Нелинейные несимметричные волны в симметричной трехслойной структуре, обусловленные генерацией экситонов и биэкситонов в полупроводниках

 О.В. Коровай, П.И. Хаджи

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
MD-3300 Тирасполь, Молдова
Институт прикладной физики АНМ
MD-2800 Кишинёв, Молдова

E-mail: fmf_nokr@spsu.ru

(Поступила в Редакцию 25 июля 2007 г.)

Построена теория TE-поляризованных несимметричных квазиповерхностных волн, распространяющихся в симметричной планарной трехслойной структуре с линейной сердцевиной и нелинейными обкладками. Нелинейность обкладок обусловлена учетом процесса оптической экситон-биэкситонной конверсии. Получены и исследованы законы дисперсии распространяющихся волн.

PACS: 78.20.-e, 73.20.Mf, 78.68.+m

1. Введение

Современное развитие интегральной и волоконной оптики стимулировало интерес к исследованию свойств интерфейсных, волноводных и поверхностных мод, направляемых границами раздела нелинейных сред и нелинейными световодами на базе полупроводников [1,2]. В ряде работ были изучены пространственные профили полей нелинейных волноводных мод (НВМ) и нелинейных поверхностных волн (НПВ) с различными модельными выражениями для диэлектрических функций нелинейных сред [3–10]. В большинстве работ при исследовании свойств НПВ и НВМ используется выражение для диэлектрической функции ε кристалла с керровской зависимостью от поля распространяющейся волны. Тем не менее в некоторых работах изучались свойства НПВ и НВМ для некерровских сред [11–15].

В работе представлены результаты теоретических исследований свойств TE-поляризованных квазиповерхностных несимметричных волн, направляемых границей раздела симметричной трехслойной структуры.

2. Постановка задачи. Основные уравнения

Изучим распространение нелинейных TE-поляризованных квазиповерхностных несимметричных волн в симметричной трехслойной структуре (рис. 1). Световод состоит из линейной пластинки толщиной $2d$ $(-d \le z \le +d)$, характеризующейся постоянной диэлектрической проницаемостью ε_0, и полубесконечных нелинейных обкладок, представляющих собой полупроводники, в которых распространяющаяся световая волна может возбуждать экситоны из основного состояния кристалла и одновременно превращать их в биэкситоны благодаря процессу оптической экситон-биэкситонной конверсии (рис. 1). Это возможно для кристаллов типа CdS, CdSe, где энергия связи биэкситонов исчезающе мала.

Используем полученное в [11,16] выражение для диэлектрической функции ε нелинейной среды, зависящей от частоты ω и амплитуды E электромагнитного поля распространяющейся волны,

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

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, $\omega_{LT} = 4\pi\hbar g^2/\varepsilon_\infty$ — 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 TE-поляризованных квазиповерхностных несимметричных волн в геометрии рис. 1. Считаем, что электромагнитная волна распространяется вдоль оси x

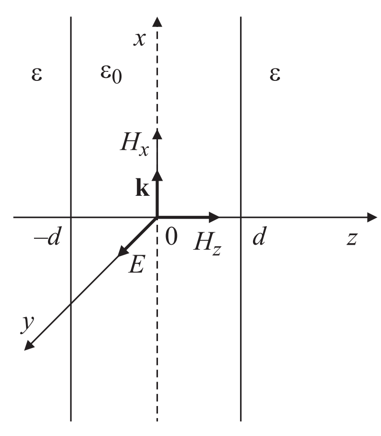

Рис. 1. Геометрия задачи и направления компонент полей.

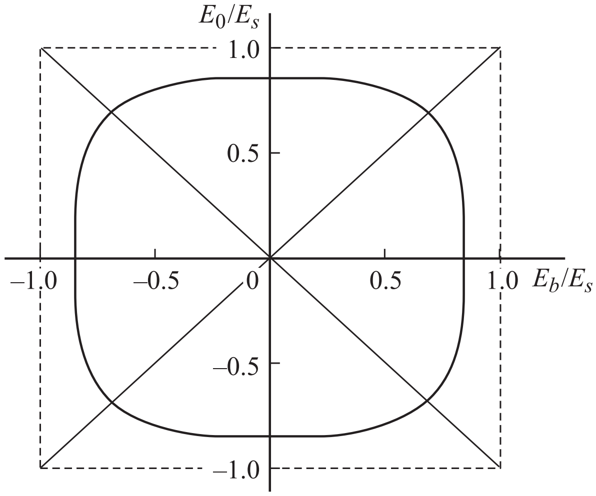

Рис. 2. Связь между полями E_b и E_0 на обеих границах световода.

и характеризуется волновым вектором **k**. Поле TE-поляризованной волны содержит поперечные электрическую E (параллельную оси y) и магнитную H_z компоненты, а также продольную компоненту магнитного поля H_x. Из уравнений Максвелла получаем следующие волновые уравнения, описывающие пространственное распределение электрического поля электромагнитной волны в стационарном режиме:

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

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

где $n = ck/\omega$ — эффективный показатель преломления среды, c — скорость света в вакууме. Поскольку мы ищем ограниченные в пространстве квазиповерхностные волны, энергия которых локализована в окрестности границ раздела $|z| = d$, при решении уравнения (2) 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 переменную $z = \frac{\omega}{c}x$ и интегрируя (2), (3) с учетом (4), получаем следующие интегралы движения:

$$\left(\frac{dE}{d\bar{z}}\right)^2 = E^2\left(n^2 - \varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty\,\frac{\omega_{LT}}{\Delta}\,\frac{E_s^2}{E_s^2 - E^2}\right),$$

$$|\bar{z}| > D = \frac{\omega}{c}\,d, \tag{5}$$

$$\left(\frac{dE}{d\bar{z}}\right)^2 = E^2(n^2 - \varepsilon_0), \quad |\bar{z}| < D = \frac{\omega}{c}\,d. \tag{6}$$

Предположим, что на противоположных границах раздела сред при $\bar{z} = D$ и $-D$ поле волны имеет амплитуды $E_{|\bar{z}=D} = E_0$ и $E_{|\bar{z}=-D} = E_b$ соответственно. Тогда из выражений (5), (6) получим уравнение, которое связывает эти поля с параметрами среды,

$$(E_0^2 - E_b^2)\left[\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty\,\frac{\omega_{LT}}{\Delta}\,\frac{E_s^4}{(E_s^2 - E_0^2)(E_s^2 - E_b^2)}\right] = 0. \tag{7}$$

Анализ уравнения (7) показывает, что в такой структуре возможно существование симметричных $E_b = E_0$ и антисимметричных $E_b = -E_0$ НПВ и НВМ [17,18]. Эти решения располагаются на биссектрисах в плоскости переменных (E_0, E_b) (рис. 2). Кроме того, имеются также и несимметричные волны, для которых выполняется соотношение

$$\left(1 - \frac{E_0^2}{E_s^2}\right)\left(1 - \frac{E_b^2}{E_s^2}\right) = \frac{\varepsilon_\infty\omega_{LT}}{|(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\Delta|}. \tag{8}$$

Они представлены замкнутой кривой в плоскости $(E_0/E_s,\ E_b/E_s)$ на рис. 2. При малых значениях расстройки резонанса Δ замкнутая кривая на рис. 2 является практически окружностью, которая существенно искажается при увеличении расстройки резонанса. Из (8) следует, что решения в виде квазиповерхностных несимметричных волн возможны при $\Delta < \frac{\varepsilon_\infty\omega_{LT}}{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}$ и для $n^2 > \varepsilon_{\text{ex}} = \varepsilon_\infty\big(1 - \frac{\omega_{LT}}{\Delta}\big)$; амплитуда волн E может изменяться в пределах

$$\sqrt{1 - \frac{\varepsilon_\infty\omega_{LT}}{|(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\Delta|}} \leq E \leq \sqrt{1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty\omega_{LT}}{|(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\Delta|}}}. \tag{9}$$

Следовательно, нелинейные квазиповерхностные несимметричные волны могут существовать только в длинноволновой области от частоты экситонного перехода, причем $n^2 \geq \varepsilon_0$ либо $n^2 \geq \varepsilon^* = \varepsilon_\infty\big(1 - \frac{\omega_{LT}}{\Delta}\,\frac{E_s^2}{E_s^2 - E^2}\big)$. Из рис. 2 также следует, что существуют два типа квазиповерхностных несимметричных волн, отщепляющихся от четной и нечетной поверхностных симметричных волн [19] соответственно. Это легко показать, если заменить в уравнении (7) E_b на E_0.

Решения уравнения (3) для них запишем в виде

$$E = \frac{C}{q_0}\,\mathrm{ch}(q_0\bar{z}), \tag{10}$$

$$E = \frac{C}{q_0}\,\mathrm{sh}(q_0\bar{z}), \tag{11}$$

где $q_0 = \sqrt{n^2 - \varepsilon_0}$, а C — константа интегрирования, определяющая амплитуду поля в центре пластинки. Удовлетворяя условию сохранения тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе раздела сред в точке $\bar{z} = D$, из (10), (11) и (6) получаем

$$q_0\mathrm{th}\left[2q_0D + \mathrm{arch}\left(q_0\sqrt{\frac{E_s^2}{E_0^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}}\right)\right]$$

$$= \sqrt{n^2 - \varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty\,\frac{\omega_{LT}}{\Delta}\,\frac{E_s^2}{E_s^2 - E_0^2}}, \tag{12}$$

$$q_0 \operatorname{cth}\left[2q_0D - \operatorname{arch}\left(q_0\sqrt{\frac{E_s^2}{E_0^2(\varepsilon_0-\varepsilon_\infty)}}\right)\right]$$
$$= \sqrt{n^2 - \varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty \frac{\omega_{LT}}{\Delta}\frac{E_s^2}{E_s^2 - E_0^2}}. \quad (13)$$

Выражения (12), (13) можно рассматривать как дисперсионные соотношения, определяющие зависимость $\omega(k)$ или в данном случае эффективного показателя преломления среды n от расстройки резонанса Δ при фиксированных значениях толщины пленки d и параметров E_b и E_0 — амплитуд поля волны на границах раздела сред в точках $\bar{z} = D$ и $-D$.

Отметим, что экпериментально контролируемым является поток энергии P, переносимой распространяющейся волной, а не амплитуды полей E_b и E_0. Полный поток энергии в сечении волновода P можно разделить на сумму линейного потока P_L в сердцевине и нелинейного потока P_{NL} в обкладках, которые определяются выражениями

$$P_L = \frac{c^2n}{4\pi\omega}\frac{E_0^2}{4q_0\operatorname{ch}^2(q_0D)}\big(\operatorname{sh}(2q_0D) - 2q_0D\big), \quad (14)$$

$$P_L = \frac{c^2n}{4\pi\omega}\frac{E_0^2}{4q_0\operatorname{sh}^2(q_0D)}\big(\operatorname{ch}(2q_0D) - 2q_0D\big), \quad (15)$$

$$P_{NL} = \frac{c^2n}{8\pi\omega}\frac{1}{q}\left\{E_sE_m + \sqrt{(E_s^2-E_0^2)(E_m^2-E_0^2)}\right.$$
$$\left. + (E_s^2 - E_m^2)\ln\frac{\sqrt{E_s^2-E_0^2} + \sqrt{E_m^2-E_0^2}}{E_s - E_m}\right\}. \quad (16)$$

Исключая из (12), (13) E_0 с помощью (16), получаем зависимость $P(n, \Delta)$ либо, иначе, зависимость эффективного показателя преломления нелинейного световода n от потока энергии, переносимой волной.

3. Обсуждение результатов

Далее будем использовать нормированные на величину продольно-поперечного расщепления ω_{LT} расстройку резонанса Δ и частоту Раби σE_0: $\delta = \Delta/\omega_{LT}$, $f_0 = \sigma E_0/\omega_{LT}$. Рассмотрим сначала закон дисперсии для квазиповерхностных несимметричных мод первого типа, отщепляющихся от симметричной нечетной поверхностной моды, и в соответствии с (10) изучим поведение дисперсионных кривых $n(\delta, f_0)$. Из (12) следует, что $n^2 > \varepsilon_0$, ε^*, где $\varepsilon^* = \varepsilon_\infty[1 + |\delta|/(\delta^2 - f_0^2/2)]$. Нелинейные несимметричные волны существуют только в спектральной области $\delta < 0$. Амплитуды поля f_0 и f_b на границах раздела $z = \pm d$ изменяются в интервале $\left[\sqrt{1-\sqrt{\varepsilon_\infty/\delta(\varepsilon_0-\varepsilon_\infty)}};\sqrt{1-\big(\varepsilon_\infty/\delta(\varepsilon_0-\varepsilon_\infty)\big)}\right]$. Видно, что значения полей на границах раздела существенно зависят от величины расстройки резонанса δ. Точки

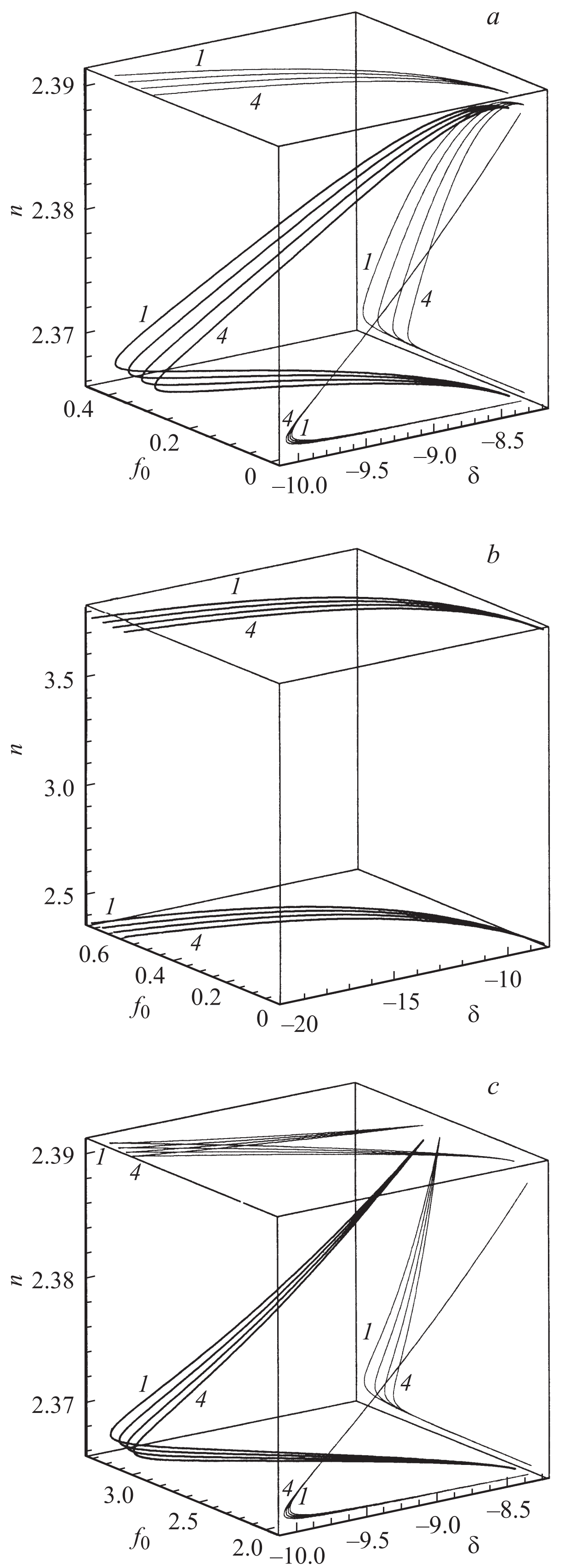

Рис. 3. Закон дисперсии несимметричных TE-поляризованных квазиповерхностных волн первого типа при значениях $\varepsilon_0 = 5.6$, $\varepsilon_\infty = 5$ для случаев $D = 1$ (a, c) и $1/3$ (b). Цифры *1–4* показывают направление изменения поля.

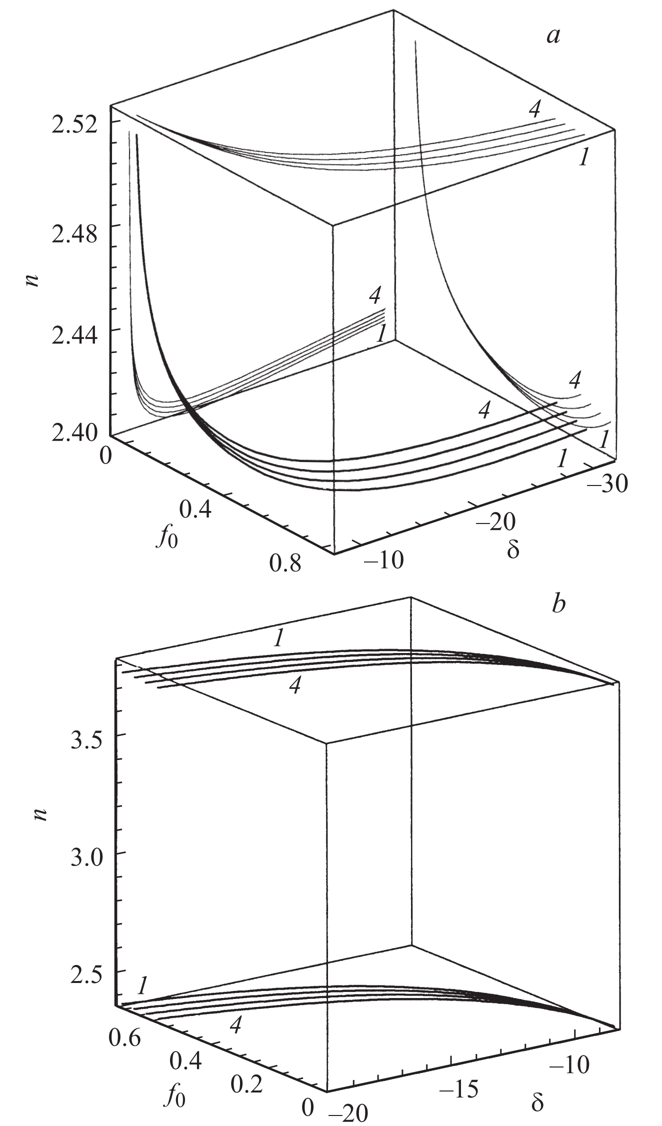

Рис. 4. Законы дисперсии несимметричных TE-поляризованных поверхностных волн второго типа при $\varepsilon_0 = 5.6$, $\varepsilon_\infty = 5$, $D = 1$. Цифры *1–4* показывают направление изменения поля.

начала кривых $\delta(n)$ законов дисперсии соответствуют расстройке резонанса $|\delta| = |\delta_0| = \varepsilon_\infty/(\varepsilon_0 - \varepsilon_b)$.

Из рис. 3, *a* видно, что закон дисперсии квазиповерхностной несимметричной моды первого типа, отщепляющейся от антисимметричной нечетной поверхностной моды, характеризуется наличием минимума показателя преломления, расположенного в области минимального значения величины поля $f_b = \sqrt{1 - \varepsilon_\infty/\delta|\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty|}$ на границе $z = -d$. С ростом поля минимум „подсаживается". Таким образом, закон дисперсии состоит из двух ветвей $\delta(n)$, которые с увеличением расстройки резонанса δ расходятся. Одна из ветвей характеризуется монотонным убыванием, а другая — резким возрастанием величины эффективного показателя преломления n в зависимости от расстройки резонанса δ. Каждому значению δ соответствуют два значения n. Из рис. 3, *a* видно, что частотный интервал существования моды очень узкий, однако он может изменяться в зависимости от толщины d линейной пластинки: чем у́же пластинка, тем шире спектральная область значений расстройки резонанса. При уменьшении толщины линейной пластинки до некоторого критического значения наблюдается возникновение щели между ветвями закона дисперсии (рис. 3, *b*). Дальнейшее уменьшение толщины пластинки приводит к увеличению ширины щели, при этом ветви закона дисперсии расходятся, отталкиваясь друг от друга, а частотный спектр существования моды существенно уширяется и одновременно смещается в коротковолновую область δ. При этом наблюдается существование двух малых интервалов значений показателя преломления, разделенных областью запрещенных значений, при которых невозможно распространение моды в пластинке.

На рис. 3, *c* представлен график зависимости $P(n, \delta)$ для квазиповерхностной несимметричной моды первого типа. Видно, что при фиксированном значении $|\delta|$ поток сначала монотонно убывает с уменьшением n, достигает минимума, затем резко возрастает. Величина потока возрастает с ростом $|\delta|$ при фиксированном значении n. Заметим, что одному и тому же значению потока соответствуют два различных значения эффективного показателя преломления n.

На рис. 4, *a* представлены кривые закона дисперсии квазиповерхностной несимметричной моды второго типа, отщепляющейся от поверхностной симметричной четной моды. Кривые закона дисперсии существуют в ограниченной области значений поля на границах раздела. Они также характеризуются монотонной зависимостью эффективного показателя преломления n от расстройки резонанса δ и величины поля на границах раздела. Кривые $\delta(n)$ закона дисперсии при незначительном увеличении расстройки резонанса $|\delta|$ резко убывают и характеризуются наличием слабо выраженного минимума, расположенного в области максимальных значений расстройки резонанса δ. При этом в области минимальных значений показателя преломления каждому значению показателя преломления n соответствуют два значения полей на границах раздела. Дальнейшее увеличение расстройки резонанса $|\delta|$ приводит к монотонному возрастанию ветвей закона дисперсии, при этом наблюдается небольшое увеличение значений потока. Поведение кривых потока $P(n, \delta)$ (рис. 4, *b*) качественно не отличается от поведения кривых закона дисперсии.

4. Заключение

Получены и исследованы законы дисперсии для нелинейных несимметричных квазиповерхностных s-поляризованных волн двух типов. Существование волн обусловлено взаимодействием экситонов и биэкситонов со светом. Нелинейная диэлектрическая функция существенно зависит от поля распространяющейся волны. Это приводит к разбиению области существования несимметричных квазиповерхностных волн первого типа на две независимые, отделенные друг от друга подобласти при определенных значениях параметров. Законы дисперсии существенно зависят от потока переносимой энергии.

Список литературы

[1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 528 с.
[2] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках. Наук. думка, Киев (1989). 375 с.
[3] A.D. Boardman, T. Twardowski. J. Opt. Soc. Am. B **5**, 523 (1988).
[4] K.M. Leung. J. Opt. Soc. Am. B **5**, 571 (1988).
[5] L. Torner, J.P. Torres. IEEE J. Quant. Electron. **28**, 1571 (1992).
[6] J.P. Torres, L. Torner. IEEE J. Quant. Electron. **29**, 917 (1993).
[7] С.А. Вакуленко, И.А. Молотков. Вестн. ЛГУ. Сер. 4. **11**, 21 (1987).
[8] Х.С. Арутюнян, К.А. Барсуков. Изв. АН АрмССР **20**, 125 (1985); Опт. и спектр. **58**, 1064 (1985).
[9] S.J. Al-Bader, H.A. Jamid. IEEE J. Quant. Electron. **24**, 2052 (1988).
[10] H.W. Schürmann, V.S. Serov, Yu.V. Shestopalov. Phys. Rev. E **58**, 1040 (1998).
[11] P.I. Khadzhi, E.S. Kiseleva. Phys. Stat. Sol. (b) **147**, 741 (1988).
[12] П.И. Хаджи. ФТТ **29**, 2721 (1987).
[13] П.И. Хаджи, Л.В. Федоров. ЖТФ **61**, 110 (1991).
[14] Л.С. Асланян, Ю.С. Чилингарян. Письма в ЖТФ **20**, 1 (1994).
[15] В.Г. Бордо. Письма в ЖТФ **14**, 1172 (1988).
[16] П.И. Хаджи, К.Д. Ляхомская. Квантовая электрон. **29**, 43 (1999).
[17] О.В. Коровай, П.И. Хаджи. ФТТ **45**, 386 (2003).
[18] О.В. Коровай, П.И. Хаджи. ФТТ **45**, 720 (2003).
[19] П.И. Хаджи. Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Штиинца, Кишинев (1985). 231 с.