

Энергетическая релаксация экситонов на акустических фононах в структурах с двойными квантовыми ямами

© Д.А. Мазуренко, А.В. Акимов

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

E-mail: akimov@os.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 12 мая 2000 г.

В окончательной редакции 5 сентября 2000 г.)

Анализируется скорость энергетической релаксации с испусканием акустического фонона между экситонными состояниями в двойной квантовой яме. Теоретически исследуется роль двух механизмов: одноступенчатый переход с испусканием акустического фонона и двухступенчатый, который включает упругое рассеяние экситона на неоднородностях интерфейса с последующей энергетической релаксацией внутри экситонной подзоны. Показано, что в реальных двойных квантовых ямах скорость двухступенчатого перехода оказывается выше одноступенчатого. На основании расчета сделан вывод о том, что быстрая энергетическая релаксация между экситонными состояниями определяется упругим рассеянием экситонов на интерфейсе.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-0218276), а также Программной поддержки молодых ученых Президиума РАН.

Двойная квантовая яма (DQW) является одним из наиболее простых модельных объектов для изучения процессов туннелирования через потенциальный барьер [1]. Интерес к этому объекту связан, прежде всего, с тем, что современный уровень развития технологии позволяет создавать подобные структуры с заранее известными параметрами (ширина слоев, высота барьера), причем разброс этих параметров, возникающий в процессе изготовления структуры, очень незначителен. Это существенно уменьшает взаимодействие носителей и экситонов с неоднородностями (дефекты гетероперехода, непостоянство состава, примеси).

DQW состоит из двух квантовых ям, разделенных узким туннельно-прозрачным барьером. При низких температурах носители быстро связываются в экситоны [2], поэтому важную роль в оптических свойствах DQW играют экситонные эффекты [3]. В DQW существуют экситоны двух типов: прямые и непрямые (рис. 1). Непрямой экситон (IX) образуют связанные кулоновской силой электрон и дырка, которые находятся в разных квантовых ямах; прямой экситон (DX) образуют электрон и дырка, находящиеся в одной квантовой яме. Непрямой экситон обладает очень большим излучательным временем жизни ($> 10^{-6}$ s [4,5]), превосходящим на несколько порядков время жизни прямого экситона ($\sim 10^{-9}$ s [6]). Вследствие того, что в непрямом экситонном состоянии электрон и дырка оказываются пространственно разделены, энергия связи IX оказывается меньше энергии связи DX (например, энергия связи IX в DQW с ширинами квантовых ям 10 nm и барьером в несколько нанометров составляет $\sim 3-4$ meV [3,7,8], в то время как энергия связи DX — 8 meV [3]).

Положение энергии IX относительно DX можно перестраивать, изменяя электрическое поле, в котором находится DQW. Поскольку IX является диполем, его энергия рекомбинации линейно зависит от электрического по-

ля [3,9], в то время как при слабых электрических полях (< 10 kV/cm) энергия рекомбинации DX практически не зависит от электрического поля. На рис. 1, b схематично показаны зависимости энергии рекомбинации экситонных состояний от величины электрического поля перпендикулярного плоскости DQW. При определенных значениях электрического поля энергии некоторых экситонных состояний становятся равными, и возникает резонанс по энергии. В двух из таких резонансов участвуют пары экситонных состояний, у которых электронная часть волновой функции локализована в разных квантовых ямах; они обозначены на схеме штриховыми окружностями. В двух других (обозначенных пунктирными треугольниками) участвуют пары экситонных состояний, у которых, напротив, электронная часть волновой функции совпадает, а дырочная локализована в разных квантовых ямах. Еще один резонанс обозначен штриховым квадратом и соответствует паре экситонных состояний, у которых отличаются как дырочная, так и электронная части волновой функции. Из-за туннельного взаимодействия между указанными парами состояний вблизи резонанса возникает хорошо известное в квантовой механике явление отталкивания экситонных уровней. При этом волновые функции экситонных состояний представляют собой линейные комбинации невозмущенных DX и IX волновых функций. Экспериментально явление отталкивания экситонных уровней энергии вблизи резонанса наблюдается лишь для пары экситонных состояний, отличающихся электронной частью волновой функции [3,7–10]. Для остальных пар энергетическое расщепление между экситонными состояниями в резонансе оказывается слишком малым для экспериментального наблюдения вследствие слабого проникновения в барьер дырочной компоненты волновой функции экситонов.

Важной задачей, привлекающей внимание исследователей, является изучение скорости энергетической ре-

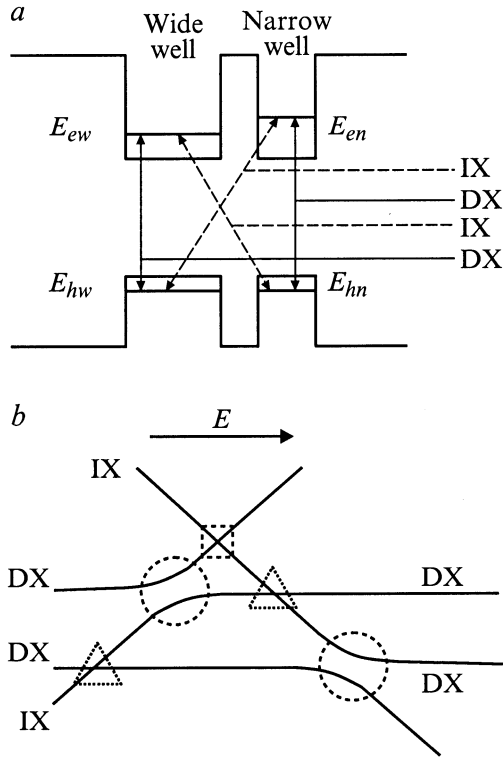


Рис. 1. *a)* — Зонная диаграмма и экситонные состояния в DQW. *b)* — Схема зависимостей энергии рекомбинации экситонных состояний от электрического поля, перпендикулярного плоскости DQW. Окружности показывают область резонанса экситонных состояний, отличающихся электронной компонентой волновой функции, треугольники — область резонанса IX и DX, отличающихся дырочной компонентой волновой функции, квадрат — область резонанса двух экситонных состояний, отличающихся электронной и дырочной компонентами волновой функции.

лаксации экситонов в DQW. Если энергетическое расстояние между экситонными состояниями первого уровня размерного квантования в двух квантовых ямах Δ превосходит энергию оптического фонона [2,11–14], то время таких переходов определяется взаимодействием экситонов с оптическими фононами и составляет ~ 10 – 100 ps в зависимости от параметров DQW.

Данные о скорости энергетической релаксации между экситонными состояниями, определяемой взаимодействием с акустическими фононами, были недавно получены в опытах по изучению стационарной фотолуминесценции (PL) слабоасимметричной DQW [7,8]. Исследуемая структура содержала GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As DQW с ширинами квантовых ям 9.6 и 10.2 nm и барьером шириной 3.8 nm. Спектр PL указанной DQW при $T = 10$ K показан на рис. 2, *a*. В спектре PL хорошо разрешаются две узкие экситонные линии. Величина энергетического расщепления между экситонными уровнями в DX–IX резонансе (определяемая когерентным туннелированием электрона) составила $\delta = 1.3$ meV. На вставке рис. 2, *a*

показана схема волновых функций экситонных состояний (1 и 2) и излучательных переходов, соответствующих этим экситонным состояниям. На рис. 2, *b* сплошная линия показывает величину отношения интенсивности линий PL I_2/I_1 при $T = 10$ K, вычисленную в предположении, что экситонные состояния 1 и 2 находятся в термодинамическом равновесии, по формуле [7],

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\Delta \pm (\Delta^2 - \delta^2)^{1/2}}{\Delta \mp (\Delta^2 - \delta^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где δ — энергия расщепления между экситонными уровнями в резонансе ($\delta = 1.3$ meV), Δ — энергетическое расстояние между экситонными состояниями 1 и 2. Квадратами показаны экспериментальные данные [7]. Хорошее согласие между экспериментальными и вычисленными по (1) значениями I_2/I_1 позволило сделать вывод о том, что экситонные состояния, связанные между собой переходом "экситонного" электрона, находятся в термодинамическом равновесии. Это означает, что

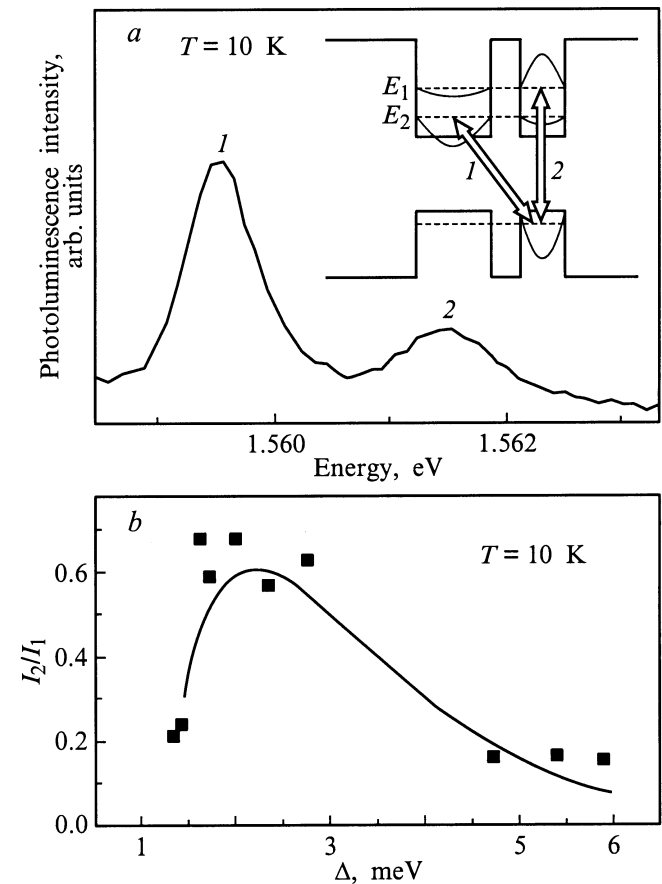


Рис. 2. *a)* Спектр фотолуминесценции DQW, измеренный при $T = 10$ K при наличии электрического напряжения $U = 0.2$ V, приложенного перпендикулярно плоскости DQW. На вставке показана схема экситонных переходов 1 и 2. *b)* Экспериментальные (символы) и теоретические (сплошная линия) отношения I_2/I_1 линий фотолуминесценции экситонных состояний 2 и 1 в зависимости от энергетического расстояния между экситонными уровнями Δ при $T = 10$ K.

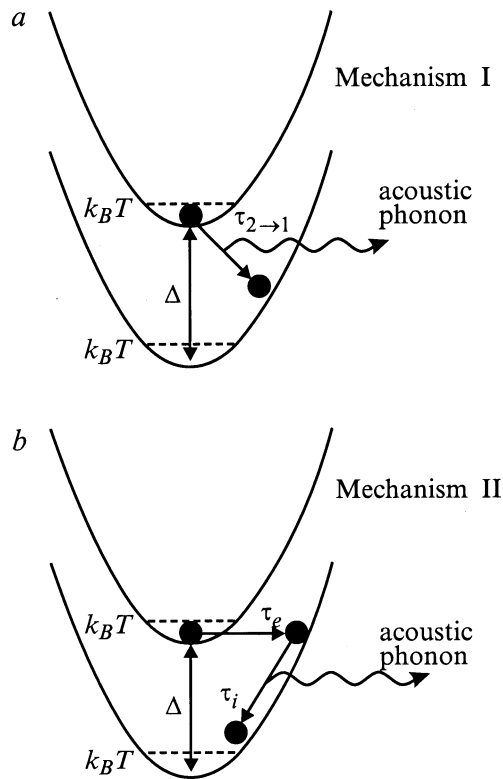


Рис. 3. Два механизма перехода между экситонными состояниями. *a* — одноступенчатый переход с испусканием акустического фона, *b* — двухступенчатый переход: упругое рассеяние экситона на примеси с последующей релаксацией внутри экситонной подзоны.

скорости $w_{2 \rightarrow 1}$ и $w_{1 \rightarrow 2}$ экситон-фононных переходов с испусканием и поглощением фононов соответственно существенно превышают скорость излучательной рекомбинации DX $w_R \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ при $T \geq 10 \text{ K}$ и $\Delta \sim k_B T$.

Основной задачей настоящей работы является теоретический расчет скорости перехода между экситонными состояниями с участием акустических фононов. Для определения будем рассматривать только переходы $2 \rightarrow 1$ с испусканием фона при $T = 0$ (рис. 3). В реальной DQW такая энергетическая релаксация может осуществляться двумя путями.

(I) Одноступенчатый переход I (рис. 3, *a*). В результате такого перехода экситон переходит из одной экситонной подзоны в другую, изменяя энергию и волновой вектор экситона. Испускаемый в результате такого перехода акустический фонон обеспечивает выполнение законов сохранения энергии и импульса.

(II) Двухступенчатый переход II (рис. 3, *b*). Такой переход может осуществляться в реальной DQW, в которой существуют флуктуации ширины квантовой ямы, являющиеся центрами рассеяния экситонов. Переход включает два этапа. На первом этапе экситон упруго рассеивается на примеси или неоднородности гетерограницы и переходит в двугую подзону с изменением импульса, но

с сохранением его полной энергии. На втором этапе в результате взаимодействия с фононом происходит изменение энергии экситона внутри экситонной подзоны.

В настоящее время остается открытым вопрос о том, какой именно (одноступенчатый или двухступенчатый) механизм перехода определяет энергетическую релаксацию между экситонными состояниями. Эксперименты с неравновесными фононами также не смогли дать определенного ответа на этот вопрос [15]. Интерес к этой проблеме связан с возможностью использования туннельных структур в качестве перестраиваемого частотного детектора акустических фононов (фононная спектроскопия) [16–19].

В настоящей работе мы рассчитываем вероятность перехода $w_{2 \rightarrow 1}$ электрона с верхнеэнергетического на низкоэнергетическое экситонное состояние в симметричной DQW при $T = 0$ с испусканием акустического фона при различных Δ . Полагаем, что при низких температурах $k_B T \leq \Delta$ основное влияние на $w_{2 \rightarrow 1}$ оказывают процессы спонтанного излучения акустических фононов. В этих условиях можно также пренебречь наличием распределения по k в высокоэнергетическом экситонном состоянии. Таким образом, приближение $T = 0$ будет хорошо описывать экспериментальную ситуацию, изложенную выше. Расчет $w_{2 \rightarrow 1}$ проводится отдельно для неупругого (одноступенчатого) механизма перехода I (рис. 4, *a*), а также для механизма II (двухступенчатый механизм), при котором экситонный электрон упруго рассеивается на неоднородностях гетерограниц с последующей релаксацией энергии экситона (рис. 3, *b*). Мы покажем различия в зависимости $w_{2 \rightarrow 1}$ от Δ при переходах путем I и II. В настоящей работе будут построены угловые зависимости излучаемых акустических фононов при резонансе DX и IX ($\Delta = \delta = 1.3 \text{ meV}$), а также вдали от резонанса для одноступенчатого механизма перехода I. В разделе 1 приведены аналитические выражения, определяющие вероятность перехода между экситонными состояниями $w_{2 \rightarrow 1}$ по механизмам I и II. В разделе 2 приведены результаты численного расчета вероятности перехода $w_{2 \rightarrow 1}$ по одноступенчатому механизму I и оценены вероятности двухступенчатого перехода по механизму II. В разделе 2 также построены угловые зависимости потока акустических фононов, генерируемых в результате перехода между экситонными состояниями по механизму I. В разделе 3 на основании теоретического расчета обсуждается роль механизмов I и II в быстрой энергетической релаксации между экситонными состояниями DQW, обеспечивающей экспериментально наблюдаемое термодинамическое равновесие, и формулируются выводы.

1. Экситон-фононное взаимодействие

В этом разделе приведены основные соотношения, определяющие скорость энергетической релаксации между экситонными состояниями с участием акустических

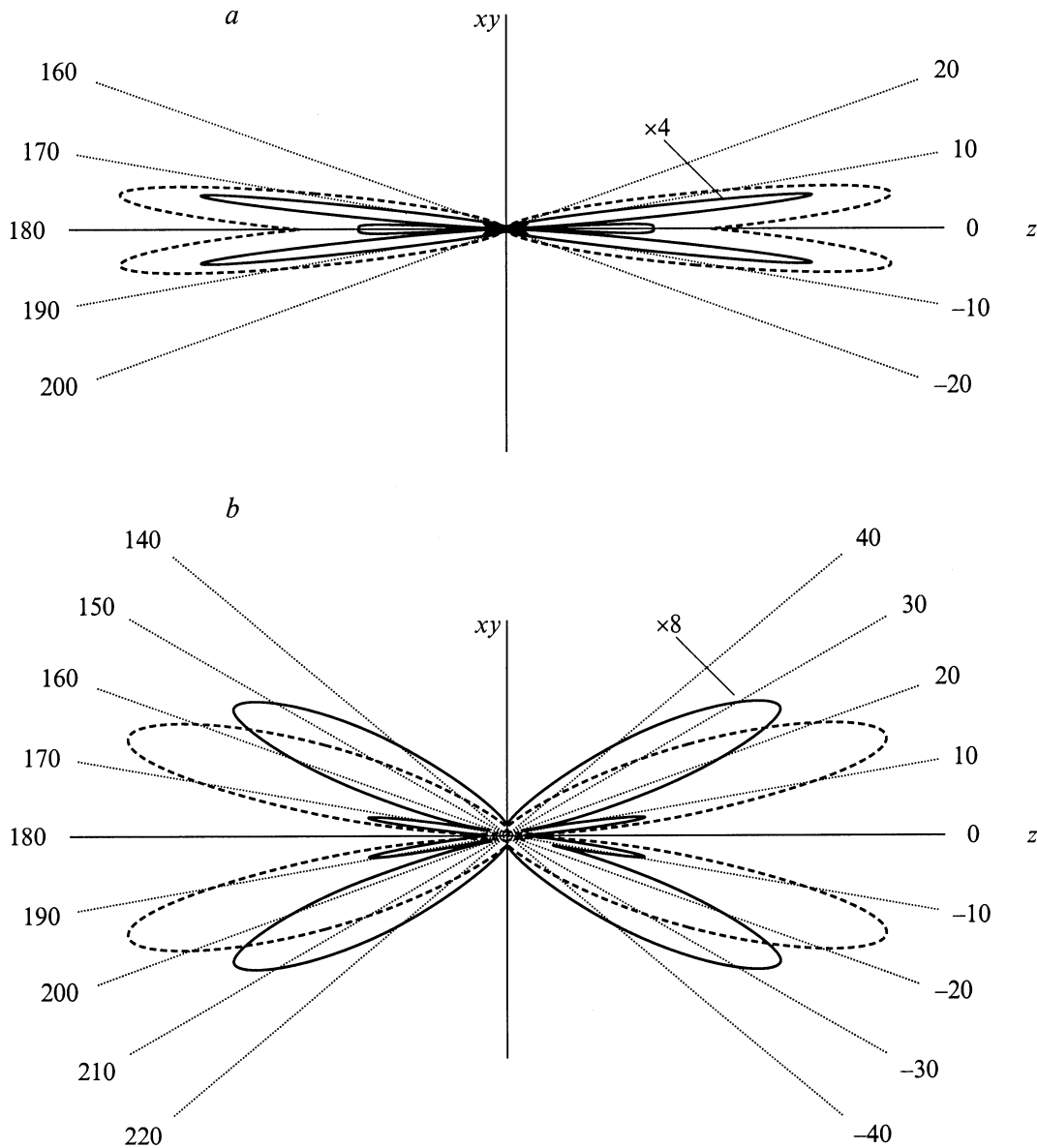


Рис. 4. Угловая зависимость плотности потока акустических фононов, испускаемых при переходе между экситонными состояниями (механизм I) при DP-взаимодействии (LA-фононы) (a) и PA-взаимодействии (TA-фононы) (b). Штриховыми линиями показаны зависимости для $\Delta = 1.3$ meV, сплошными — для $\Delta = 3.5$ meV. Горизонтальная ось соответствует направлению, перпендикулярному плоскости DQW.

фононов. Будем считать, что DQW состоит из двух одинаковых квантовых ям, разделенных туннельно прозрачным барьером. Наша задача состоит в определении вероятности перехода между экситонными состояниями 1 и 2, у которых отличаются электронные компоненты волновых функций (см. рис. 3, a). Для определенности будем также считать, что вдали от резонанса высокоэнергетическое состояние 2 соответствует более прямому, а низкоэнергетическое 1 более не прямому экситонному состоянию. При расчете энергетической релаксации будет учитывать только переходы с испусканием фононов из высокоэнергетического в низкоэнергетическое экситонное состояние при $T = 0$.

1.1. Энергетическая релаксация между экситонными состояниями в идеальных DQW. В идеальных DQW переход между экситонными состояниями возможен только в результате экситон-фононного взаимодействия, при котором осуществляется одноступенчатый переход (вставка на рис. 2, a) из высокоэнергетического состояния 2 (с волновым вектором $k_2 \sim 0$) в низкоэнергетическое экситонное состояние 1.

Для определенности положим, что дырка локализована в правой квантовой яме (вставка на рис. 2, a). В дальнейшем будем также считать, что энергетическое расстояние Δ между экситонными состояниями не превышает энергию связи непрямого экситона. В противном

случае были бы возможны переходы с ионизацией непрямого экситона, т.е. переходы, при которых в конечном состоянии образуются свободный электрон и дырка в разных квантовых ямах. Вероятность перехода в единицу времени из состояния 2 с волновым вектором $k_2 = 0$ в состояние 1 со всеми волновыми векторами k_1 равна

$$w_{2 \rightarrow 1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{q}} |M_{2 \rightarrow 1}^{\mathbf{q}, \nu}|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} - \Delta + \hbar\omega_\nu(\mathbf{q})\right), \quad (2)$$

где \mathbf{q} — трехмерный волновой вектор акустического фонона с дисперсией $\omega_\nu(\mathbf{q}) = s_\nu q$, где s_ν — скорость звука, \mathbf{k}_1 — двумерный волновой вектор экситона в конечном состоянии, $M_{2 \rightarrow 1}^{\mathbf{q}, \nu}$ — матричный элемент перехода из состояния 2 с волновым вектором экситона $k_2 = 0$ в состояние 1 с волновым вектором экситона k_1 с испусканием акустического фонона с поляризацией $\nu = \text{LA, TA}$, $m = m_e + m_h$ — масса экситона, m_e, m_h — массы электрона и дырки соответственно.

Матричный элемент $M_{2 \rightarrow 1}^{\mathbf{q}, \nu}$ определяется интегралом перекрытия волновых функций экситонов Ψ_i с фононом

$$M_{2 \rightarrow 1}^{\mathbf{q}, \nu} = \langle \Psi_2 | H | \Psi_1 \rangle \delta_{0, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}_{xy}}, \quad (3)$$

где H — гамильтониан взаимодействия экситонов с акустическими фононами, $\delta_{0, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}_{xy}}$ — символ Кронекера, обеспечивающий выполнение закона сохранения импульса в плоскости DQW, \mathbf{q}_{xy} — проекция \mathbf{q} на плоскость DQW.

В случае, когда расстояние между энергетическими уровнями экситонов невелико ($\Delta \ll E$, где E — энергия размерного квантования, отсчитанная от дна квантовой ямы), волновые функции экситонов в DQW Ψ_1 и Ψ_2 можно представить в виде линейной комбинации волновых функций прямого и непрямого экситонов $\Psi_{\text{DX}}(k_i)$ и $\Psi_{\text{IX}}(k_i)$ [20]

$$\Psi_1 = \alpha \Psi_{\text{DX}}(k_1) + \beta \Psi_{\text{IX}}(k_1), \quad (4.1)$$

$$\Psi_2 = -\beta \Psi_{\text{DX}}(k_2) + \alpha \Psi_{\text{IX}}(k_2), \quad (4.2)$$

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1, \quad \alpha = \frac{\delta}{\sqrt{(\sqrt{\Delta^2 - \delta^2} + \Delta)^2 + \delta^2}}.$$

В случае простейшего приближения волновые функции прямого и непрямого экситонов с волновым вектором k_i можно представить в виде

$$\Psi_{\text{IX(DX)}}(k_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda_{\text{IX(DX)}}^2}} \exp(ik_i R) \exp\left[-\frac{\rho}{\lambda_{\text{IX(DX)}}}\right] \times \varphi_{e1(2)}(z_e) \varphi_h(z_h), \quad (5)$$

где $\varphi_{e1}(z_e)$ и $\varphi_{e2}(z_e)$ — волновые функции электрона основного уровня размерного квантования в изолированной левой и правой квантовых ямах соответственно, $\varphi_h(z_h)$ — волновая функция дырки основного уровня размерного квантования в изолированной левой и правой

квантовой яме, R — положение центра масс экситона в плоскости квантовых ям, ρ — расстояние между электроном и дыркой в плоскости квантовых ям, λ_{DX} и λ_{IX} — диаметры прямого и непрямого экситонов соответственно, z_e, z_h — координаты электрона и дырки в направлении, перпендикулярном плоскости квантовых ям.

Обозначая ширины квантовой ямы и барьера как a и b соответственно, мы можем записать волновые функции электрона в изолированной квантовой яме в виде

$$\varphi_{e1(2)}(z) = \begin{cases} N \cos(\eta a/2) \exp[\eta_B(z - z_{1(2)} + (a/2))], & z < z_{1(2)} - (a/2), \\ N \cos(\eta z - \eta z_{1(2)}), & |z - z_{1(2)}| < a/2, \\ N \cos(\eta a/2) \exp[-\eta_B(z - z_{1(2)} - (a/2))], & z > z_{1(2)} + (a/2). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь введены обозначения $\eta_B = \sqrt{2m_e(U - E)}/\hbar$, $\eta = \sqrt{2m_e E}/\hbar$, U — высота барьеров, E — энергия размерного квантования электрона, N — нормировочный множитель, $z_{1(2)}$ — положение центра левой (правой) квантовой ямы.

В случае достаточно высоких барьеров $U \gg E$ волновые функции электрона слабо проникают в барьер, и тогда $\eta a \approx \pi$.

В GaAs/AlGaAs квантовых ямах возможно два вида взаимодействий, определяющих экситон-фононные переходы: 1) взаимодействие, определяемое деформационным потенциалом (DP) и 2) пьезоакустическое взаимодействие (PA). Взаимодействие экситона с акустическим фононом складывается из взаимодействия фонона с электроном и дыркой $H = H_e + H_h$. Однако ввиду ортогональности электронных компонент волновых функций экситонных состояний матричный элемент взаимодействия с дыркой равен нулю, $\langle \Psi_2 | H_h | \Psi_1 \rangle = 0$. Физически это означает, что переходы между экситонными состояниями осуществляются только благодаря взаимодействию фонона с "экситонным" электроном.

Гамильтониан взаимодействия экситона и акустического фонона с волновым вектором \mathbf{q} и поляризацией ν равен

$$H_e^{\text{DP}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V s_\nu q}} i q \Xi_e \exp(\pm i \mathbf{q} \mathbf{r}_e) A_{\mathbf{q}, \nu}^{\text{DP}}, \quad (7)$$

где Ξ_e — константа деформационного потенциала, ρ_0 — плотность среды, \mathbf{r}_e — радиус-вектор электрона, V — общий объем. Для GaAs квантовой ямы, расположенной в плоскости (100), $A_{\mathbf{q}}^{\text{DP}} = 1$ для LA- и $A_{\mathbf{q}}^{\text{DP}} = 0$ для TA-фононов [21].

Для PA-взаимодействия гамильтониан имеет вид

$$H_e^{\text{PA}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V s_\nu q}} (eh_{14}) \exp(\pm i \mathbf{q} \mathbf{r}_e) A_{\mathbf{q}, \nu}^{\text{PA}}, \quad (8)$$

где h_{14} — пьезоакустическая константа, e — заряд электрона. Квадрат коэффициента $A_{\mathbf{q}, \nu}^{\text{PA}}$, определяющий

угловую зависимость $|M_{2 \rightarrow 1}^{q,\nu}|^2$, для слоя (100) GaAs имеет вид [22]

$$\begin{aligned} (A_{q,TA}^{PA})^2 &= \sin^2(2\theta) + (1/2) \sin^6 \theta, \\ (A_{q,LA}^{PA})^2 &= \frac{9}{2} \sin^4 \theta \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (9)$$

Вычисляя матричный элемент (3) и подставляя полученное выражение в формулу (2), находим вероятности перехода между экситонными состояниями. Для DP-взаимодействия с LA-фононом

$$w_{2 \rightarrow 1}^{DP} = \frac{\Xi_e^2}{2\pi\hbar\rho_0s_\nu^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \frac{q^3}{\sqrt{1+4\gamma \sin^2 \theta}} |Y(q)|^2, \quad (10)$$

θ — угол между направлением распространения фонона и направлением z . DP-взаимодействие с TA-фононом отсутствует. Для PA-взаимодействия с фононом поляризации ν вероятность перехода равна

$$w_{2 \rightarrow 1}^{PA} = \frac{(eh_{14})^2}{2\pi\hbar\rho_0s_\nu^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \frac{q}{\sqrt{1+4\gamma \sin^2 \theta}} |Y(q)|^2 (A_{q,\nu}^{PA})^2. \quad (11)$$

В последних двух формулах

$$q = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\gamma \sin^2 \theta}} \frac{\Delta}{\hbar s_\nu},$$

$\gamma = \Delta/2ms_\nu^2$ — отношение энергетического расстояния между экситонными уровнями к характерной энергии экситон-фононного взаимодействия.

Интеграл перекрытия экситонных функций с фононом $Y(q)$ имеет вид

$$\begin{aligned} |Y(q)|^2 &= \xi^2 \left\{ 4P(\lambda_{DX})P(\lambda_{IX}) \sin^2 \frac{a+b}{2} q_z \right. \\ &\quad \left. + [P_e(\lambda_{DX}) - P_e(\lambda_{IX})]^2 \right\} Z_e(q_z)^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\xi = \alpha\beta = \delta/2\Delta \quad (13)$$

— коэффициент замешивания волновых функций экситонных состояний, $q_z = q \cos \theta$ — перпендикулярная составляющая вектора \mathbf{q} , $P_e(\lambda)$ — интеграл перекрытия волновых функций фонона и "экситонного" электрона в плоскости DQW,

$$P_e(\lambda) = \left[1 + \left(\frac{m\hbar}{2m} \lambda q \sin \theta \right)^2 \right]^{-3/2}, \quad (14)$$

$Z_e(q_z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \varphi_e^2(z) \exp(iq_z z)$ — интеграл перекрытия в направлении z волновой функции фонона и электронной компоненты волновой функции электрона в одиночной квантовой яме.

Для случая бесконечно высоких барьеров

$$Z_e(q_z) = \frac{\sin q_z a/2}{q_z a/2 \left[1 - (q_z a/2\pi)^2 \right]}. \quad (15)$$

1.2. Энергетическая релаксация между экситонными состояниями в реальных DQW. В реальных DQW релаксация между экситонными состояниями может проходить в два этапа (рис. 3, б). Сначала "экситонный" электрон с вероятностью w_e рассеивается на неоднородностях гетерограницы и переходит в другую экситонную подзону (промежуточное состояние). Такой переход происходит с сохранением полной энергии экситона, но с изменением его импульса. Затем с вероятностью w_i он изменяет энергию и переходит в конечное состояние, испуская акустический фонон. Скорость релаксации между экситонными состояниями будет определяться кинетическими уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= G + w_e^b n_i - w_e n_2, \\ \frac{dn_i}{dt} &= w_e n_2 - w_e^b n_i - w_i n_i. \end{aligned} \quad (16)$$

w_e — вероятность прямого упругого перехода из состояния 2 в состояние 1, w_e^b — вероятность обратного упругого перехода из состояния 1 в состояние 2, n_2, n_i соответственно концентрации экситонов в начальном (на уровне 2) и промежуточном состояниях, G — скорость генерации экситонов, w_i — вероятность неупругого перехода из промежуточного состояния в конечное.

Вероятности w_e^b и w_e определяются матричным элементом упругого перехода между экситонными состояниями и плотностью соответственно начальных и промежуточных состояний. В двумерной системе плотность состояния экситонов не зависит от их энергии, поэтому плотность начального и промежуточного экситонных состояний равны. В связи с этим можно предполагать равными и вероятности прямого и обратного упругих переходов $w_e^b = w_e$.

В стационарных условиях полная вероятность перехода между экситонными состояниями определяет скорость ухода экситонов из начального состояния: $w_{2 \rightarrow 1} n_2 = G$. Из (16) в стационарных условиях получаем

$$w_{2 \rightarrow 1}^{-1} = w_e^{-1} + w_i^{-1}. \quad (17)$$

а) Рассеяние на примеси или дефекте интерфейса. Будем считать, что взаимодействие экситона с неоднородностями гетерограницы и примесями происходит на гетерограницах. Тогда матричный элемент упругого перехода между экситонными состояниями будет пропорционален перекрытию волновых функций экситонных состояний на гетерограницах $\Psi_1(z_i)\Psi_2(z_i)$, где z_i — координата i -й гетерограницы. Пренебрегая туннельным проникновением волновой

Таблица 1. Время двухступенчатого перехода $2 \rightarrow 1$ из высокоэнергетического экситонного состояния в низкоэнергетическое с генерацией акустического фонона при различных Δ и поляризациях фонона

Δ , (meV)	Время испускания фонона экситоном с энергией Δ				Время упругого перехода τ_e , (ns)	Полное время перехода $\tau_{2 \rightarrow 1}$ (ns)
	DP-взаимодействие с LA-фононом τ , (ns)	PA-взаимодействие с TA-фононом τ , (ns)	PA-взаимодействие с LA-фононом τ , (ns)	Общее время τ_i , (ns)		
1.3	0.065	0.12	0.52	0.039	0.012–0.060	0.051–0.099
2.0	0.14	0.59	2.3	0.11	0.028–0.14	0.14–0.25
3.5	0.18	1.1	4.6	0.15	0.086–0.44	0.24–0.59

функции через барьер и суммируя по всем интерфейсам, получим

$$w_e \sim \sum_{i=1}^N |\Psi_1(z_i)\Psi_2(z_i)|^2 \approx \frac{\delta^2 N}{4\Delta^2} |\Psi_{DX}^2(z_i)|^2, \quad (18)$$

где $N = 4$ — число гетерограниц в DQW.

В то же время вероятность упругого рассеяния экситона в SQW $w_{SQW} \sim N |\Psi_{DX}^2(z_i)|^2$, где $N = 2$. При резонансе экситонных состояний амплитуды волновых функций $\Psi_1(z_i)$ и $\Psi_2(z_i)$ оказываются равными. Следовательно, в этом случае вероятность перехода w_e оказывается равной половине вероятности упругого рассеяния экситона в одиночной яме

$$w_e = \frac{\delta^2}{2\Delta^2} w_{SQW}. \quad (19)$$

Вероятность упругого рассеяния экситона в одиночной квантовой яме изучена как теоретически [23–25], так и экспериментально [26,27]. Эта вероятность зависит от температуры экситонного газа, ширины квантовой ямы и качества интерфейсов квантовой ямы: $w_{SQW} = R\sqrt{T}/a^2$, где R — константа, зависящая от свойств гетерограниц. Полагаем, что структуры, на которых проводились наши экспериментальные исследования (см. Введение), обладают высоким качеством интерфейса [7,8], о чем свидетельствует малая величина неоднородного уширения линии экситонной PL (менее 1 meV). В качестве верхней оценки вероятности рассеяния экситонов в наших квантовых ямах будем использовать значение $R = 4.79 \text{ m}^2/\text{K}^{0.5}\text{s}$, полученное в опытах по изучению коэффициента диффузии [26]. С другой стороны, мы считаем, что качество гетерограниц в наших образцах заведомо хуже, чем в образцах с квантовыми ямами, выращенных методом прерывания роста. В таких образцах вероятность упругого рассеяния на неоднородностях гетерограниц значительно уменьшается и становится сравнимой с вероятностью неупругого рассеяния на акустических фононах [28]. Полагаем, что в нашей структуре w_{SQW} находится в диапазоне от 6 до 30 ps. Таким образом, при резонансе экситонных уровней энергии $12 < w_e^{-1} < 60$ ps. По мере увеличения расстояния между экситонными уровнями энергии уменьшается перекрытие волновых функций и вероятность перехода $w_e \sim \Delta^{-2}$ (см. табл. 1).

b) Энергетическая релаксация. Вероятность w_i нетрудно найти непосредственным вычислением. Пусть у нас имеется экситон с кинетической энергией Δ и волновым вектором $k_2 = \sqrt{2m\Delta}/\hbar$. Вероятность изменения энергии такого экситона при переходе в состояние с волновым вектором k_1 , сопровождающемся генерацией акустического фонона, определяется матричным элементом взаимодействия

$$M_{k_2 \rightarrow k_1}^{q,\nu} = \langle \Psi_1(k_2) | H | \Psi_1(k_1) \rangle \delta_{k_2, k_1 + q_\nu}, \quad (20)$$

где волновая функция экситона $\Psi_1(k_{1(2)})$ определяется выражением (4.1), символ Кронекера $\delta_{k_2, k_1 + q_\nu}$ обеспечивает выполнение закона сохранения импульса в плоскости DQW, $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2| = q \sin \theta$.

Вероятность перехода во все состояния с более низкой энергией определяется суммой по всем волновым векторам акустического фонона \mathbf{q}

$$w_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{q}} |M_{k_2 \rightarrow k_1}^{q,\nu}|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} - \hbar\omega_\nu(q)\right). \quad (21)$$

Отметим, что в данном случае, когда в результате экситон-фононного взаимодействия не происходит переход в другое экситонное состояние, а меняются лишь энергия и импульс экситона, акустический фонон взаимодействует как с электроном, так и дыркой, $\langle \Psi_1(k_2) | H_h | \Psi_1(k_1) \rangle \neq 0$.

Деформационный потенциал взаимодействия акустического фонона и дырки равен [29]

$$H_h^{\text{DP}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V s_\nu q}} i q \Theta_h(\mathbf{q}) \exp(\pm i \mathbf{q} \mathbf{r}_h), \quad (22)$$

где

$$\Theta_h(\mathbf{q}) = \begin{cases} -A - \frac{B}{2} + \frac{3}{2} B \cos^2 \theta, & (\text{LA фононы}), \\ \frac{3}{4} B \sin 2\theta, & (\text{TA фононы}), \end{cases} \quad (23)$$

A и B — константы деформационного взаимодействия. Для PA-взаимодействия

$$H_h^{\text{PA}} = -\sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V s_\nu q}} (e h_{14}) \exp(\pm i \mathbf{q} \mathbf{r}_h) A_{q,\nu}^{\text{PA}}. \quad (24)$$

Вычисляя матричный элемент (20) и подставляя полученное значение в формулу (21), находим вероятность w_i

$$w_i^{\text{DP}} = \frac{\Xi_e^2}{2\pi^2 \hbar \rho_0 s_\nu^2} \int_0^{k_2} dk_1 \int_0^\pi d\varphi \frac{|k_2 \cos \varphi - k_1|}{q_z} q^2 \times X_{\text{DP}} \Theta(q - q_{xy}), \quad (25.1)$$

$$w_i^{\text{PA}} = \frac{(eh_{14})^2}{2\pi^2 \hbar \rho_0 s_\nu^2} \int_0^{k_2} dk_1 \int_0^\pi d\varphi \frac{|k_2 \cos \varphi - k_1|}{q_z} X_{\text{PA}} \Theta(q - q_{xy}), \quad (25.2)$$

φ — угол между векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , $q = (2ms_\nu/\hbar)(k_2^2 - k_1^2)$, $q_{xy} = |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$, $q_z = \sqrt{q^2 - q_{xy}^2}$, $\Theta(x)$ — функция Хевисайда

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0; \end{cases}$$

X_{DP} и X_{PA} — интегралы DP- и PA-взаимодействия акустического фонона и экситона, определенные как

$$X_{\text{DP}} = \left| A_{\mathbf{q},\nu}^{\text{DP}} \left\{ \alpha^2 P_e(\lambda_{\text{DX}}) + \beta^2 \exp[iq_z(a+b)] P_e(\lambda_{\text{IX}}) \right\} + \frac{\Xi_h(\mathbf{q})}{\Xi_e} \left[\alpha^2 P_h(\lambda_{\text{DX}}) + \beta^2 P_h(\lambda_{\text{IX}}) \right] \right|^2,$$

$$X_{\text{PA}} = \left| \alpha^2 P_e(\lambda_{\text{DX}}) + \beta^2 \exp[iq_z(a+b)] P_e(\lambda_{\text{IX}}) - \alpha^2 P_h(\lambda_{\text{DX}}) - \beta^2 P_h(\lambda_{\text{IX}}) \right|^2 (A_{\mathbf{q},\nu}^{\text{PA}})^2,$$

$$P_e(\lambda) = Z_e(q_z) \left[1 + \left(\frac{m_h}{2m} \lambda q_{xy} \right)^2 \right]^{-3/2},$$

$$P_h(\lambda) = Z_h(q_z) \left[1 + \left(\frac{m_e}{2m} \lambda q_{xy} \right)^2 \right]^{-3/2}. \quad (26)$$

При достаточно высоких барьерах можно считать, что волновые функции электрона и дырки в одиночной квантовой яме совпадают, $Z_e(q_z) = Z_h(q_z)$.

2. Результаты численного расчета

2.1. Значение скоростей энергетической релаксации. Для численного расчета вероятности перехода $w_{2 \rightarrow 1}$ между экситонными состояниями с испусканием акустического фонона под действием PA- или DP-потенциалов использовались следующие параметры экситона в GaAs/AlGaAs квантовой яме: $m_e = 0.067m_0$, $m_h = 0.15m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $a = 10$ nm, $b = 3.8$ nm, $\lambda_{\text{DX}} = 14$ nm, $\lambda_{\text{IX}} = 26$ nm (дан-

ные взяты из теоретического расчета [3]), $\Xi_e = 7.3$ eV, $h_{14} = 1.45 \cdot 10^7$ V/cm, $s_{\text{LA}} = 5 \cdot 10^5$ cm/s, $s_{\text{TA}} = 3 \cdot 10^5$ cm/s, $\delta = 1.3$ meV, $\rho_0 = 5.3$ g/cm³, $A = -6.7$ eV, $B = -2$ eV. Результаты расчета времени $\tau_{2 \rightarrow 1}$ для одноступенчатого механизма релаксации энергии (рис. 3, а) при различных Δ представлены в табл. 2. При резонансе ($\Delta = \delta$) время перехода между экситонными состояниями с испусканием акустического LA-фонона при DP-взаимодействии составляет $\tau_{2 \rightarrow 1} = 0.29$ ns. С увеличением Δ время перехода резко увеличивается и достигает значения $\tau_{2 \rightarrow 1} = 2.4$ ns при $\Delta = 3.5$ meV.

При небольших Δ ($\Delta \sim \delta$) PA-взаимодействие играет существенную роль в экситон-фононных переходах. Действительно, при PA-взаимодействии экситонов с TA-фононами время перехода составило $\tau_{2 \rightarrow 1} = 0.30$ ns при резонансе и $\tau_{2 \rightarrow 1} = 4$ ns при $\Delta = 3.5$ meV. Однако PA-взаимодействие с LA-фононами существенно менее эффективно. Это связано с особенностями правил отбора для PA-взаимодействия (9), а также с отличием скоростей звука TA- и LA-фононов. Отметим, что зависимости вероятностей экситон-фононного перехода от Δ для DP- и PA-взаимодействий имеют некоторые отличия. Действительно, деформационный потенциал прямо пропорционален $q^{1/2}$, в то время как потенциал PA-взаимодействия обратно пропорционален $q^{1/2}$. Поэтому в отличие от DP-взаимодействия при PA-взаимодействии на вероятность переходов наибольшее влияние оказывают фононы с малым q . По мере увеличения Δ в экситон-фононных переходах начинают участвовать фононы с большими q , играющими более важную роль в DP-взаимодействии. Поэтому с увеличением Δ роль PA-взаимодействия ослабевает, и время перехода при PA-взаимодействии увеличивается быстрее, чем при DP-взаимодействии.

Результаты расчета времени $\tau_{2 \rightarrow 1}$ для двухступенчатого механизма энергетической релаксации между экситонными состояниями при различных Δ представлены в табл. 1. Время DP-взаимодействия экситона с TA-фононом оказалось пренебрежимо малым по сравнению с общим временем релаксации, поэтому в таблице оно не приводится. При резонансе ($\Delta = \delta$) время релаксации внутри экситонной подзоны составило $\tau_i = 0.04$ ns, что близко к времени релаксации энергии экситонов в одиночной квантовой яме $\tau_{\text{SQW}} = 0.022$ ns при $T = 10$ K, описываемой формулой $(1/\tau_{ac}) = A_{ac}T/a$ (где a — ширина квантовой ямы, $A_{ac} = 45$ m/Ks [26]). По мере увеличения Δ время τ_i увеличивается и достигает значения 0.14 ns.

2.2. Угловые зависимости потока генерируемых фононов. Зависимости вероятности взаимодействия экситонов с фононами, распространяющимися под углом θ к направлению z , определяются подынтегральным выражением в формулах (10) и (11). На рис. 4, а(б) показаны угловые зависимости плотности потока акустических фононов, испускаемых при DP- (PA-) взаимодействии в единицу телесного угла при одноступенчатом переходе. Штриховые линии показы-

Таблица 2. Время одноступенчатого перехода $2 \rightarrow 1$ из высокоэнергетического экситонного состояния в низкоэнергетическое с генерацией акустического фонона при различных Δ и поляризациях фонона

Δ , (meV)	DP-взаимодействие с LA-фононом τ , (ns)	PA-взаимодействие с TA-фононом τ , (ns)	PA-взаимодействие с LA-фононом τ , (ns)	Общее время $\tau_{2 \rightarrow 1}$, (ns)
1.3	0.29	0.30	2.7	0.14
2.0	0.71	0.80	6.0	0.35
3.5	2.38	4.0	29	1.4

вают зависимости вблизи резонанса ($\Delta = 1.3 \text{ meV}$), сплошные — вдали от него ($\Delta = 3.5 \text{ meV}$). В отличие от одиночной квантовой ямы переходы между экситонными состояниями осуществляются главным образом за счет взаимодействия экситонов с акустическими фононами, испускаемыми преимущественно перпендикулярно к плоскости DQW. Распределение имеет несколько значений угла направления распространения фононов (на рисунке они соответствуют лепесткам), при которых взаимодействие фононов и экситонов происходит наиболее сильно. При увеличении Δ лепестки перемещаются в сторону больших углов, а в направлении $\theta = 0$ образуется новый лепесток. Таким образом, по мере увеличения Δ в переходах начинают участвовать фононы со все большими значениями угла θ .

Интересно отметить, что вероятность DP-взаимодействия с фононом, распространяющимся строго перпендикулярно плоскости DQW, осциллирует с увеличением Δ . Таким образом, максимальное взаимодействие с фононами, распространяющимися вдоль оси z , осуществляется при некотором значении Δ отличном от δ .

Отличительной особенностью PA-взаимодействия являются дополнительные правила отбора, запрещающие взаимодействие экситонов с фононами, распространяющимися в направлении z . Поэтому угловые зависимости энергии акустических фононов при PA-взаимодействии, представленные на рис. 4, *b*, всегда имеют по крайней мере один полный лепесток. Сравнивая это распределение с угловым распределением при DP-взаимодействии, отметим, что лепестки при PA-взаимодействии повернуты на больший угол θ . Это связано с тем, что потенциал PA-взаимодействия уменьшается с ростом q , т.е. уменьшается с уменьшением угла θ (в отличие от потенциала DP-взаимодействия, увеличивающегося с уменьшением угла θ).

Поскольку PA-взаимодействие более эффективно для экситонов с малыми q , максимум плотности потока при PA-взаимодействии всегда приходится на первый лепесток. В отличие от PA-потенциала деформационный потенциал увеличивается с ростом q , однако перекрытие волновых функций экситона и фонона уменьшается с ростом q . Поэтому максимум плотности потока при DP-взаимодействии соответствует некоторым средним величинам q , которые при наших параметрах соответствуют второму лепестку.

3. Обсуждение результатов

Вероятность одноступенчатых переходов между экситонными состояниями с испусканием акустических фононов при неупругом (одноступенчатом) механизме перехода между экситонными состояниями имеет резкую зависимость от Δ . Значение $w_{2 \rightarrow 1}$ быстро уменьшается с увеличением Δ , что вызвано главным образом уменьшением перекрытия волновых функций экситона в квантовых ямах. Увеличение с ростом Δ диапазона волновых векторов фононов $q_{\max} - q_{\min}$, участвующих в экситон-фононном взаимодействии, компенсируется уменьшением перекрытия волновых функций экситона и фонона в плоскости ДКЯ вследствие увеличения продольной составляющей волнового вектора экситона q_{xy} (см. далее). Таким образом, в первом приближении $w_{2 \rightarrow 1} \sim \xi^2$, где ξ — коэффициент замешивания экситонных состояний, определяемый (13). Или, учитывая соотношение (13), $w_{2 \rightarrow 1} \sim \Delta^{-2}$. При $\Delta = 3.5 \text{ meV}$ вероятность перехода становится меньше обратной наносекунды, что меньше излучательной вероятности DX при $T = 10 \text{ K}$, $w_R \sim 4 \text{ ns}^{-1}$ [6]. Однако наличие экспериментально наблюдаемого термодинамического равновесия между экситонными состояниями при $\Delta = 3.5 \text{ meV}$ и $T = 10 \text{ K}$ свидетельствует о том, что в действительности вероятность перехода между экситонными состояниями должна быть выше. Следовательно, вероятность перехода определяется другим механизмом.

Мы считаем, что таким механизмом может являться двухступенчатый переход. Скорость переходов между экситонными состояниями при таком механизме переходов также уменьшается с увеличением Δ , однако даже при $\Delta = 3.5 \text{ meV}$ вероятность такого перехода находится в диапазоне от 1.7 до 4.2 ns^{-1} . Таким образом, мы приходим к выводу, что основным механизмом релаксации энергии при переходе между экситонными состояниями является двухступенчатый механизм.

Рассмотрим, с какими фононами преимущественно взаимодействуют экситоны при одноступенчатом переходе. Прежде всего, следует отметить, что взаимодействие возможно лишь с теми фононами, энергия которых меньше $\hbar q_{\max} s_\nu = \Delta$ и в то же время больше некоторого значения $\hbar q_{\min} s_\nu \sim \gamma^{-1/2} \Delta$. Вклад каждого фонона, удовлетворяющего указанному правилу отбора, в общее экситон-фононное взаимодействие, вызывающее переход между экситонными состояниями, определяется его вол-

новым вектором \mathbf{q} . Как следует из (12), фононы, у которых длина полуволны в направлении z , перпендикулярном плоскости DQW, четное число раз укладывается на расстоянии между квантовыми ямами $a + b$, будут слабо взаимодействовать с экситонами. Напротив, наибольшее воздействие на вероятность экситон-фононного перехода между экситонными состояниями окажут фононы, длина полуволны которых в направлении z нечетное число раз укладывается на ширине DQW. Отметим также, что интеграл перекрытия волновых функций экситона и фонона резко уменьшается с ростом q_z , если в направлении z на ширине квантовой ямы укладываются несколько длин полуволн фонона. Таким образом, наиболее эффективное взаимодействие будет осуществляться при выполнении двух условий

$$q_z < \frac{\pi}{a} \quad \text{и} \quad q_z \approx \frac{\pi}{a+b} (2n+1), \quad (27)$$

где n — целое число.

В плоскости DQW также существует условие эффективного взаимодействия электронов и фононов. Это условие накладывает ограничение на величину продольной (вдоль плоскости DQW) составляющей волнового вектора фонона. Оно заключается в том, что длина волны фонона в плоскости DQW не должна быть существенно меньше диаметра экситона. Поэтому продольная составляющая волнового вектора фонона q оказывает большее влияние на непрямой экситон, обладающий большими линейными размерами.

Характер экситон-фононного взаимодействия при двухступенчатом механизме релаксации имеет важные отличия от взаимодействия при одноступенчатом механизме перехода (рис. 3, *b*). Во-первых, при двухступенчатой релаксации фонон может взаимодействовать не только с электронной компонентой волновой функции экситона, но и с дырочной. Это обстоятельство существенно увеличивает вероятность перехода $w_{2 \rightarrow 1}$. Во-вторых, перекрытие волновых функций экситонных состояний и фонона не зависит от Δ . В связи с этим исчезает резкая зависимость w_i от Δ . В-третьих, при такой релаксации взаимодействие с фононами, распространяющимися преимущественно вдоль слоя DQW, не оказывается малым. По мере увеличения энергетического расстояния Δ нижнее экситонное состояние становится все более непрямым. Фононы, обладающие большим q_y , слабее взаимодействуют с непрямым экситоном вследствие того, что непрямой экситон имеет больший диаметр. Это обстоятельство в основном и определяет зависимость $w_{2 \rightarrow 1}$ от Δ .

Расчеты, сделанные в разделе 2, показывают, что взаимодействие экситонов с акустическими фононами при неупругом (одноступенчатом) переходе между экситонными состояниями обладает частотной зависимостью. Из этого следует принципиальная возможность использования DQW и других туннельных структур в качестве узкозонных субтерагерцовых и терагерцовых

генераторов и детекторов фононов [15–19,30]. Над реализацией этой идеи в настоящее время работают несколько экспериментальных групп с целью создания нового инструмента, измеряющего фононный спектр и позволяющего изучить динамику фононов в полупроводниковых наноструктурах. Результаты наших расчетов могут быть использованы при анализе некоторых экспериментальных данных, полученных в опытах с неравновесными фононами. При анализе таких экспериментальных данных необходимо учитывать наличие двухступенчатых переходов по механизму II (рис. 3, *b*). Угловые зависимости (рис. 4) показывают необходимость использования достаточно узко направленного потока фононов для того, чтобы исключить влияние двухступенчатых релаксационных процессов, которые значительно уменьшают спектральное разрешение DQW как фононного спектрометра. Тогда генерация фононов будет определяться одноступенчатым механизмом релаксации экситонов и энергия генерируемых фононов будет $\hbar\omega \approx \Delta$.

Поглощение фононов также носит анизотропный характер и может анализироваться аналогичным путем. Так, при одноступенчатом переходе между экситонными состояниями при температуре $T < 5$ К и $\Delta = 3.5$ meV будут поглощаться лишь фононы с углом падения $\theta < 8^\circ$. В то же время такие фононы не будут оказывать влияние на переходы с участием упругих процессов (двухступенчатые переходы). Действительно, поглощение фононов в одиночных квантовых ямах, распространяющихся под малыми углами θ , запрещено правилами отбора. Таким образом, создав пучок неравновесных фононов, распространяющихся перпендикулярно плоскости DQW, и изучая изменения в спектрах PL-экситонов под действием такого пучка, мы могли бы исключить влияние двухступенчатого механизма перехода. При этом воздействие неравновесных фононов на спектр PL будет отражать фононный спектр неравновесных фононов.

Итак, рассчитаны времена энергетической релаксации экситонов на акустических фононах в DQW в зависимости от Δ . Энергетическая релаксация между экситонными состояниями в DQW определяется двумя механизмами: неупругим одноступенчатым переходом с участием акустического фонона (механизм I) и упругим рассеянием на дефекте гетерограниц с последующей энергетической релаксацией внутри экситонной подзоны (механизм II). Изучено влияние обоих механизмов на вероятность переходов между экситонными состояниями и сделан вывод о том, что основную роль в энергетической релаксации между экситонными состояниями играют двухступенчатые переходы с участием упругих процессов.

Экситон-фононные взаимодействия по одно- и двухступенчатым механизмам имеют различную угловую зависимость. Поэтому фононы, распространяющиеся в направлении близком к направлению z , взаимодействуют с экситонными состояниями только по одноступенчатому механизму.

Авторы признательны Л.Е. Голубу за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] J. Shah. Optics of Semiconductor Nanostructures / Ed. by F. Henneberger, S. Schmitt-Rink, E.O. Gobel. Akademie Verlag, Berlin (1993). P. 149.
- [2] R. Strobel, R. Eccleston, J. Kuhl, K. Koehler. Phys. Rev. **B43**, *15*, 12 564 (1991).
- [3] A.M. Fox, D.A.B. Miller, G. Livescu, J.E. Cunningham, W.Y. Jan. Phys. Rev. **B44**, *12*, 6231 (1991).
- [4] J.E. Golub, K. Kash, J.P. Harbison, L.T. Florez, Phys. Rev. **B41**, *12*, 8564 (1990).
- [5] M.R. Reshotko, L.D. Shvartsman, J.E. Golub. Phys. Rev. **B50**, *7*, 4692 (1994).
- [6] J. Martinez-Pastor, A. Vinattieri, L. Carraresi, M. Colocci, Ph. Roussignol, G. Weimann. Phys. Rev. **B47**, *16*, 10 456 (1993).
- [7] A.V. Akimov, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, D.A. Mazurenko, A.A. Kaplyanskii, L.J. Challis, T.S. Cheng, C.T. Foxon. Acta Physica Polonica **A90**, *5*, 895 (1996).
- [8] A.V. Akimov, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, D.A. Mazurenko, A.A. Kaplyanskii, L.J. Challis, T.S. Cheng, C.T. Foxon. ФТТ **39**, *4*, 735 (1997).
- [9] O. Brandt, K. Kanamoto, Y. Tokuda, Y. Abe, Y. Wada, N. Tsukada. J. Appl. Phys. **75**, *4*, 2105 (1994).
- [10] K. Leo, J. Shah, E.O. Gobel, T.C. Damen, S. Schmitt-Rink, W. Schafer, K. Kohler. Phys. Rev. Lett. **66**, *2*, 201 (1991).
- [11] D.Y. Oberli, J. Shah, T.C. Damen, C.W. Tu, T.Y. Chang, D.A.B. Miller, J.E. Henry, R.F. Kopf, N. Sauer, A.E. DiGiovanni. Phys. Rev. **B40**, *5*, 3028 (1989).
- [12] T.B. Norris, N. Vodjdani, B. Vinter, C. Weisbuch, G.A. Mourou. Phys. Rev. **B40**, *2*, 1392 (1989).
- [13] A.P. Heberle, W.W. Ruhle, M.G.W. Alexander, K. Kohler. Semicond. Sci. Technol. **7**, B421 (1992).
- [14] R. Ferreira, C. Delalande, H.W. Liu, G. Bastard, B. Etienne, J.F. Palmier. Phys. Rev. **B42**, *14*, 9170 (1990).
- [15] A.V. Akimov, A.A. Kaplyanskii, D.A. Mazurenko, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, L.J. Challis, T.S. Cheng, C.T. Foxon. Phys. Stat. Sol. (b) **204**, 400 (1997).
- [16] S.A. Cavill, A.V. Akimov, F.F. Ouali, L.J. Challis, A.J. Kent, M. Henini. Physica **B263 & 264**, 537 (1999).
- [17] F.F. Ouali, N.N. Zinov'ev, L.J. Challis, F.W. Sheard, M. Henini, D.P. Steenson, K.R. Strickland. Phys. Rev. Lett. **77**, *2*, 308 (1995).
- [18] D.N. Hill, S.A. Cavill, A.V. Akimov, E.F. Ouali, E.S. Moskalenko, L.J. Challis, A.J. Kent, F.W. Sheard, P. Kral, M. Henini. Phys. Stat. Sol. (b) **204**, 431 (1998).
- [19] S.A. Cavill, A.V. Akimov, F.F. Ouali, L.J. Challis, A.J. Kent, M. Henini. Superlattices and Microstructures **25**, 459 (1999).
- [20] А.С. Давыдов. Квантовая механика. Наука, М. (1973). С. 217.
- [21] В. Карпус. ФТП **20**, *1*, 12 (1986).
- [22] В. Карпус. ФТП **22**, *3*, 439 (1988).
- [23] T. Matsusue, H. Akiyama, H. Sakaki. Superlattices and Microstructures **13**, 41 (1993).
- [24] T. Takagahara. Phys. Rev. **B31**, *10*, 6552 (1985).
- [25] P.K. Basu, P. Ray. Phys. Rev. **B44**, *4*, 1844 (1991).
- [26] K.T. Tsend, O.F. Sankey, H. Morkoc. Appl. Phys. Lett. **57**, *16*, 1666 (1990).
- [27] H. Hillmer, S. Hansmann, A. Forchel, M. Morohashi, E. Lopez, H.P. Meier, K. Ploog. Appl. Phys. Lett. **53**, *20*, 1937 (1988).
- [28] H. Hillmer, A. Forchel, R. Sauer, C.W. Tu. Phys. Rev. **B42**, *15*, 3220 (1990).
- [29] L.E. Golub, A.V. Scherbakov, A.V. Akimov. J. Phys.: Condens. Matter. **8**, 2163 (1966).
- [30] F.T. Vasko, O.G. Balev, P. Vasilopoulos. Phys. Rev. **B47**, *24*, 16 433 (1993).