Нелинейные ТЕ-поляризованные квазиповерхностные волны в симметричном световоде с нелинейной сердцевиной

© О.В. Коровай, П.И. Хаджи

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдавия
Институт прикладной физики АН Молдавии,
Кишинев, Молдавия

E-mail: fmf_nokr@spsu.ru

(Поступила в Редакцию 8 декабря 2009 г.
В окончательной редакции 3 марта 2010 г.)

Предложена теория нелинейных поляризованных симметричных квазиповерхностных волн в симметричной планарной структуре с нелинейной сердцевиной и линейными обкладками. Нелинейность сердцевины обусловлена процессами экситон-фотонного взаимодействия и оптической экситон-биэкситонной конверсии. Получены и исследованы законы дисперсии распространяющихся волн.

1. Введение

Стремительное развитие современной интегральной оптики, повсеместное использование волоконно-оптических линий связи, нарастающие потребности обмена большими объемами информации сохраняют актуальность исследований свойств волноводных, поверхностных и интерфейсных мод, направляемых границами раздела нелинейных световодов на базе полупроводников. В качестве нелинейной диэлектрической функции при исследовании свойств нелинейных поверхностных и волноводных мод в большинстве работ используют модельное выражение с керровской зависимостью диэлектрической функции от электрического поля распространяющейся волны [1–7]. Тем не менее существует ряд работ, в которых выражение для нелинейной диэлектрической функции получают путем учета конкретных механизмов полупроводниковых переходов под действием поля электромагнитной волны [8–14].

Ранее нами были изучены свойства ТЕ-поляризованных поверхностных [15], волноводных [16] и квазиповерхностных волн двух типов [17], распространяющихся вдоль плоских границ раздела симметричной планарной трехслойной структуры с линейной сердцевиной и нелинейными обкладками. Нелинейность обкладок обусловлена учетом процесса оптической экситон-биэкситонной конверсии. Показано, что спектральное (и интенсивностное) поведение ветвей законов дисперсии существенно более сложное, чем поведение дисперсионных ветвей для керровской нелинейности. Это обусловлено сложностью поведения диэлектрической функции нелинейной среды в зависимости от частоты и амплитуды поля распространяющейся волны. Это приводит к разбиению области существования антисимметричных нелинейных поверхностных волн на две независимые, отделенные друг от друга подобласти при определенных значениях параметров. Изменение амплитуды поля приводит к появлению новых резонансных частот, которые обусловлены перенормировкой энергетического спектра полупроводника при больших уровнях возбуждения. В [18] показано, что имеет место эффект Аутлера–Таунса, обусловленный изменением собственных частот нелинейных объемных поляритонов при увеличении уровня возбуждения [19]. Кроме того, резонансный характер диэлектрической функции приводит к разбиению области существования несимметричных квазиповерхностных волн первого типа на две независимые, отделенные друг от друга подобласти при определенных значениях параметров. Полученные законы дисперсии существенно зависят от потока переносимой энергии.

В настоящей работе представлены результаты исследования свойств ТЕ-поляризованных нелинейных квазиповерхностных волн, направляемых границами раздела симметричной трехслойной структуры с нелинейной сердцевиной.

2. Постановка задачи. Основные уравнения

Изучим свойства квазиповерхностных нелинейных волн в световоде, состоящем из нелинейной пластинки толщиной $2d(-d \le z \le +d)$, окруженной полубесконечными линейными обкладками, характеризующимися постоянной диэлектрической проницаемостью ε_0. Нелинейная пластинка представляет собой полупроводник, в котором проходящая световая волна может возбуждать экситоны из основного состояния кристалла и превращать их в биэкситоны благодаря процессу оптической экситон-биэкситонной конверсии. Одновременный учет экситон-фотонного взаимодействия и оптической экситон-биэкситонной конверсии возможен для кристаллов типа CdS, CdSe, где энергия связи биэкситонов исчезающе мала.

Будем использовать выражение для диэлектрической функции ε нелинейной среды, зависящей от частоты ω и амплитуды E электромагнитного поля распространяю-

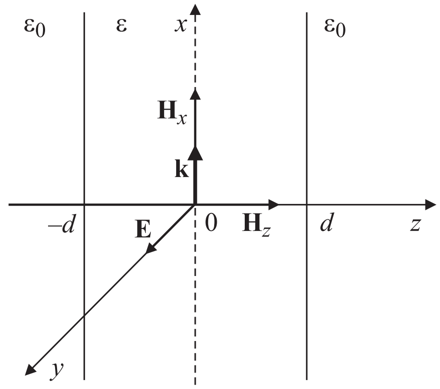

Рис. 1. Геометрия задачи и направления компонент полей.

щейся волны, полученное в [9,14],

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_{\mathrm{LT}}}{\Delta} \frac{E_s^4}{\left(E_s^2 - E^2\right)^2}\right), \tag{1}$$

где $E_s^2 = 2\Delta^2/\sigma^2$, $\Delta = \omega - \omega_0$ — расстройка резонанса для частоты ω распространяющейся волны относительно частоты ω_0 экситонного перехода, $\omega_{\mathrm{LT}} = 4\pi\hbar g^2/\varepsilon_\infty$ — частота продольно-поперечного расщепления экситонного состояния, ε_∞ — фоновая диэлектрическая постоянная, σ — константа оптической экситон-биэкситонной конверсии, g — константа экситон-фотонного взаимодействия.

Изучим закономерности стационарного распространения квазиповерхностных волн в симметричной трехслойной структуре в геометрии рис. 1. Считаем, что электромагнитная волна распространяется вдоль оси x с волновым вектором $\mathbf{k}$. Поле TE-поляризованной волны содержит поперечные электрическую $E_y = E$ (параллельную оси y) и магнитную H_z, а также продольную компоненту магнитного поля H_x. Из уравнений Максвелла с учетом непрерывности тангенциальных компонент полей E_y и H_x вдоль границы раздела получаем следующие волновые уравнения, описывающие пространственное распределение электрического поля $E_y = E$ электромагнитной волны в стационарном режиме:

$$\frac{d^2E}{dz^2} = \frac{\omega^2}{c^2}\left(n^2 - \varepsilon_\infty\left(1 - \frac{\omega_{\mathrm{LT}}}{\Delta}\frac{E_s^4}{\left(E_s^2 - E^2\right)^2}\right)\right)E, \quad |z| \le d, \tag{2}$$

$$\frac{d^2E}{dz^2} = \frac{\omega^2}{c^2}(n^2 - \varepsilon_0)E, \quad |z| \ge d, \tag{3}$$

где $n = ck/\omega$ — эффективный показатель преломления среды. Поскольку мы ищем ограниченные в пространстве квазиповерхностные волны, энергия которых локализована в окрестности границ раздела $|z| = d$, при решении уравнения (3) необходимо удовлетворить условиям обращения в нуль амплитуды поля и ее производной на бесконечности

$$\lim_{z\to\pm\infty} E \to 0; \quad \lim_{z\to\pm\infty} dE/dz \to 0. \tag{4}$$

Вводя нормированные переменные $y = \frac{E}{E_s}$, $\bar{z} = \frac{\omega}{c}x$, $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_\infty \frac{\omega_{\mathrm{LT}}}{\Delta}$ и интегрируя (2), для областей $|\bar{z}| < D = \frac{\omega}{c}d$ получаем

$$\left(\frac{dy}{d\bar{z}}\right)^2 + W(y) = C_0, \tag{5}$$

где

$$W(y) = -y^2\left(n^2 - \varepsilon_\infty + \frac{\bar{\varepsilon}}{1 - y^2}\right). \tag{6}$$

Здесь $W(y)$ играет роль потенциальной энергии нелинейного осциллятора, движение которого описывается первым интегралом (5), а C_0 — константа интегрирования. С другой стороны, C_0 — параметр, определяющий величину поля на границе раздела сред при сохранении значений всех констант неизменными. Для оптически линейной среды выражение для $W(y)$ имеет вид

$$W(y) = -y^2(n^2 - \varepsilon_0). \tag{7}$$

Из анализа уравнения (6) следует, что решения в виде квазиповерхностных волн могут существовать только при тех значениях амплитуды поля $E(\bar{z})$, для которых $W(E) \le 0$. Это значительно ограничивает область значений параметров. Из (6) и (7) следует, что решения для квазиповерхностных волн возможны при $\Delta < 0$ и $n^2 > \varepsilon_\infty > \varepsilon_0$. Следовательно, амплитуда E квазиповерхностных волн будет изменяться в пределах

$$0 \le E^2 \le E_m^2 = \left(1 - \frac{\varepsilon_\infty\omega_{\mathrm{LT}}}{|\Delta|(n^2 - \varepsilon_\infty)}\right)E_s^2, \tag{8}$$

где E_m является максимально возможной амплитудой поля квазиповерхностной волны, которая может существовать только в длинноволновой области от частоты экситонного перехода, причем $n^2 > \varepsilon_0$.

Определим величину поля на границе раздела нелинейной и линейной сред, требуя равенства поля и его производной в точке $|\bar{z}| = D$. Из уравнения (5) при учете (6) и (7) получим, что величина поля на границе раздела определяется выражением

$$E_0 = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_\infty\omega_{\mathrm{LT}}}{|\Delta|(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}}\,E_s.$$

Для существования волны необходимо, чтобы $E_0 < E_m$.

Значение константы интегрирования C_0 существенно определяет типы решений уравнения (6). Рассмотрим простейший случай $C_0 = 0$. В этом случае существует только одно решение уравнения в виде симметричной квазиповерхностной волны, закон дисперсии которой имеет вид

$$\ln\frac{\sqrt{1 - y_m^2}}{\sqrt{1 - y_0^2} + \sqrt{y_m^2 - y_0^2}} + \frac{1}{y_m}\ln\frac{\sqrt{y_m^2 - y_0^2} + y_m\sqrt{1 - y_0^2}}{y_0\sqrt{1 - y_m^2}} = qD, \tag{9}$$

где $y_0 = \sqrt{1 - \frac{\alpha}{q^2 - q_0^2}}$ — нормированное поле на границе раздела, а $y_m = \sqrt{1 - \frac{\alpha}{a^2}}$ — нормированное максимальное значение поля внутри нелинейной пластинки, $q=\sqrt{n^2-\varepsilon_\infty}$, $q_0=\sqrt{n^2-\varepsilon_0}$, $\alpha=\frac{\varepsilon_\infty\omega_{\mathrm{LT}}}{\Delta}$. Выражение (9) определяет зависимость эффективного показателя преломления среды n от расстройки резонанса Δ при фиксированных значениях толщины пленки D и параметра y_0 — амплитуды поля волны на границе раздела сред в точке $\bar z=D$.

В случае, когда значение константы интегрирования $C_0>0$, уравнение (6) имеет четные и нечетные решения в виде симметричных и антисимметричных квазиповерхностных волн различного порядка.

Рассмотрим нижайшую четную моду. Из уравнения (5) в случае $C_0>0$ следует, что решение в виде квазиповерхностной четной волны имеет вид

$$q\sqrt{y_+-y_-}D=(1-y_-)[K(k)-F(\varphi_0,k)]$$
$$+y_-\left[\Pi\left(\frac{\pi}{2},-\frac{y_+}{y_+-y_-},k\right)-\Pi\left(\varphi_0,-\frac{y_+}{y_+-y_-},k\right)\right],\tag{10}$$

где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, $F(\varphi_0,k)$ — неполный эллиптический интеграл первого рода, $\Pi\big(\frac{\pi}{2},-\frac{y_+}{y_+-y_-},k\big)$ — неполный эллиптический интеграл третьего рода, $k^2=\frac{(1-y_-)y_+}{y_+-y_-}$ — модуль эллиптического интеграла [20], $\varphi_0=\arcsin\sqrt{\frac{(y_+-y_-)y_0}{(y_0-y_-)y_+}}$, где

$$y_\pm=\frac{1}{2}\left(1-\frac{\alpha+C_0}{q^2}\pm\sqrt{\left(1-\frac{\alpha+C_0}{q^2}\right)^2+\frac{4C_0}{q^2}}\right),\tag{11}$$

$$y_0=\sqrt{-\frac{1}{2}\left(\frac{q_0^2-q^2y_m^2+C_0}{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}\right)+\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{q_0^2-q^2y_m^2+C_0}{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}\right)^2+\frac{C_0}{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}}}.\tag{12}$$

Анализ выражений (10)–(12) показывает, что закон дисперсии имеет сложную зависимость от значения поля на границе раздела и параметров сред.

Поскольку константа интегрирования C_0 может принимать различные значения, рассмотрим частный случай, когда $C_0=q^2-\alpha$. В этом случае зависящие от параметра C_0 закон дисперсии и функции y_-, y_+, y_0 существенно упростятся и примут вид

$$(1+y_+)[K(k)-F(\varphi_0,k)]$$
$$-y_+\left[\Pi\left(\frac{\pi}{2},-\frac{1}{2},k\right)-\Pi\left(\varphi_0,-\frac{1}{2},k\right)\right]=\sqrt{2y_+}\,qd,\tag{13}$$

где $k^2=\frac{1+y_+}{2}$, $\varphi_0=\arcsin\sqrt{\frac{2y_0}{y_0+y_+}}$,

$$y_+=\sqrt{1-\frac{\alpha}{q^2}},\tag{14}$$

$$y_-=-y_+,\tag{15}$$

$$y_0=\sqrt{\frac{1}{2}\Big(1-\frac{\alpha+C_0}{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}\Big)+\sqrt{\frac{1}{4}\Big(1-\frac{\alpha+C_0}{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}\Big)^2+\frac{C_0}{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}}}.\tag{16}$$

Определим поток энергии, переносимый волной в случае, когда $C_0=0$. Поток энергии представлен интегралом по всем $\bar z$, где профиль волны неоднороден:

$$P=\frac{c^2n}{8\pi\omega}\int\limits_{-\infty}^{\infty}E_y^2(\bar z)d\bar z.\tag{17}$$

Полный поток энергии P, переносимой волной, определяется суммарным значением нелинейного потока сердцевины P_{NL} и линейного потока P_L обкладок, которые определяются выражениями

$$P_L=\frac{c^2n}{8\pi\omega}\frac{E_0^2}{4q_0},\tag{18}$$

$$P_{\mathrm{NL}}=\frac{c^2n}{16\pi\omega}\frac{E_s^2}{q}\left\{\sqrt{(1-E_0^2)(E_m^2-E_0^2)}\right.$$
$$\left.+(1-E_m^2)\ln\frac{\sqrt{1-E_m^2}}{\sqrt{1-E_0^2}-\sqrt{E_m^2-E_0^2}}\right\}.\tag{19}$$

Исключая из закона дисперсии E_0 с помощью выражения для поля на границе раздела, получаем зависимость $P(n,\Delta)$, т.е. зависимость эффективного показателя преломления нелинейного световода n от потока энергии, переносимой волной для каждого из значений константы C_0.

В случае, когда $C_0>0$, $C_0=q^2-\alpha$, полный поток энергии P, переносимый волной, также определяется суммарным значением линейного потока P_L обкладок и нелинейного потока сердцевины P_{NL}, при этом линейный поток определен выражением (18), а нелинейный поток будет иметь вид

$$P_{\mathrm{NL}}=\frac{c^2n}{4\pi\omega}\frac{E_s^2}{q}\sqrt{2y_+}$$
$$\times\left((1+y_+)\Big[K(k)-F(\varphi_0,k)\Big]-\Big[E(k)-E(\varphi_0,k)\Big]\right.$$
$$\left.-y_+\Big[\Pi\Big(\frac{\pi}{2},-\frac{1}{2},k\Big)-\Pi\Big(\varphi_0,-\frac{1}{2},k\Big)\Big]\right).\tag{20}$$

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим закон дисперсии для квазиповерхностной симметричной моды и в соответствии с (9) изучим поведение дисперсионных кривых $n(\delta,y_0)$. Нелинейная симметричная волна существует только в спектральной области $\delta<0$. Точки начала кривых $\delta(n)$ закона дисперсии соответствуют расстройке резонанса $|\delta|=|\delta_0|=\varepsilon_\infty/(\varepsilon_0-\varepsilon_b)$. Кроме того, нормированная амплитуда поля E_0 на границе раздела сред

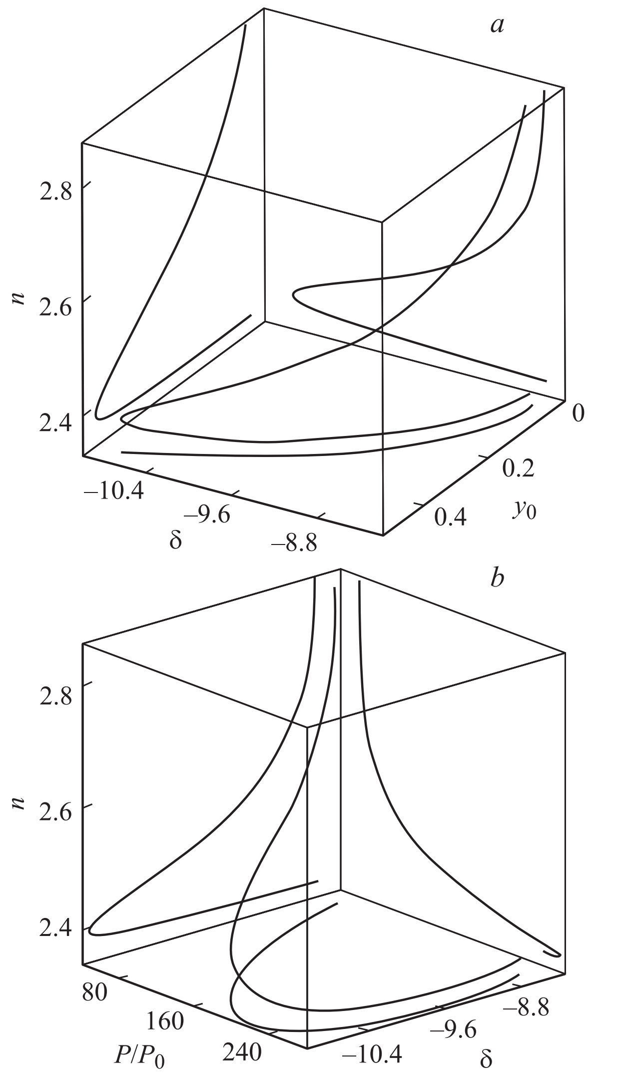

Рис. 2. Закон дисперсии (a) и поток энергии (b) для симметричной TE-поляризованной квазиповерхностной волны, рассчитанные при значениях $\varepsilon_0 = 5.6$, $\varepsilon_\infty = 5$, $D = 0.1$, $C_0 = 0$.

$y_0 = \sigma E_0/\omega_{\mathrm{LT}}$ существенно зависит от расстройки резонанса δ и параметров световода, при этом значение поля на границе раздела существенно определяется значением константы C_0.

Из рис. 2, a видно, что кривые закона дисперсии характеризуются наличием максимума показателя преломления, расположенного в области максимально допустимого значения величины поля y_0. Видно, что закон дисперсии состоит из двух ветвей $n(\delta)$, одна из которых характеризуется возрастанием, а другая — монотонным убыванием величины эффективного показателя преломления n при уменьшении расстройки резонанса δ. При уменьшении значения амплитуды поля y_0 на границе раздела ветви закона дисперсии расходятся, отталкиваясь друг от друга. При этом каждому значению δ соответствуют два значения n и два значения y_0. Видно, что частотный интервал существования моды узкий. Анализ поведения кривых показал, что спектральный интервал существования моды существенно зависит от толщины нелинейной пластинки. Чем шире пластинка, тем у́же интервал значений δ и y_0. Кроме того, при увеличении толщины пластинки кривые закона дисперсии смещаются в длинноволновую область от частоты экситонного перехода.

На рис. 2, b представлена зависимость нормированного потока $P(n,\delta)/P_0$, где $P_0 = 4\pi\omega/c^2 n$, для квазиповерхностной нелинейной симметричной моды. Одному и тому же значению $|\delta|$ соответствуют два различных значения $P(n,\delta)$ вдоль двух ветвей проекции кривой на плоскости (P,δ). При уменьшении $|\delta|$ вдоль одной ветви поток монотонно возрастает, достигая максимума, затем резко убывает, тогда как вдоль другой ветви монотонно убывает.

На рис. 3, a представлены кривые закона дисперсии для квазиповерхностной симметричной моды в случае, когда $C_0 > 0$. Каждая кривая соответствует одному зна-

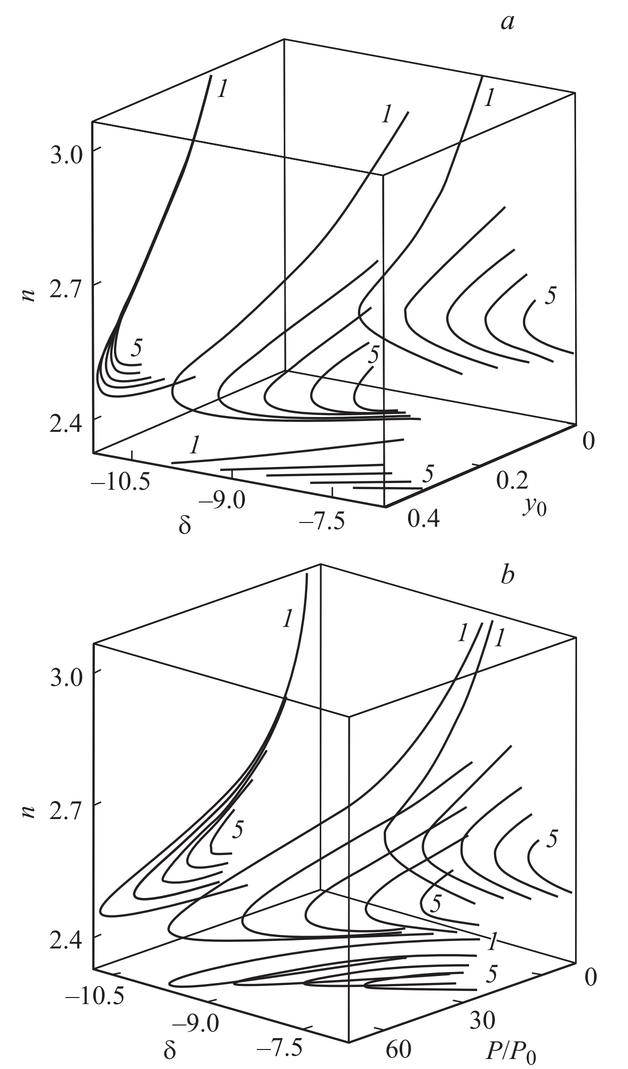

Рис. 3. Закон дисперсии (a) и поток энергии (b) для симметричной TE-поляризованной квазиповерхностной волны, рассчитанные при $\varepsilon_0 = 5.6$, $\varepsilon_\infty = 5$, $D = 0.1$ для различных значений C_0. C_0 возрастает от 0.001 (*1*) до 0.025 (*5*).

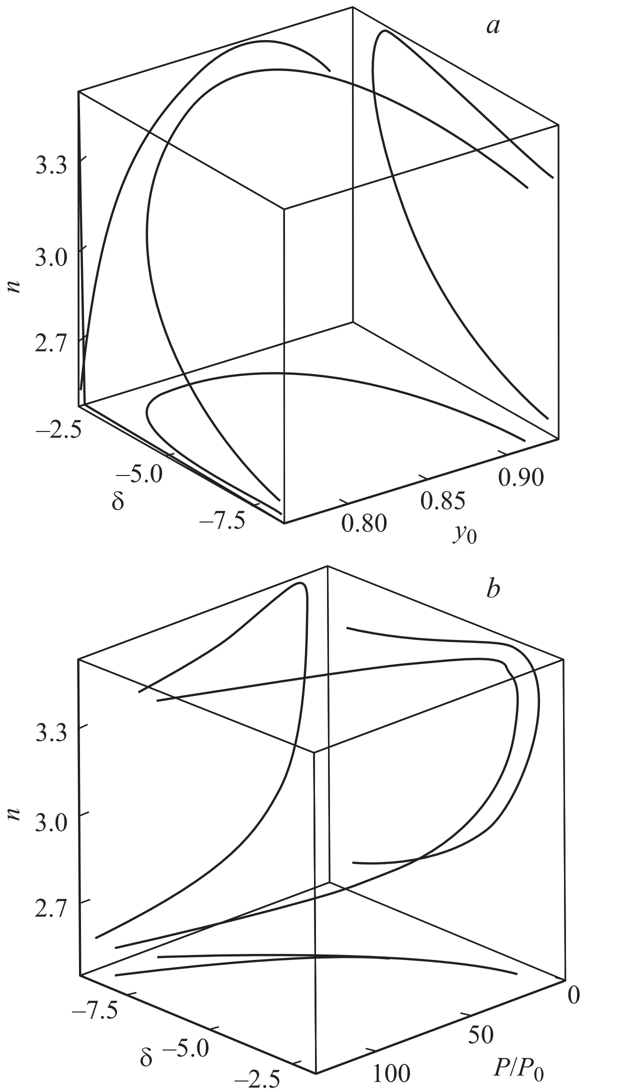

Рис. 4. Закон дисперсии (a) и поток энергии (b) для симметричной ТЕ-поляризованной квазиповерхностной волны, рассчитанные при $\varepsilon_0 = 5.6$, $\varepsilon_\infty = 5$, $D = 1$, $C_0 = q^2 - \alpha$.

чению константы C_0. Кривые закона дисперсии также состоят из двух ветвей $n(\delta)$, одна из которых монотонно возрастает, достигая максимального значения $|\delta|$, а другая убывает при изменении $|\delta|$. Величина максимума $|\delta|$ уменьшается при увеличении значения константы C_0. Спектральный интервал каждой кривой, определяемый значением константы C_0, чрезвычайно мал. Кроме того, видно, что для каждого из значений константы существует очень узкая область допустимых значений поля на границе раздела y_0. При этом каждому значению поля y_0 соответствуют два значения эффективного показателя преломления n. Количество кривых ограничено разрешенными значениями константы C_0. С ростом C_0 моды постепенно выталкиваются из волокна и допустимые области существования мод сужаются.

Что касается кривых нормированного потока $P(n, \delta)/P_0$, представленных на рис. 3, b, то их качественное поведение не отличается от поведения кривых закона дисперсии. Величина потока возрастает с ростом $|\delta|$. Одному и тому же значению $|\delta|$ соответствуют два различных значения $P(n, \delta)$.

На рис. 4, a представлен закон дисперсии в случае, когда $C_0 = q^2 - \alpha$. В этом случае нелинейная симметричная волна существует также только в спектральной области $\delta < 0$. Точки окончания дисперсионных кривых соответствуют расстройке резонанса $|\delta| = |\delta_0| = \varepsilon_\infty/(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)$. Кривые закона дисперсии касаются верхней ветви кривой, определяющей диэлектрическую функцию экситона $\varepsilon = \varepsilon_\infty\left(1 + \frac{1}{|\delta|}\right)$. Из рис. 4, a видно, что в этом случае существует только одна кривая зависимости $n(\delta)$, которая характеризуется почти одинаково возрастанием и убыванием величины поля при увеличении расстройки резонанса $|\delta|$, при этом каждому значению расстройки резонанса соответствуют два значения y_0 и эффективного показателя преломления n.

На рис. 4, b представлена кривая нормированного потока $P(n, \delta)/P_0$. Видно, что в отличие от закона дисперсии $n(\delta)$ кривая потока при увеличении $|\delta|$ сначала резко убывает, достигая минимума, а затем резко возрастает, при этом каждому $|\delta|$ соответствуют два значения $P(n, \delta)$. Кроме того, в этом случае поток более интенсивный, чем в случае $C_0 > 0$. Этот тип волн существует при потоках энергии, превосходящих пороговое значение.

4. Заключение

Получены и исследованы законы дисперсии для нелинейной симметричной квазиповерхностной ТЕ-поляризованной волны при различных значениях константы, определяющей величину поля на границе раздела линейной и нелинейной сред. Показано, что значение константы существенно определяет характер поведения закона дисперсии. Существование квазиповерхностной ТЕ-поляризованной волны обусловлено взаимодействием экситонов и биэкситонов со светом. Нелинейная диэлектрическая функция существенно зависит от поля распространяющейся волны, а законы дисперсии — от потока переносимой энергии.

Список литературы

[1] A.D. Boardman, T. Twardowski. J. Opt. Soc. Am. B **5**, 523 (1988).
[2] K.M. Leung. J. Opt. Soc. Am. B **5**, 571 (1988).
[3] L. Torner, J.P. Torres. IEEE J. Quant. Electron. **28**, 1571 (1992).
[4] J.P. Torres, L. Torner. IEEE J. Quant. Electron. **29**, 917 (1993).
[5] С.А. Вакуленко, И.А. Молотков. Вестн. ЛГУ. Сер. 4, *11*, 21 (1987).
[6] Х.С. Арутюнян, К.А. Барсуков. Изв. АН АрмССР **20**, 125 (1985); Опт. и спектр. **58**, 1064 (1985).

[7] S.J. Al-Bader, H.A. Jamid. IEEE J. Quant. Electron. **24**, 2052 (1988).
[8] H.W. Schürmann, V.S. Serov, Yu.V. Shestopalov. Phys. Rev. E **58**, 1040 (1998).
[9] P.I. Khadzhi, E.S. Kiseleva. Phys. Status Solidi B **147**, 741 (1988).
[10] П.И. Хаджи. ФТТ **29**, *9*, 2721 (1987).
[11] П.И. Хаджи, Л.В. Федоров. ЖТФ **61**, *5*, 110 (1991).
[12] Л.С. Асланян, Ю.С. Чилингарян. Письма в ЖТФ **20**, *1*, 1 (1994).
[13] В.Г. Бордо. Письма в ЖТФ **14**, *13*, 1172 (1988).
[14] П.И. Хаджи, К.Д. Ляхомская. Квантовая электрон. **29**, *1*, 43 (1999).
[15] О.В. Коровай, П.И. Хаджи. ФТТ **45**, *2*, 364 (2003).
[16] О.В. Коровай, П.И. Хаджи, С.И. Берил. ФТТ **45**, *4*, 720 (2003).
[17] О.В. Коровай, П.И. Хаджи. ФТТ **50**, *6*, 1116 (2008).
[18] П.И. Хаджи, О.В. Коровай, Д.В. Ткаченко. ФТТ **44**, *5*, 774 (2002).
[19] R. Shimano, M. Kuwata-Gonokami. Phys. Rev. Lett. **72**, 530 (1994).
[20] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, М. (1963).