

07,09

Эффекты наведенного двулучепреломления в наноразмерных гетероструктурах

© Л.А. Кулакова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: L.Kulakova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 21 апреля 2014 г.
В окончательной редакции 28 мая 2014 г.)

Выполнен анализ влияния комплекса упругих деформаций, обусловленного технологическими напряжениями и вводимой извне сдвиговой деформацией на оптические свойства кубических кристаллов. Получены данные об изменении оптической симметрии таких кристаллов. Исследовано изменение поляризационных характеристик излучения при распространении как в деформированном кристалле, так и в напряженных наноразмерных гетероструктурах под влиянием сдвиговой деформации. Проведено сравнение акустоэлектронного и фотоупругого механизмов деформационного воздействия на изменение поляризационных свойств излучения наноразмерных гетероструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00729) и научной программы президиума РАН № 24.

1. Введение

Акустические исследования оптических свойств в квантово-размерных гетероструктурах находят все более широкое применение благодаря возможности выявления и исследования различных эффектов как фундаментального, так и прикладного характера [1–11]. Исследования воздействия переменной деформации на такие структуры с целью изучения изменения и управления частотным спектром излучения проводились в различных диапазонах частот переменной деформации от ультразвукового [1,2,4–6,9–11] до гиперзвукового [3,7,8]. Нами были исследованы механизмы воздействия ультразвуковой деформации на спектр излучения лазерных гетероструктур. Экспериментально и теоретически показано, что частотная модуляция излучения возникает вследствие согласованности акустоэлектронного и упруго-оптического взаимодействий [1,2,4,5]. Упруго-оптическое взаимодействие приводит также к модуляции направления излучения [6]. И наконец, при исследовании возможности управления поляризационными характеристиками излучения нами было обнаружено, что ультразвуковая сдвиговая деформация приводит к модуляции направления вектора поляризации [9–11]. Происходит это вследствие квантовых эффектов акустоэлектронного взаимодействия: под влиянием переменной деформации происходит изменение расщепления дырочных состояний в квантовой яме и смешивание их волновых функций, которое приводит к изменению направления поляризации.

Однако, несмотря на всестороннюю экспериментальную и теоретическую обоснованность экспериментально выявленного фундаментального квантового эффекта, остается неисследованным вопрос о возможном влиянии упругооптического эффекта на поляризационные

свойства в присутствии сдвиговой деформации. Эффекты наведенного двулучепреломления усложняются тем, что в квантово-размерных гетероструктурах существуют значительные механические напряжения. Исследованию влияния комплекса возможных деформаций, обусловленных как технологическими напряжениями, так и введенной извне сдвиговой деформацией, на поляризационные свойства изначально линейно поляризованного излучения, посвящена данная работа. В качестве базового объекта будем рассматривать кубический кристалл.

2. Поворот главных осей в присутствии упругих деформаций

Пусть в кубическом кристалле вдоль оси X распространяется монохроматическая световая волна с линейной поляризацией вдоль Y . Тензор диэлектрической проницаемости в этом случае является скалярной величиной, т.е. $\epsilon_{ik} = \epsilon_0$. Рассмотрим изменение поляризационных параметров такой волны в присутствии различных упругих деформаций S_{22}, S_{33}, S_{23} в плоскости поляризации YZ . Тензор ϵ_{ik} в этой плоскости принимает вид

$$\epsilon_{ik} = \begin{bmatrix} \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{ik}^0 + \Delta\epsilon_{ik}, \quad \Delta\epsilon_{ik} = \epsilon_i p_{ikmn} \epsilon_k S_{mn}, \quad (2)$$

$\epsilon_{ik}^0 = \delta_{ik} \epsilon_0$ — значение диэлектрической проницаемости в невозмущенном кристалле, p_{iklmn} — компоненты тензора фотоупругих модулей, S_{mn} — компоненты упругой деформации. Поскольку тензор ϵ_{ik} симметричен, его можно привести к главным осям. Для этого необходимо

решить систему уравнений

$$(\epsilon_{ik} - \delta_{ik}\lambda)A_k = 0, \quad (3)$$

где λ — собственные значения тензора ϵ_{ik} в главных осях, а $A_k = \cos \beta_k$ ($i = 2, 3$) — направляющие косинусы главных осей. Условием существования ненулевых решений для A_k является равенство нулю определителя системы уравнений (3). В результате решения соответствующего уравнения получаем выражение для λ^j , которое в матричном представлении имеет вид

$$\lambda^j = \frac{\epsilon_2 + \epsilon_3 \pm \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + 4\epsilon_4^2}}{2}. \quad (4)$$

Для нашего случая, согласно (2),

$$\begin{aligned} \epsilon_2 &= \epsilon_0 + \epsilon_0^2(p_{11}S_2 + p_{12}S_2), \\ \epsilon_3 &= \epsilon_0 + \epsilon_0^2(p_{11}S_3 + p_{12}S_3), \quad \epsilon_4 = \epsilon_0^2 p_{44}S_4. \end{aligned} \quad (5)$$

Используя соотношения (5), выражение (4) можно привести к следующему виду:

$$\begin{aligned} \lambda^j &= \frac{2\epsilon_0 + \epsilon_0^2(p_{11} + p_{12})(S_2 + S_3)}{2} \\ &\pm \frac{\epsilon_0^2 \sqrt{(p_{11} - p_{12})^2(S_2 - S_3)^2 + 4p_{44}^2 S_4^2}}{2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $j = 2, 3$. Векторы \mathbf{A}_j являются собственными векторами тензора диэлектрической проницаемости. Поскольку он симметричен, векторы его ортогональны. Решая систему уравнений (3) с использованием (6) и учетом их ортогональности ($(A_2^j)^2 + (A_3^j)^2 = 1$), получим значения направляющих косинусов A_k^j главных осей

$$\begin{aligned} (A_2^j)^2 &= \frac{(\lambda^j - \epsilon_3)}{2\lambda^j - (\epsilon_2 + \epsilon_3)} = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3 \pm \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + 4\epsilon_4^2}}{\pm 2\sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + 4\epsilon_4^2}}, \\ (A_3^j)^2 &= \frac{(\lambda^j - \epsilon_2)}{2\lambda^j - (\epsilon_2 + \epsilon_3)} = \frac{\epsilon_3 - \epsilon_2 \pm \sqrt{(\epsilon_3 - \epsilon_2)^2 + 4\epsilon_4^2}}{\pm 2\sqrt{(\epsilon_3 - \epsilon_2)^2 + 4\epsilon_4^2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для дальнейшего анализа поворота главных осей достаточно рассмотреть изменение угла поворота оси Y (см. рис. 1), т.е. $A_2^{(2)} = \cos \beta$ в деформированном кристалле. С учетом (5) и (6) получаем

$$\begin{aligned} \cos \beta &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1+B}} \right]^{1/2}, \\ B &= \frac{4p_{44}^2 S_4^2}{(p_{11} - p_{12})^2 (S_2 - S_3)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

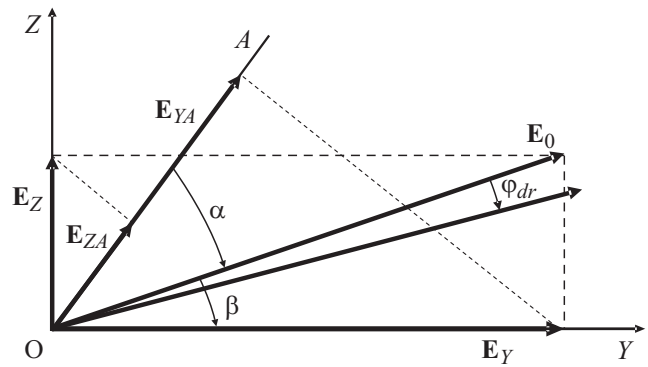


Рис. 1. Схема изменения направления вектора поляризации относительно главных оптических осей в деформированном кристалле.

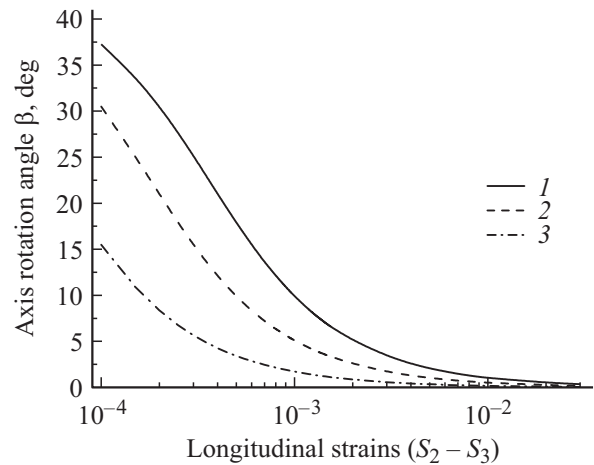


Рис. 2. Зависимость изменения угла поворота главных осей от величины продольных деформаций при различных сдвиговых деформациях S_4 : 1 — $6 \cdot 10^{-5}$, 2 — $3 \cdot 10^{-5}$, 3 — 10^{-5} соответственно.

Проанализируем это выражение.

1. При $S_4 = 0$ анизотропия из-за продольных деформаций возникает, но $\cos \beta = 1$, $\beta = 0$, а поэтому, как и следовало ожидать, поворот главных осей отсутствует.

2. В зависимости от соотношения деформаций S_{ik} , $0 \leq B < \infty$. Это означает, что $1 \geq \cos \beta \geq \frac{1}{\sqrt{2}}$, а следовательно, поворот главных осей возможен в пределах $\pm 45^\circ$.

Зависимость величины угла поворота β от соотношения продольных $S_2 - S_3$ и сдвиговых S_4 деформаций, т.е. от величины B , представлена на рис. 2. Главные выводы, следующие из этой зависимости: а) существенный поворот главных осей в присутствии деформаций в плоскости YZ происходит при соизмеримых значениях продольных и сдвиговых деформаций; б) в условиях напряженных квантово-размерных гетероструктур на основе кристаллов GaAs ($p_{11} - p_{12} = -0.025$, $p_{12} = -0.14$, $p_{11} = -0.165$, $p_{44} = -0.072$ [12]), где $S_2 - S_3$ имеет величину около $3 \cdot 10^{-2}$, а введенная сдвиговая деформация

S_4 не превышает 10^{-4} , параметр $B < 4 \cdot 10^{-4}$, а значит, угол поворота главных осей мал, т. е.

$$\beta \approx \left| \frac{\sqrt{B}}{2} \right| = \left| \frac{p_{44}S_4}{(p_{11} - p_{12})(S_2 - S_3)} \right|. \quad (9)$$

3. Поворот вектора поляризации

Вычислим, как изменится направление вектора поляризации в деформированном кристалле. Поскольку наличие упругих деформаций приводит к соответствующему повороту главных оптических осей на угол β (см. рис. 1), световой вектор линейно поляризованной волны с амплитудным значением E_0 можно представить, как результат сложения распространяющихся в одном направлении двух линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний вектора \mathbf{E} . Показатели преломления n^Y и n^Z в деформированном кристалле для этих двух волн различны, поэтому за время прохождения через него между этими волнами возникнет оптическая разность хода, которой соответствует разность фаз δ на выходе из кристалла:

$$\delta = 2\pi L(n^Y - n^Z)/\lambda_0, \quad (n^Y - n^Z) = \frac{\lambda_2 - \lambda_3}{2n_0}, \quad (10)$$

где λ_0 — длина волны света в вакууме, L — длина оптического пути. Учитывая (6), получаем

$$\delta = \frac{\pi L n_0^3}{\lambda_0} \sqrt{(p_{11} - p_{12})^2 (S_2 - S_3)^2 + 4p_{44}^2 S_4^2}. \quad (11)$$

Таким образом, на выходе из кристалла имеются два взаимно перпендикулярных световых колебания:

$$\begin{aligned} E_Y &= E_0 \cos \beta \cos(\omega t + \delta), \\ E_Z &= E_0 \sin \beta \cos \omega t. \end{aligned} \quad (12)$$

Анализатор пропускает составляющие этих волн вдоль одного направления OA (см. рис. 1), амплитуды которых равны соответственно

$$\begin{aligned} E_{YA} &= E_0 \cos \beta \cos(\alpha + \beta), \\ E_{ZA} &= E_0 \sin \beta \sin(\alpha + \beta). \end{aligned} \quad (13)$$

Поскольку обе эти волны когерентны, то вышедшие из анализатора лучи интерферируют. Эллиптичность результирующей поляризации определяется сдвигом фаз δ , а результирующая интенсивность ($I \propto E^2$) с помощью закона сложения однонаправленных колебаний (теорема косинусов) может быть определена как

$$\begin{aligned} I &= I_0 \left[\sin^2 \beta^* \sin^2(\alpha + \beta) + \cos^2 \beta^* \cos^2(\alpha + \beta) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \sin 2\beta^* \sin 2(\alpha + \beta)^* \cos \delta \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

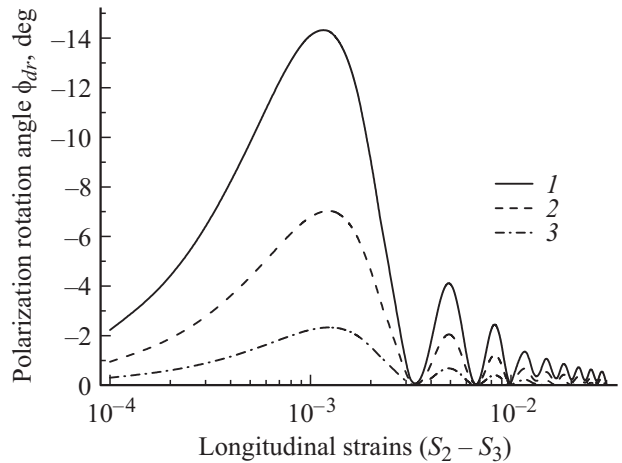


Рис. 3. Зависимость изменения угла поворота вектора поляризации от величины продольных деформаций при различных сдвиговых деформациях S_4 : 1 — $6 \cdot 10^{-5}$, 2 — $3 \cdot 10^{-5}$, 3 — 10^{-5} соответственно.

Интенсивность световой волны достигает экстремальных значений вдоль осей эллипса. Приравнявая нулю производную интенсивности по углу α , $I'_\alpha = 0$, получаем угол поворота $(\alpha_{\text{extrem}})_{1,2} = (\varphi_{dr})_{1,2}$ направления осей эллипса выходного излучения относительно исходного направления максимальной интенсивности в кристалле за счет двулучепреломления. При любых соотношениях упругих деформаций

$$\text{tg } 2\varphi_{dr} = \frac{(\cos \delta - 1) \text{tg } 2\beta}{1 + \cos \delta^* \text{tg}^2 2\beta}, \quad (15)$$

$$(\varphi_{dr})_{1,2} = \text{arctg} \left(\frac{(\cos \delta - 1) \text{tg } 2\beta}{1 + \cos \delta^* \text{tg}^2 2\beta} \right) / 2 + k\pi/2, \quad k = 0, 1.$$

Для дальнейшего анализа достаточно рассмотреть свойства угла $(\varphi_{dr})_1 = \varphi_{dr}$ при $(k = 0)$. Из выражения (15) следует:

1. Поскольку $-1 \leq \cos \delta \leq 1$ угол φ_{dr} всегда отрицательный, т. е. поворот направлен в сторону уменьшения угла между главной осью и осью эллипса (см. рис. 1). Из проведенного расчета для GaAs — базового кристалла для гетероструктур — ($p_{11} - p_{12} = -0.025$, $p_{12} = -0.14$, $p_{11} = -0.165$, $p_{44} = -0.072$, $n_0 = 3, 4$, $L = 900 \mu$) видно, что существующие внутренние технологические напряжения в лазерных гетероструктурах могут значительным образом влиять на поляризацию генерируемого излучения в присутствии сдвиговой деформации (см. рис. 3).

2. Зависимость угла φ_{dr} от величины деформаций носит квазипериодический характер (рис. 3), который определяется разностью фаз δ :

$$\cos \delta = 1, \quad \text{т. е. } \delta = 2\pi k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \varphi_{dr} = 0;$$

$$\cos \delta = -1, \quad \text{т. е. } \delta = \pi(2k + 1),$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, |\varphi_{dr}| = |\varphi_{dr}|^{\text{max}}.$$

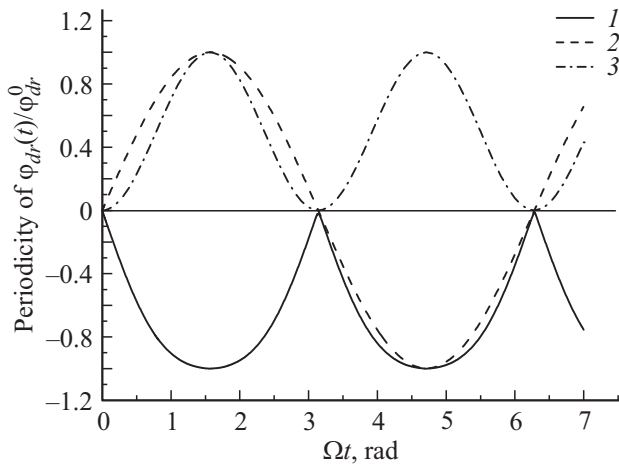


Рис. 4. Периодичность изменения угла поворота вектора поляризации при воздействии переменной сдвиговой деформации: 1 — $\varphi_{dr}(t)/\varphi_{dr}^0$, 2 — $S_4 \propto \sin \Omega t$, 3 — $\sin^2 \Omega t$.

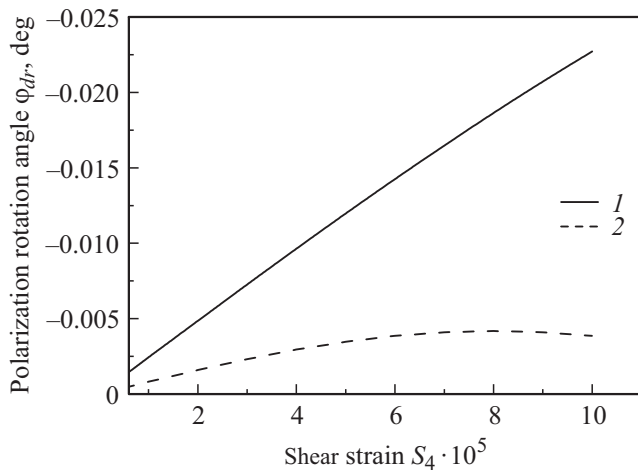


Рис. 5. Зависимость изменения φ_{dr} от величины сдвиговой деформации при различных продольных деформациях: 1 — $(S_2 - S_3) = 3 \cdot 10^{-2}$, 2 — $(S_2 - S_3) = 10^{-2}$.

3. При этом величина φ_{dr} не зависит от знака комбинации деформаций $(S_2 - S_3)$ и S_4 , поскольку и фазовый сдвиг δ , и угол поворота главных оптических осей β определяются модулями этих деформаций ($\varphi_{dr} = F((S_2 - S_3)^2, S_4^2)$, см. (8), (9), (11)). Более того, это значит, что и знакопеременная деформация (например $S_4 \propto \sin \Omega t$) не вызывает изменения знака φ_{dr} (см. рис. 4), т.е. он изменяется с удвоенной периодичностью по сравнению с переменной деформацией.

Как было показано выше, в интересующих нас объектах $\beta \ll 1$. Поэтому (14) можно упростить, пренебрегая членами второго порядка малости по β :

$$I = I_0 [\cos^2 \alpha + A \sin 2\alpha]. \quad (16)$$

С учетом (14) можно записать

$$A = (\cos \delta - 1)\beta = \frac{1}{2} \sin 2\varphi_{dr}. \quad (17)$$

Первый член в выражении (16) описывает угловую зависимость выходной интенсивности линейно поляризованного излучения в отсутствие деформаций. В условиях малости углов β , а значит и φ_{dr} , можно считать, что второй член (16) формально выглядит как следствие поворота вектора поляризации в деформированном кристалле на угол φ_{dr} . Расчеты зависимости величины φ_{dr} от величины сдвиговой деформации S_4 при различных $(S_2 - S_3)$ приведены на рис. 5. Из полученных данных видно, что максимальное значение $|\varphi_{dr}|$ в условиях реально достижимых деформаций не превышает $4 \cdot 10^{-4}$ Rad (0.025 degree).

Результаты проведенных расчетов справедливы для деформаций, переменных во времени. С достаточной степенью точности они применимы для случая переменных деформаций, возбуждаемых ультразвуковой волной, распространяющейся в плоскости YZ , с направлением смещений в этой же плоскости, когда длина звуковой волны Λ_s существенно больше сечения a светового луча: $\Lambda_s \gg a$, а размеры поперечного сечения звукового пучка не меньше сечения оптического луча в направлении его распространения. Именно такая ситуация реализуется в нано-размерных лазерных гетероструктурах [4,6,9].

Отметим важное обстоятельство: формула (16) идентична экспериментально полученной в [9,10] угловой зависимости интенсивности излучения напряженной лазерной гетероструктуры в присутствии введенной извне сдвиговой ультразвуковой деформации. Теоретический анализ этих данных показал, что поворот вектора поляризации происходит вследствие квантовых эффектов акустоэлектронного взаимодействия. Угол поворота $\varphi_{ae} \propto S_4$, т.е. изменяется с периодичностью звуковой волны и при $S_4 = 3 \cdot 10^{-5}$ амплитуда его $\varphi_{ae}^0 \approx 0.01$ Rad (0.6 degree). Напомним для сравнения, что в этих же условиях $|\varphi_{dr}|^{\max} \approx 4 \cdot 10^{-4}$ Rad (0.025 degree).

4. Заключение

Сравнивая результаты изучения воздействия наведенного двулучепреломления, обусловленного фотоупругим механизмом, на поляризационные свойства излучения в напряженных квантово-размерных гетероструктурах с результатами анализа воздействия акустоэлектронного взаимодействия [9–11], приходим к следующим главным выводам.

1. В рамках обоих механизмов возможен поворот направления поляризации излучения, распространяющегося через напряженную квантово-размерную гетероструктуру, при введении в нее сдвиговой деформации.

2. Величина угла поворота за счет фотоупругого эффекта существенно зависит от соотношения сдвиговой и продольных деформаций.

3. При этом существует фундаментальное отличие проявления этих механизмов при введении переменной сдвиговой деформации: изменение угла поворота

$\varphi_{ae}(t) \propto S_4(\Omega t)$ является знакопеременным и периодичность его совпадает с периодичностью переменной деформации, в то время как $\varphi_{dr}(t) \propto S_4^2(\Omega t)$ не является знакопеременным и должен изменяться с удвоенной периодичностью по сравнению с переменной деформацией. Это обстоятельство, казалось бы, дает возможность разделить вклады этих двух механизмов в изменение поляризации.

4. Но, как показывают проведенные оценки в одинаковых условиях, соответствующих экспериментам, представленным в [9–11], величина амплитуды угла поворота φ_{dr}^0 более чем на порядок меньше φ_{dr}^0 , обусловленного акустоэлектронным взаимодействием $\varphi_{dr}^0 \ll \varphi_{ae}^0$. Поэтому переменная добавка к интенсивности излучения, обусловленная двулучепреломлением, оказывается существенно меньше акустоэлектронной и в условиях [9–11] уровень ее ниже порога чувствительности.

Таким образом, в результате проведенного исследования уверенно показано, что обнаруженная ранее в [9–11] модуляция направления вектора поляризации под влиянием сдвиговой ультразвуковой деформации действительно является следствием фундаментального квантового эффекта смешивания волновых функций дырочных состояний в квантовой яме благодаря акустоэлектронному взаимодействию.

Автор выражает благодарность Н.С. Аверкиеву за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Л.А. Кулакова, И.С.Тарасов. Письма в ЖЭТФ **78**, 1, 67 (2003).
- [2] Л.А. Кулакова, Н.А. Пихтин, С.И. Слипченко, И.С. Тарасов. ЖЭТФ **131**, 790 (2007).
- [3] A.V. Scherbakov, T. Berstermann, A.V. Akimov, D.R. Yakovlev, G. Beaudoin, D. Bajoni, I. Sagnes, J. Bloch, M. Bayer. Phys. Rev. B **78**, 241 302(R) (2008).
- [4] Л.А. Кулакова. ФТТ **51**, 73 (2009).
- [5] L.A. Kulakova. Appl. Opt. **48**, 1128 (2009).
- [6] Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, В.Б. Волошинов. Письма в ЖТФ **36**, 12, 48 (2010).
- [7] A.V. Akimov, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.Kent. J. Lumin. **131**, 404 (2011).
- [8] V. Rozhansky, M.B. Lifshits, S.A. Tarasenko, N.S. Averkiev. Phys. Rev. B **80**, 085 314 (2009).
- [9] L. Kulakova, V. Gorelov, A. Lutetskiy, N. Averkiev. Solid State Commun. **152**, 1690 (2012).
- [10] Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев, А.В. Лютецкий, В.А. Горелов. ФТП **47**, 137 (2013).
- [11] Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев, А.Н. Даринский, Э.З. Яхкинд. Квантовая электрон. **43**, 5, 410 (2013).
- [12] R.W.J. Dixon. Appl. Phys. **38**, 5149 (1967).