

Спиновая ориентация электронов при оптически стимулированной излучательной рекомбинации

© А.И. Грачев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: grach.shuv@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 30 декабря 2003 г.)

В окончательной редакции 26 апреля 2004 г.)

Рассмотрен способ оптической ориентации спинов электронов (дырок), реализуемый посредством механизма вынужденных излучательных переходов, индуцируемых циркулярно поляризованными фотонами. Показано, что данный механизм может послужить основой для создания оптического генератора спин-поляризованных носителей заряда, по принципу работы аналогичного полупроводниковому лазеру.

Разработка эффективных методов инжекции спин-поляризованных носителей заряда является одной из важнейших задач спинтроники. При этом конкуренцию различным вариантам использования в качестве источника поляризованных носителей ферромагнитных материалов (см., например, обзор [1]) могут составить методы, базирующиеся на оптоэлектронных эффектах. До недавнего времени наиболее известным из них был механизм спиновой ориентации электронов (дырок) за счет асимметрии прямых оптических переходов, индуцируемых циркулярно поляризованными фотонами [2–4]. В работе [5] на примере полупроводниковой гетероструктуры с асимметричной квантовой ямой (КЯ) продемонстрирован новый способ генерации спин-поляризованного тока. Он базируется на асимметрии процесса спонтанной излучательной рекомбинации носителей заряда с противоположно направленными спинами, возникающей в условиях пропускания электрического тока в плоскости КЯ. Нетрудно увидеть генетическую связь данного механизма с физикой микропроцессов, лежащих в основе циркулярного фотогальванического эффекта [6,7] и родственных ему явлений [8–10]. Общим для всех этих эффектов является асимметрия элементарных электронных процессов (рассеяния, оптического возбуждения или излучательной рекомбинации носителей заряда), обусловленная наличием спиновой степени свободы электрона. Так, возможность спиновой поляризации электронов в условиях протекания тока через образец рассматривалась также в работах [9,10], но в них в отличие от [5] возникновение поляризации являлось следствием асимметрии спин-зависимого рассеяния носителей заряда.

В настоящей работе рассматривается механизм спиновой ориентации носителей заряда, базирующийся, как и в [5], на асимметрии спин-зависимой рекомбинации, но в данном случае это процесс вынужденной излучательной рекомбинации, оптически стимулируемой циркулярно поляризованным светом. Как и при традиционном способе оптической ориентации [2], предлагается освещать кристалл (гетероструктуру и т.п.) циркулярно поляризованным светом, но теперь его спектральный состав, направление распространения и знак круговой поляри-

зации соответствуют аналогичным параметрам фотонов, спонтанно излучаемых при рекомбинации носителей заряда с заданным направлением спина. Таким образом, в предлагаемом способе задействован не процесс фотовозбуждения, например, электрон-дырочных пар, а процесс их оптически стимулируемой рекомбинации. В работе также обсуждается идея построения оптического генератора спин-поляризованных носителей заряда, названного по аналогии с лазером „соузером“ (soser — spin orientation by stimulated emission of radiation).

1. Механизм индуцируемой электрическим током спиновой поляризации

Сначала обсудим суть предложенного в работе [5] механизма спиновой поляризации, при этом для наглядности его сравнения со способом, предлагаемым в данной работе, обратимся также к рассмотрению гетероструктуры, включающей КЯ, обеспечивающую инверсную заселенность зон. Однако в отличие от [5] предположим, что спиновое расщепление валентной зоны и зоны проводимости КЯ является следствием спин-орбитального взаимодействия (вне зависимости от происхождения). Тогда в эффективном гамильтониане, описывающем энергетический спектр КЯ, наряду с обычным параболическим вкладом

$$E_{c,v}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_{c,v}^* \quad (1)$$

($m_{c,v}^*$ — эффективная масса электрона (дырки)) следует учесть и спин-зависимые, линейные по волновому вектору \mathbf{k} слагаемые, в том числе типа

$$H_{c,v} = \beta_{c,v} \sigma_z k_x, \quad (2)$$

где σ_z — матрица Паули, а оси z и x предполагаются направленными вдоль и перпендикулярно оси роста КЯ соответственно. Существование линейных по \mathbf{k} слагаемых для объемных материалов возможно лишь в том случае, когда они относятся к одному из гиротропных классов симметрии [11]. Для гетероструктур, например на основе полупроводников со структурой цинковой об-

манки, условием наличия члена, подобного (2), является понижение симметрии КЯ до C_s [11].

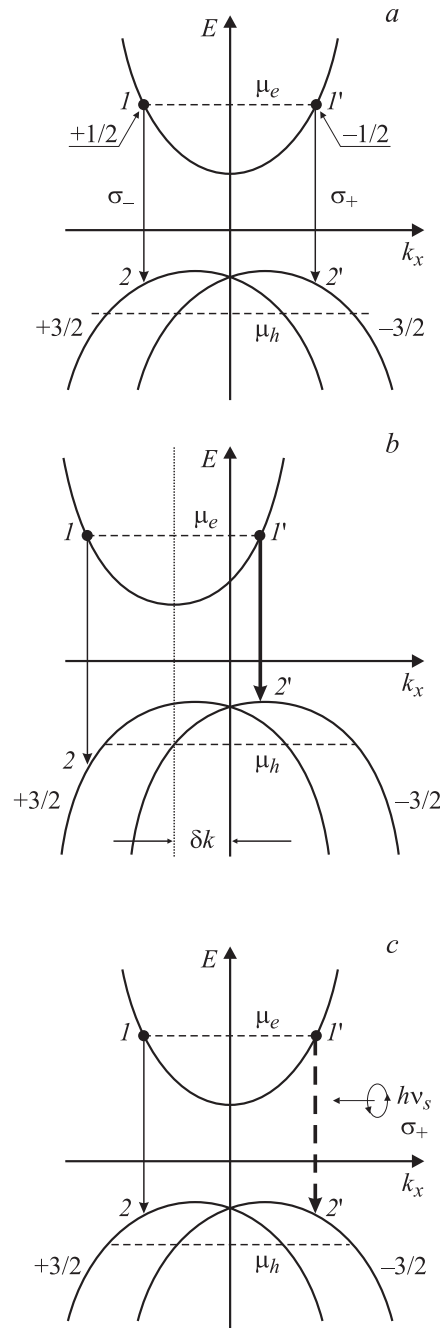
Введем далее следующие упрощающие предположения, не влияющие существенно на общность рассмотрения: 1) учитывается спиновая поляризация только электронов зоны проводимости, поскольку предполагаются значительно меньшая подвижность и существенно более короткое время спиновой релаксации дырок (τ_s^h) валентной зоны; 2) спиновое расщепление зоны проводимости существенно меньше по сравнению с расщеплением валентной зоны, поэтому при схематическом изображении структуры зон (см. рисунок) им пренебрегаем, хотя спиновое вырождение вблизи дна зоны проводимости предполагается полностью снятым для электронов с $s_z = \pm 1/2$; 3) вблизи вершины валентной зоны преобладают состояния с проекцией углового момента $m_z = \pm 3/2$, что вполне справедливо для состояний, лежащих ниже дырочного уровня Ферми (μ_h) в подзоне тяжелых дырок (см. рисунок), при выполнении условия $\mu_h < \Delta$, где Δ — спин-орбитальное расщепление валентной зоны.

Кроме того, для определенности везде далее предполагается, что рассматривается область достаточно низких температур.

Хотя снятие спинового вырождения валентной зоны и ведет к асимметрии в пространстве \mathbf{k} -векторов спонтанной излучательной рекомбинации электронов с противоположно направленными спинами, для возникновения спиновой поляризации этого недостаточно [5]. Действительно, поскольку распределение электронов и дырок $f_{c,v}(\mathbf{k})$ симметрично в \mathbf{k} -пространстве, степень заполнения пар состояний $(1, 2)$ и $(1', 2')$ с данным (абсолютным) значением волнового вектора $|k_x|$ (см. рисунок, *a*), участвующих в разрешенных (в соответствии с оптическими правилами отбора) спонтанных излучательных переходах, не зависит от знака k_x . Поэтому, хотя в области $k_x > 0$ за счет асимметрии рекомбинации будет появляться больше электронов с $s_z = +1/2$, в области $k_x < 0$ ровно на столько же увеличится число электронов с $s_z = -1/2$.

Генерация спиновой поляризации становится возможной при анизотропии $f_{c,v}(\mathbf{k})$; один из способов ее реализации — пропускание электрического тока в плоскости КЯ при приложении поперечного электрического поля \mathbf{E}_t [5]. Дрейф носителей заряда в поле \mathbf{E}_t ведет к появлению у них дополнительного импульса, величина которого для электронов и дырок оказывается различной вследствие предполагаемой разницы их подвижностей. В результате возникает относительный сдвиг зон в \mathbf{k} -пространстве (см. рисунок, *b*) на величину $\delta\mathbf{k} = m_c^* \mu_e \mathbf{E}_t / \hbar$ (где μ_e — подвижность электронов), обеспечивающий требуемую анизотропию $f_{v,c}(\mathbf{k})$.

В нашем случае для появления спиновой поляризации электронов вдоль оси z поле \mathbf{E}_t следует приложить в направлении оси x КЯ. Теперь степень заполнения дырками состояний 2 и $2'$ валентной зоны оказывается различной (см. рисунок, *b*), и поэтому скоро-



a) Схематическое представление энергетической структуры квантовой ямы, возникающей при спиновом расщеплении зон вследствие спин-орбитального взаимодействия, и спонтанных излучательных переходов при рекомбинации электронов с противоположно направленными спинами. *b*) Рекомбинационный механизм спиновой поляризации, обусловленный разницей скоростей спин-зависимых спонтанных переходов, возникающей при протекании поперечного электрического тока вдоль оси x . *c*) Рекомбинационный механизм, возникающий за счет разницы скоростей спонтанных и вынужденных излучательных переходов, стимулируемых σ_+ -поляризованными фотонами. Спонтанные переходы показаны сплошными стрелками, вынужденные — штриховыми. Различие толщины стрелок, показывающих излучательные переходы, иллюстрирует разницу скоростей рекомбинации электронов с противоположно направленными спинами.

сти излучательных переходов $I \rightarrow 2$ для электронов с $s_z = +1/2(R_{z\uparrow})$ и переходов $I' \rightarrow 2'$ для электронов с $s_z = -1/2(R_{z\downarrow})$ больше не равны друг другу. В результате, поскольку $R_{z\uparrow} < R_{z\downarrow}$, в зоне проводимости возникает неравновесная спиновая поляризация, связанная с преобладающей концентрацией электронов с $s_z = +1/2$. (Далее инжекция спин-поляризованных электронов может осуществляться, например, путем приложения к КЯ продольного электрического поля [5]).

Степень спиновой поляризации электронов P , возникающей за счет рассмотренного механизма, определяется параметром

$$P_z = (R_{z\uparrow} - R_{z\downarrow}) / (R_{z\uparrow} + R_{z\downarrow}) = \Delta R / (R_{z\uparrow} + R_{z\downarrow}), \quad (3)$$

который можно представить следующим образом:

$$P_z = [\tau_r(\uparrow)^{-1} - \tau_r(\downarrow)^{-1}] / [\tau_r(\uparrow)^{-1} + \tau_r(\downarrow)^{-1}], \quad (4)$$

где $\tau_r(\uparrow)$ и $\tau_r(\downarrow)$ — время спонтанной излучательной рекомбинации электронов. Эффективная спиновая поляризация электронов требует обеспечения максимально возможной разницы указанных времен. Различие $R_{z\uparrow}$ и $R_{z\downarrow}$, возникающее в условиях генерации поперечного тока, обусловлено ростом $\tau_r(\uparrow)$; изменением $\tau_r(\downarrow)$ в первом приближении можно пренебречь. Рост $\tau_r(\uparrow)$ можно обеспечить путем увеличения E_r [5], однако при этом мы рискуем столкнуться с проблемой конкуренции между излучательными переходами и процессами безызлучательной рекомбинации и спиновой релаксации. Действительно, степень спиновой поляризации при рассматриваемом способе определяется также величиной квантового выхода люминесценции [5]

$$\eta_l = \tau_{nr} / (\tau_{nr} + \tau_r), \quad (5)$$

где τ_{nr} — время безызлучательной рекомбинации пары электрон-дырка. Кроме того, следует учесть и зависимость P от времени спиновой релаксации электронов τ_s^e [12], определяемую параметром η_s

$$\eta_s = \tau_s^e / (\tau_s^e + \tau), \quad (6)$$

где $\tau = \tau_{nr}\tau_r / (\tau_{nr} + \tau_r)$. Очевидно, что рост $\tau_r(\uparrow)$ неизбежно приведет к увеличению общего времени излучательной рекомбинации, а это в свою очередь может вызвать нежелательное снижение величин η_l и η_s . Рассмотренный далее механизм оптической ориентации электронов, при котором реализуется процесс вынужденной излучательной рекомбинации, не только свободен от указанного недостатка, но и несет в себе (что более важно) ряд новых возможностей.

2. Спиновая ориентация при вынужденных излучательных переходах

Из отмеченного выше следует, что рекомбинационный механизм спиновой поляризации требует выполнения двух условий. Во-первых, существования спин-

зависимой асимметрии спонтанных излучательных переходов при рекомбинации электрон-дырочных пар; во-вторых, наличия разницы скоростей указанных переходов (являющейся в рассмотренном способе следствием индуцируемой электрическим током анизотропии распределения электронов и дырок в \mathbf{k} -пространстве). Оптически стимулируемая циркулярно поляризованным светом излучательная рекомбинация способна обеспечить одновременное выполнение обоих указанных выше условий. Конкретную реализацию данного механизма мы рассмотрим на примере той же КЯ.

Процесс спонтанной излучательной рекомбинации в КЯ сопровождается эмиссией циркулярно поляризованных фотонов, знак круговой поляризации которых в соответствии с оптическими правилами отбора отрицателен (σ_-) для переходов типа $I \rightarrow 2$ и положителен (σ_+) для переходов типа $I' \rightarrow 2'$. Для простоты будем считать, что как в отсутствие, так и при наличии поля E_r спектр излучения с полосой $\Delta\nu_r$ практически одинаков для фотонов обоих типов. Пусть теперь вдоль оси z на поверхность КЯ падает пучок циркулярно поляризованного света, частота которого ν_s лежит в указанной спектральной полосе. В зависимости от знака поляризации падающий световой пучок способен стимулировать акты рекомбинации для одного из переходов, увеличивая или уменьшая тем самым индуцируемую ток разность ΔR . Допустим, что направление распространения света таково, что фотоны σ_- -поляризации стимулируют дополнительные переходы типа $I' \rightarrow 2'$ (см. рисунок, с). Это приведет к дальнейшему увеличению ΔR , что будет способствовать росту P_z . Следует отметить, что при этом общая скорость излучательной рекомбинации должна возрасти; следовательно, увеличатся и параметры η_l и η_s .

Скорость вынужденной излучательной рекомбинации прямо пропорциональна интенсивности падающего света I (предполагается, что интенсивность недостаточна для проявления эффектов, связанных с изменением заселенности состояний в зонах). Поэтому с ростом I наступит момент, когда скоростью спонтанных переходов $I' \rightarrow 2'$ по сравнению со скоростью вынужденных можно будет пренебречь. При этом спиновая поляризация электронов будет практически полностью определяться более высокой скоростью оптически стимулированных переходов $I' \rightarrow 2'$ (по сравнению со скоростью спонтанных переходов $I \rightarrow 2$). Ясно, что наличие или отсутствие тока в плоскости КЯ в этих условиях несущественно, т.е. механизм спиновой поляризации становится чисто оптическим. Однако в отличие от традиционного механизма оптической спиновой ориентации электронов, осуществляемого за счет прямых оптических переходов, ведущих, в частности, к образованию электрон-дырочных пар, мы использовали оптически стимулируемую рекомбинацию указанных пар. Поскольку вынужденные излучательные переходы подчиняются тем же правилам отбора, что и прямые оптические переходы, величина спиновой поляризации электронов S , возникающей за

счет рекомбинационной эмиссии, феноменологически описывается аналогичным образом [12]:

$$\mathbf{S}_k = i\gamma_{kl}[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]_l, \quad (7)$$

где \mathbf{E} — комплексная амплитуда электрического поля световой волны, γ_{kl} — материальный параметр, являющийся функцией частоты света. Отметим, что знаки \mathbf{S} , возникающей за счет прямых и излучательных переходов, индуцируемых фотонами с одним и тем же знаком круговой поляризации и направлением распространения, противоположны. Следует также заметить, что, хотя приведенная на рисунке схема зонной структуры отвечает, как уже указывалось, одному из гиротропных классов симметрии, представленный механизм оптической ориентации, как и традиционный, применим в любом случае снятия (частичного или полного) спинового вырождения зон в полупроводнике [2,5,12].

Степень спиновой ориентации носителей заряда в условиях реализации обсуждаемого механизма, естественно, определяется спецификой используемой полупроводниковой структуры. Однако общим условием для всех структур является необходимость создания и/или поддержания инверсной заселенности электронных уровней с помощью электрической или оптической накачки. При этом значение P можно получить, используя, например, стандартные скоростные уравнения, описывающие работу полупроводникового оптического усилителя (см. например, [13]). Однако здесь мы воспользуемся более простым способом оценки P , позволяющим также сравнить предлагаемый и традиционный способы оптической ориентации.

Предположим, что в рассматриваемой КЯ (см. рисунок, *c*) уровни μ_e и μ_h находятся вблизи дна и потолка зоны соответственно. Пусть теперь для ее освещения используется импульс света σ_- -поляризации с соответствующей энергией фотонов $h\nu_s$ и параметрами, удовлетворяющими следующим условиям: $\tau_s^h \ll \Delta t_p \ll (\tau_s^e, \tau_r)$, $(h\nu_s/\Delta t_p \sigma_p) < I_p < (h\nu_s/\tau_s^h \sigma_p)$, где Δt_p и I_p — длительность и интенсивность импульса, σ_p — сечение захвата фотона для рассматриваемых оптических переходов. В этом случае кинетика изменения заселенности спин-расщепленных ветвей зон адекватно описывается системой двух пар уровней, соответствующих уровням $1, 2$ и $1', 2'$ (см. рисунок, *c*). Нетрудно понять, что при указанных условиях к моменту окончания импульса электроны, первоначально заселявшие уровень $2'$ ($N_{in}(2')$), распределятся поровну между ним и уровнями $1'$ и 1 , при этом заселенность уровня 2 ($N_{in}(2) = N_{in}(2')$) останется практически неизменной. В результате степень спиновой поляризации электронов окажется равной 50%. Предполагая теперь, что при сохранении равными прочих условий имеется собственный полупроводник, т. е. первоначально заполнены только состояния валентной зоны, и, следовательно, реализуется традиционный способ оптической ориентации, получаем в этом случае $P = 100\%$. Таким образом, обсуждаемый

способ спиновой поляризации примерно в 2 раза менее эффективен, чем традиционный, что связано с неизбежностью сохранения равенства заселенностей уровней $2'$ и $1'$ при любой сколь угодно большой мощности засветки. (Отметим, что теоретические оценки P и экспериментально полученные значения при инжекции спинов в полупроводник из ферромагнитных контактов составляют ~ 50 и $\sim 30\%$ соответственно [1]). Возможно, что компенсировать указанный недостаток позволила бы реализация идеи генератора спин-поляризованных носителей заряда, сочетающего электрический способ накачки уровней с механизмом оптической спиновой ориентации в условиях отсутствия внешней засветки.

Допустим, что рассматриваемая нами КЯ используется в качестве активного слоя, например, викасель-лазера (VCSEL). Предположим далее, что нам удалось реализовать такой режим генерации, при котором фотоны, распространяющиеся внутри оптического резонатора лазера в противоположных направлениях по оси z , имеют σ_+ и σ_- -поляризацию соответственно. В этом случае, как следует из (6), фотоны будут стимулировать процесс излучательной рекомбинации электронов только с одним (заданным) знаком спина; следовательно, должен проявиться искомый эффект спиновой поляризации. Очевидно, что с точки зрения эффективности преобразования подводимой электрической энергии в оптическое излучение данная (спин-зависимая) асимметрия вынужденных переходов является нежелательным эффектом. Если предположить, что в обычных условиях внутренняя квантовая эффективность η_i лазера близка к единице, при генерации одной циркулярной моды η_i в пределе может уменьшиться в 2 раза. Действительно, около 50% всех электронов, поставляемых от источника тока в активную зону лазера, способны покинуть ее, так и не приняв участия в излучательных переходах. Однако именно такой результат и нужен с точки зрения превращения лазера в генератор спин-поляризованных электронов. Более того, необходимо иметь максимальный коэффициент отражения для обоих зеркал оптического резонатора, поскольку генерируемое излучение больше не является выходным сигналом для подобного устройства, которое, как уже отмечалось, по аналогии с лазером может быть названо „соузером“.

Реализация требуемого для работы соулера режима, при котором происходит усиление только одной из двух вырожденных циркулярно поляризованных лазерных мод, может быть осуществлена различными способами, три из которых рассмотрены ниже.

1) Первый способ заключается во введении в оптический резонатор лазера элементов, обеспечивающих подавление одной из указанных мод. Например, между активной областью викасель-лазера и одним из зеркал резонатора размещается пластинка (слой) ферромагнитного материала, обладающего циркулярным двулучепреломлением. В этом случае эффективная длина резонатора оказывается различной для ортогонально поляризованных циркулярных мод. Поэтому, подбирая

параметры указанного ферромагнитного материала таким образом, чтобы активная область лазера попала в область пучности электрического поля стоячей волны, отвечающей только одной из циркулярных поляризаций, мы можем практически полностью подавить усиление волны с противоположным знаком поляризации.

2) Идея второго способа логически вытекает из рассмотренного механизма индуцированной током спиновой поляризации. Прикладывая поперечное электрическое поля к КЯ, выступающей в роли активной области лазера, мы создаем преимущественные условия для генерации одной из циркулярных мод (например, σ_+) вследствие появления разницы скоростей соответствующих спонтанных переходов. В результате порог генерации, определяемый, например, величиной порогового (продольного) тока, для одной из мод будет ниже, чем для другой. Можно ожидать, что с момента начала генерации моды σ_+ будет происходить некоторое дополнительное ее усиление за счет подавления моды σ_- , вызванного процессом спиновой релаксации поляризованных электронов.

3) Для иллюстрации сути последнего из обсуждаемых способов следует обратиться к результатам недавно опубликованных работ [14,15], касающихся влияния спиновой поляризации электронов на условия генерации вксель-лазера. Так, в работе [14] при оптической накачке лазера линейно и циркулярно поляризованными пучками во втором случае наблюдалось снижение величины порога генерации на 50%. В [14] данный результат объясняется тем, что циркулярная оптическая накачка индуцирует спиновую поляризацию электронов, сопровождающуюся увеличением степени инверсной заселенности зон, и, как следствие, рост эффективности эмиссии циркулярно поляризованных фотонов с соответствующим знаком круговой поляризации. Авторами [14] была высказана надежда на то, что аналогичного результата удастся достичь и в случае электрического способа инжекции спин-поляризованных носителей заряда. Таким образом, требуемый режим генерации может быть получен при инжекции в активную область лазера спин-поляризованных носителей заряда с помощью оптического или электрического импульса. Данный способ можно было бы назвать спиновым поджигом лазера (spin laser triggering).

Перечисленные выше способы, конечно, не исчерпывают всех возможных схем реализации предлагаемого генератора. Однако решение этой задачи, как и разработка эффективных способов инжекции спин-поляризованных носителей заряда из активной области, требует перехода к рассмотрению физики конкретных полупроводниковых структур.

Автор благодарит Б.Б. Кричевцова за полезное обсуждение работы и ценные замечания.

Список литературы

- [1] B.T. Jonker. Proc. IEEE **91**, 727 (2003).
- [2] Optical Orientation / Ed. F. Meier, B.P. Zaharchenya. Elsevier, Amsterdam (1984).
- [3] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Nature **397**, 139 (1999).
- [4] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [5] A.G. Mal'shukov, K.A. Chao. Phys. Rev. B **65**, 241 308 (2002).
- [6] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Письма в ЖЭТФ **27**, 640 (1978).
- [7] В.И. Белиничер. ФТТ **20**, 10, 2955 (1978).
- [8] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Solinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. Nature **417**, 153 (2002).
- [9] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер. Письма в ЖЭТФ **50**, 398 (1989).
- [10] V.M. Edelstein. Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [11] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena. Springer, Berlin (1997).
- [12] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ **60**, 1954 (1971).
- [13] H.J.S. Dorren, D. Lenstra, Y. Liu, M.T. Hill, G.D. Khoe. IEEE J. Quant. Electron. **39**, 141 (2003).
- [14] J. Rudolph, D. Hangle, H.M. Gibbs, G. Khitrova, M. Oestreich. Appl. Phys. Lett. **82**, 4516 (2003).
- [15] M. Oestreich, M. Bender, J. Hubner, D. Hagele, W.W. Ruhle, Th. Hartmann, P.J. Klar, W. Heimborcht, M. Lampalzer, K. Volz, W. Stolz. Semicond. Sci. Technol. **17**, 285 (2002).