. Ivanchenko, N.A. Popenko. *Surf. Sci.* **507–510**, 512 (2002).
- [12] A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov, A.A. Maradudin. *Phys. Rep.* **408**, 131 (2005).
- [13] С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус. *УФН* **179**, 1003 (2009).
- [14] A.V. Kildishev, N.M. Litchinitser. *Opt. Commun.* **283**, 1628 (2010).
- [15] В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. *Поверхностные поляритоны*. Наука, М. (1982). 526 с.
- [16] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках*. Наук. думка, Киев (1989). 375 с.
- [17] A.D. Boardman, M. Bertolotti, T. Twardowski. *Nonlinear waves in solid state physics*. Plenum Press, N.Y. (1990). 500 с.
- [18] F. Lederer, U. Langbein, H.E. Ponath. *Appl. Phys. B* **31**, 69 (1983).
- [19] F. Lederer, U. Langbein, H.E. Ponath. *Appl. Phys. B* **31**, 187 (1983).
- [20] F. Lederer, U. Langbein, H.E. Ponath, U. Trutschal. *Appl. Phys. B* **38**, 263 (1985).
- [21] Х.С. Арутюнян, К.А. Барсуков. *Опт. и спектр.* **58**, 1064 (1985).
- [22] Х.С. Арутюнян, К.А. Барсуков. *Изв. АН АрмССР. Физика* **20**, 125 (1985).
- [23] A.D. Boardman. *Opt. Soc. Am. B* **5**, 523 (1988).
- [24] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *Опт. и спектр.* **62**, 468 (1987).
- [25] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *ЖТФ* **57**, 395 (1987).
- [26] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *Письма в ЖТФ* **13**, 793 (1987).
- [27] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *Письма в ЖТФ* **13**, 797 (1987).
- [28] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *ФТТ* **29**, 2721 (1987).
- [29] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *Письма в ЖТФ* **13**, 910 (1987).
- [30] A.D. Boardman, M.M. Shabat, R.F. Wallis. *J. Phys. D* **24**, 1702 (1991).
- [31] П.И. Хаджи, Е.С. Киселева. *ЖТФ* **58**, 1063 (1988).
- [32] R.I. Joseph, D.N. Christodoulides. *Opt. Express* **12**, 826 (1987).
- [33] R.W. Boyd. *Nonlinear optics*. 3rd ed. Elsevier, Amsterdam (2007). 640 p.
- [34] Д.В. Валовик. *Изв. вузов. Поволжский регион. Физ.-мат. науки* **14**, 54 (2010).
- [35] V.M. Agranovich. *Solid State Commun.* **78**, 747 (1991).
- [36] M. Wallenhorst, M. Niemöller, H. Dötsch, P. Hertel, R. Gerhardt, B. Gather. *J. Appl. Phys.* **77**, 2902 (1995).
- [37] Г.С. Кринчик. *Физика магнитных явлений*. Изд-во МГУ, М. (1976). 367 с.
- [38] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. *Прикладная магнитооптика*. Энергоатомиздат, М. (1990). 320 с.
- [39] А.К. Звездин, В.А. Котов. *Магнитооптика тонких пленок*. Наука, М. (1988). 192 с.
- [40] T. Hibiya, Y. Morishige, J. Nakashima. *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, 1316 (1985).
- [41] D.L. Wood. *Appl. Opt.* **29**, 3704 (1990).
- [42] D.A.V. Miller, S.D. Smith. *Opt. Commun.* **31**, 101 (1979).