

Время жизни носителей заряда в квантовых точках при низких температурах

© Д.М. Самосват, В.П. Евтихийев[†], А.С. Школьник, Г.Г. Зегря

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

(Получена 16 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Экспериментально и теоретически изучено время жизни неравновесных носителей заряда в квантовой точке. Показано, что при низких температурах, когда полностью заполнено основное состояние, время жизни практически не зависит от плотности возбуждения и определяется только процессом излучательной рекомбинации. Дано теоретическое объяснение такого поведения и показано, что при условии полного заполнения основного состояния процесс оже-рекомбинации может быть подавлен за счет влияния спиновых эффектов. Проведено микроскопическое описание механизма подавления процесса оже-рекомбинации в такой системе.

1. Введение

Полупроводниковые квантовые точки в настоящее время эффективно применяются для создания приборов опто- и микроэлектроники [1]. Электронные и оптические свойства полупроводниковых квантовых точек радикально отличаются от свойств массивного (однородного) полупроводника [1–3,5]. Это послужило стимулом для создания полупроводниковых устройств нового поколения для современной электроники, в том числе и для современной биологии и медицины [2,4–6]. В работах [2,4,5] показано преимущество квантовых точек по сравнению с флуоресцентными хромофорами в силу высокой эффективности люминесценции квантовых точек, а также фотохимической стабильностью; также показана возможность применения квантовых точек (КТ) в качестве биосенсоров.

Одной из важных характеристик оптоэлектронных устройств на КТ, а также самих квантовых точек является время жизни неравновесных носителей заряда. Время жизни существенно зависит от степени заполнения состояний в квантовых точках. Этот результат подтвержден экспериментально в [3]. В этой работе изучалось время жизни при разных уровнях возбуждения и разных температурах. Время жизни носителей заряда определяется как излучательными, так и безызлучательными механизмами рекомбинации. К числу последних принадлежит и оже-рекомбинация. Интересным является вопрос, как ведет себя процесс оже-рекомбинации в случае, когда полностью заполнены основные уровни размерного квантования в квантовой точке (рис. 1). При таком заполнении становится важным учет влияния спиновых эффектов на механизм оже-рекомбинации.

Без учета спиновых эффектов процесс оже-рекомбинации в квантовых точках был детально изучен нами ранее [7]. Показано, что процесс оже-рекомбинации в КТ разделяется на два физически различных механизма: беспороговый и квазипороговый. Беспороговый механизм оже-рекомбинации сопровождается рассеянием импульса возбужденного электрона на гетеробарьере.

В результате скорость данного процесса имеет слабую (не экспоненциальную) зависимость от температуры. Квазипороговый процесс связан с пространственным ограничением движения электрона областью квантовой точки: в связи с этим волновой вектор имеет неопределенность, приводящую к частичному снятию порога оже-рекомбинации. Для малых радиусов квантовой точки этот процесс также является беспороговым в широком интервале температур от 4.2 до 300 К [7]. Скорость беспорогового и квазипорогового процессов зависит от уровней возбуждения; она растет с ростом уровня возбуждения носителей заряда.

Механизм излучательной рекомбинации в квантовых точках детально рассмотрен в обзоре [1]. Показано, что время излучательной рекомбинации практически не зависит от уровня возбуждения в широком диапазоне температур.

В недавних экспериментах обнаружено, что время жизни носителей заряда в квантовых точках InAs не зависит от уровня возбуждения при низких температурах [3] (рис. 2); при более высоких температурах ($T \geq 77$ К) время жизни начинает падать при увеличении уровня возбуждения, что означает включение дополнительного канала рекомбинации (рис. 3).

2. Эксперимент

Экспериментально времена жизни носителей заряда изучались в однослойных массивах квантовых точек InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии по механизму Странского–Крастанова [8]. Эффективная толщина покрытия InAs составила 2.9 монослоев. Особенности ростового процесса описаны в работе [9]. Образцы состояли из слоя квантовых точек InAs, окруженного барьером GaAs (20 нм с каждой стороны). Для повышения эффективности сбора фотовозбужденных носителей заряда барьерные слои GaAs квантовых точек были окружены градиентной короткопериодичной бинарной сверхрешеткой AlAs/GaAs (200 нм с каждой стороны). Со стороны подложки и

[†] E-mail: Evtikhiev@mail.ioffe.ru

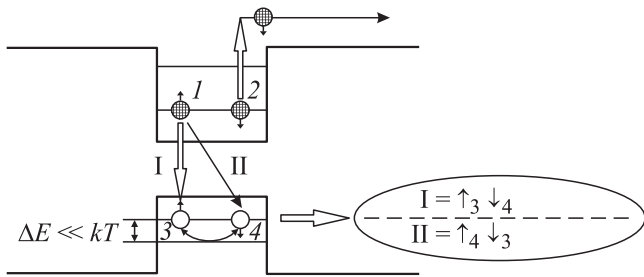


Рис. 1. Схема процесса оже-рекомбинации. На схеме показаны переходы Оже по двум каналам (I и II). Диагональные переходы отвечают обменным матричным элементам (см. текст).

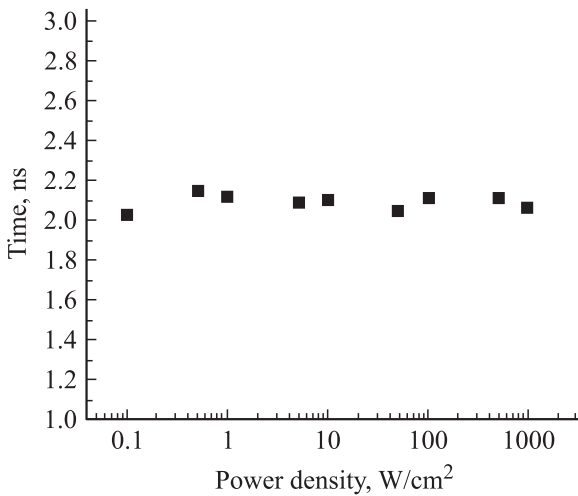


Рис. 2. Зависимость времени жизни от плотности возбуждения при 5 К.

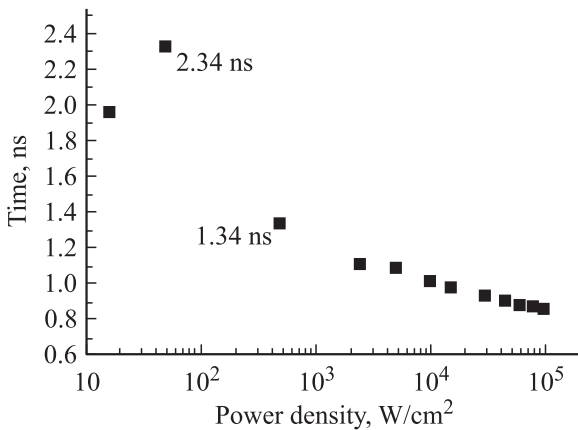


Рис. 3. Зависимость времени жизни от плотности возбуждения при 77 К.

поверхности гетероструктуры сверхрешетку прикрывали прилегающие слои $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ (500 и 100 нм соответственно), предотвращая утечку неравновесных носителей на безызлучательные центры рекомбинации на поверхности образца и в объемный материал подложки. Для изучения времени жизни неравновесных носителей

заряда использовалась установка для проведения фотолюминесцентных исследований с временным разрешением, позволяющая проводить измерения в большом временном интервале (до 150 нс). В установке использовалась техника времясогласованного однофотонного счета [10]. Для реализации фотолюминесцентных измерений с временным разрешением с высокой чувствительностью использовался однофотонный Si лавинный диод. Измерения спектра излучения с основного состояния КТ с помощью метода фотолюминесценции с временным разрешением были выполнены в широком диапазоне плотностей мощности излучения (0.05–3400 Вт/см²). Время жизни неравновесных носителей заряда в основном состоянии в квантовых точках измерялось при двух температурах 5 и 77 К соответственно; результаты представлены на рис. 2 и 3. При 5 К время жизни практически не зависит от плотности возбуждения, что говорит о том, что в данном случае работает только излучательный канал рекомбинации. При 77 К время жизни падает начиная с некоторого уровня возбуждения. Это означает, что в этом случае включается дополнительный канал рекомбинации — оже-рекомбинация.

2.1. Модель и постановка задачи

В эксперименте используются такие плотности возбуждения, которые соответствуют концентрациям носителей заряда в смачивающем слое $n \geq 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эта величина соответствует трехмерной концентрации порядка 10^{16} см^{-3} . При такой концентрации дебаевская длина экранирования $\lambda_D \gg d$, где d — расстояние между квантовыми точками. Таким образом, для заряженной квантовой точки (например, две дырки и один электрон) наиболее вероятен захват электрона на эту квантовую точку, поскольку носители заряда выбирают именно ее из всех квантовых точек в пределах длины экранирования. Таким образом, в случае нашей модели, поскольку двумерная концентрация носителей заряда больше двумерной концентрации квантовых точек (поверхностная концентрация массива квантовых точек $InAs$ порядка 10^{11} см^{-2}), мы считаем, что все квантовые точки в целом нейтральны. На каждую КТ приходится при таком уровне возбуждения две частицы в основном состоянии. При таком заполнении частицы находятся на одном уровне энергии с противоположными спинами, поэтому спиновая часть волновой функции обязательно должна быть антисимметричной по отношению к перестановкам двух частиц [11]. Координатная часть волновой функции при этом является симметричной. Поэтому при расчете матричного элемента кулоновского взаимодействия необходимо учитывать симметрию спиновой части волновой функции, заданную принципом Паули. В силу такой симметрии матричный элемент содержит два вклада: прямой и обменный, которые входят с разными знаками. При полном заполнении основного состояния как для электронов, так и для дырок прямой и обменный вклады могут компенсировать друг друга. Совершенно ясно, что при более высоких уровнях возбуждения в квантовую

точку будет захватываться более двух носителей заряда одного знака. Это означает, что в такой системе, когда в квантовую точку захватывается по три и более носителя заряда, вопрос о компенсации прямого и обменного вкладов кулоновского взаимодействия остается открытым. Однако в случае, когда в КТ находится по три носителя заряда, в нее за очень короткое время (порядка 10^{-12} с) захватывается еще по одному носителю заряда. В случае, когда в КТ полностью заполнены основное и возбужденное состояния, также возможна компенсация прямого и обменного вкладов кулоновского взаимодействия.

3. Матричный элемент и скорость оже-процесса

Целью данной работы является исследование механизмов оже-рекомбинации в КТ при низких температурах ($T \approx 4$ К), когда носители заряда локализованы на основных уровнях размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны. Мы рассматриваем квантовые точки небольшого размера, порядка 50 \AA . В этом случае расстояние между дырочными уровнями больше тепловой энергии kT частиц, тогда температура слабо влияет на заселенность дырочных уровней. В случае низких температур электроны и дырки заселяют только основное состояние и имеют противоположный спин согласно принципу Паули. При таком заселении уровней важно учитывать влияние спиновых эффектов на процесс оже-рекомбинации. Как будет показано далее, механизмы оже-рекомбинации протекают по двум каналам. Первый канал рекомбинации (I) связан с переходом электрона (1 на рис. 1) в состояние тяжелой дырки (3 на рис. 1), при этом вторая тяжелая дырка (4 на рис. 1) остается внутри КТ, а другой электрон (2 на рис. 1) переходит в возбужденное состояние. Этот канал является прямым. Другой канал рекомбинации (II), который связан с переходом электрона (1 на рис. 1) со спином вверх в состояние тяжелой дырки со спином вверх (4 на рис. 1; эта дырка имеет тот же спин, но соответствует перестановке двух частиц, см. (9)). Этот канал является обменным, так как здесь мы учитываем антисимметрию спиновой части волновой функции, аналогичные каналы (прямой и обменный) возникают, когда рекомбинирует электрон 2, а электрон 1 возбуждается в непрерывный спектр. Вклады от прямого и обменного процессов в матричный элемент для каналов I и II имеют противоположный знак и равны по модулю. В выражение для вероятности оже-процесса входит квадрат модуля матричного элемента. Поскольку начальное состояние и конечное идентичны для каждого из каналов, но существуют разные пути протекания, мы должны складывать сами матричные элементы, а не квадраты их модулей. Данная ситуация аналогична интегралу по траекториям в квантовой механике как суммы амплитуд от всех путей прохождения частицы. При этом в результате суммирования по этим двум каналам оже-рекомбинации (прямой и обменный) матричный элемент обращается в нуль.

3.1. Трехзонная модель Кейна

Для дальнейших вычислений мы используем модель Кейна без учета спин-орбитального взаимодействия. Волновые функции в этой модели могут быть представлены в виде

$$\psi = \psi_s |s\rangle + \psi |p\rangle, \quad (1)$$

где $|s\rangle$ и $|p\rangle$ — блоховские функции соответственно s -типа зоны проводимости и p -типа валентной зоны, а ψ_s и ψ — огибающие волновые функции.

Уравнения Кейна для огибающих ψ_s и ψ имеют следующий вид [12]:

$$\begin{cases} (E_g - E)\psi_s - i\hbar\gamma\nabla\psi = 0, \\ -E\psi - i\hbar\gamma\nabla\psi_s + \frac{\hbar^2}{2m}(\gamma_1 + 4\gamma_2)\nabla(\nabla\psi) - \frac{\hbar^2}{2m}(\gamma_1 - 2\gamma_2)\nabla \times (\nabla \times \psi) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь энергия E отсчитывается от вершины валентной зоны, E_g — ширина запрещенной зоны, γ — кейновский матричный элемент, γ_1, γ_2 — модифицированные параметры Латтинджера, m — масса свободного электрона. Поскольку мы пренебрегаем спин-орбитальным взаимодействием, уравнения Кейна для компонент со спином „вверх“ и для компонент со спином „вниз“ могут быть разделены. Таким образом, координатные части состояний со спином вверх и со спином вниз будут одинаковы. В этом случае волновые функции электронов имеют следующий вид:

$$\psi_e = \psi_e(\mathbf{r})|s \uparrow, \downarrow\rangle + \psi_{ev}(\mathbf{r})|p \uparrow, \downarrow\rangle. \quad (3)$$

Первый значок в символе $|\rangle$ соответствует s - или p -состоянию, второй — направлению спина. Точные волновые функции могут быть получены как решения уравнений Кейна и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_s &= A j_j(kr) Y_{jm}(\theta, \phi), \\ \psi &= -\frac{i\hbar\gamma}{\mathcal{E} + E_g} A k \left(\sqrt{\frac{j+1}{2j+1}} j_{j+1}(kr) \mathbf{Y}_{jm}^{j+1}(\theta, \phi) + \sqrt{\frac{j}{2j+1}} j_{j-1}(kr) \mathbf{Y}_{jm}^{j-1}(\theta, \phi) \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь энергия \mathcal{E} отсчитывается от дна зоны проводимости, A — нормировочная константа. Для тяжелых дырок $\psi_s = 0$, так как s -компонента не дает вклада в волновую функцию. Тогда уравнения Кейна для них упрощаются:

$$\begin{cases} \nabla\psi = 0, \\ -E\psi - \frac{\hbar^2}{2m}(\gamma_1 - 2\gamma_2)\nabla \times (\nabla \times \psi) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Тогда волновая функция тяжелых дырок содержит только p -компоненту:

$$\psi_h = \psi_{hv}(\mathbf{r})|p \uparrow, \downarrow\rangle. \quad (6)$$

Уравнение (5) для огибающей части волновой функции имеет два решения, которые имеют разную поляризацию [7,13,14]. Разная поляризация соответствует различным проекциям вектора ψ на вектор \mathbf{r} , что аналогично случаю ТЕ- и ТМ-поляризации в электромагнетизме. Эти волновые функции могут быть выписаны как решение уравнений Кейна для тяжелых дырок и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_{h1}^< &= A_1 j_j(k_h r) \mathbf{Y}_{jm}^j(\theta, \phi), \\ \psi_{h2}^< &= A_2 \left(\sqrt{\frac{j}{2j+1}} j_{j+1}(k_h r) \mathbf{Y}_{jm}^{j+1}(\theta, \phi) \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\frac{j+1}{2j+1}} j_{j-1}(k_h r) \mathbf{Y}_{jm}^{j-1}(\theta, \phi) \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Отметим, что поляризация $h1$ отвечает нулевой проекции вектора ψ на вектор \mathbf{r} , в то время как поляризация $h2$ отвечает ненулевой проекции вектора ψ на вектор \mathbf{r} . Здесь \mathbf{k}_h — волновой вектор тяжелой дырки, A_1 и A_2 — нормировочные константы, символ „<“ означает что величины берутся слева от гетерограницы (т.е. в области КТ). Волновые функции справа от гетерограницы выписываются аналогично [7]. Мы обозначили разные поляризации тяжелых дырок индексами $h1$ и $h2$. Как показано в [7], в процесс оже-рекомбинации вносит вклад только одна поляризация ($h2$): именно ее мы и учитываем в дальнейшем. Это можно показать следующим образом. Действительно, в матричный элемент кулоновского взаимодействия входит интеграл по телесному углу от скалярного произведения угловых частей волновых функций. Для волновой функции тяжелой дырки с индексом $h1$ такой интеграл равен нулю:

$$\int d\Omega \mathbf{Y}_{jm}^{j+1}(\Omega) \mathbf{Y}_{jm}^j(\Omega) = 0. \quad (8)$$

Блоховские функции для носителей заряда характеризуются значениями полного момента. В нашей работе мы не учитываем спин-орбитальное взаимодействие, однако учитываем спин носителей заряда. Таким образом, в квантовой механике орбитальный момент l и спиновый момент s складываются по обычным правилам векторного сложения. В модели Кейна полный момент и его проекция на направление \mathbf{k} (спиральность) являются хорошими квантовыми числами. Таким образом, ветви легких и тяжелых дырок, а также электронов классифицируются своим значением спиральности. Электроны имеют полный момент $\frac{1}{2}$ и соответственно спиральности $\pm\frac{1}{2}$, а для тяжелых дырок полный момент равен $\frac{3}{2}$ и спиральности $\pm\frac{3}{2}$; для легких дырок полный момент равен $\frac{3}{2}$ и спиральности $\pm\frac{1}{2}$.

Поскольку два электрона находятся на одном квантовом уровне, спиновая часть волновой функции должна обязательно быть антисимметричной; следовательно, координатная часть должна быть симметричной (то

же самое для дырок). В результате волновая функция пары частиц с полуцелым спином локализованных на основном уровне энергии в модели простых зон имеет вид [11]

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \phi(\mathbf{r}_1)\phi(\mathbf{r}_2) \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi_1(\sigma_1)\chi_2(\sigma_2) - \chi_1(\sigma_2)\chi_2(\sigma_1)]. \quad (9)$$

Здесь функция ϕ — координатная часть, функция χ соответствует спиновой части волновой функции.

В результате волновые функции пары носителей заряда (пары электронов и пары дырок, расположенных на одном и том же уровне размерного квантования для электронов и дырок соответственно) в модели Кейна имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_e(\mathbf{r}_1, v_1, \mathbf{r}_2, v_2) &= \psi_s(\mathbf{r}_1)\psi_s(\mathbf{r}_2) \\ &\quad \times \frac{1}{\sqrt{2}} (|s \uparrow\rangle_1 |s \downarrow\rangle_2 - |s \downarrow\rangle_1 |s \uparrow\rangle_2) + \psi_{ev}(\mathbf{r}_1)\psi_{ev}(\mathbf{r}_2) \\ &\quad \times \frac{1}{\sqrt{2}} (|\mathbf{p} \uparrow\rangle_1 |\mathbf{p} \downarrow\rangle_2 - |\mathbf{p} \downarrow\rangle_1 |\mathbf{p} \uparrow\rangle_2) \psi_h(\mathbf{r}_3, v_3, \mathbf{r}_4, v_4) \\ &= \psi_{hv}(\mathbf{r}_3)\psi_{hv}(\mathbf{r}_4) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\mathbf{p} \uparrow\rangle_3 |\mathbf{p} \downarrow\rangle_4 - |\mathbf{p} \downarrow\rangle_3 |\mathbf{p} \uparrow\rangle_4). \end{aligned} \quad (10)$$

Напомним, что ψ_s , ψ_{ev} , ψ_{hv} — координатные части волновых функций электронов и дырок соответственно (см. (9)). Последнее выражение аналогично случаю пары частиц в простой модели (9), за исключением того, что здесь рассматриваются дырки с полным моментом $3/2$. Волновые функции (10) получены в сферическом приближении. Отметим, что в общем случае с учетом спин-орбитального взаимодействия координатные части различны. В нашем случае мы не учитываем спин-орбитальное взаимодействие, поэтому уравнения Кейна могут быть разделены по спину. Однако учет спин-орбитального взаимодействия приведет лишь к количественному переписыванию матричных элементов, качественный результат о подавлении оже-процесса останется таким же.

3.2. Матричный элемент

Вероятность оже-процесса рассчитывается согласно золотому правилу Ферми:

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \delta(E_i - E_f). \quad (11)$$

Здесь M_{if} — матричный элемент перехода из начального состояния в конечное. Энергии E_i и E_f соответствуют начальному и конечному состоянию. Скорость оже-процесса (G) вычисляется с учетом суммирования (11) по всем состояниям зоны проводимости и валентной зоны:

$$G = \sum_{E_1, E_2, E_3, E_4} W_{i \rightarrow f} f_1 f_2 (1 - f_3) (1 - f_4). \quad (12)$$

В этом выражении f_1, f_2 — факторы заполнения электронного уровня, f_3 — фактор заполнения дырочного уровня, f_4 — функция распределения возбужденной частицы. Энергии $E_{1,2}$ — энергии электронов, E_3 — дырки, E_4 — возбужденного носителя заряда. Матричный элемент оже-перехода имеет вид

$$M_{i \rightarrow f} = \left\langle \psi_f(\mathbf{r}_h, \mathbf{r}_2) \left| \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right| \psi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_h) \right\rangle. \quad (13)$$

Здесь ψ_i — волновая функция, описывающая начальное состояние (описывает пару электронов и дырок на основном уровне); ψ_f — волновая функция системы в конечном состоянии (описывает возбужденный электрон и дырку); ε — диэлектрическая проницаемость среды. Волновые функции в начальном состоянии имеют вид произведения волновых функций электронов и дырок:

$$\begin{aligned} \psi_i &= \psi_e(\mathbf{r}_1, v_1, \mathbf{r}_2, v_2) \psi_h(\mathbf{r}_1, v_3, \mathbf{r}_h, v_h) \\ &= \left(\psi_s(\mathbf{r}_1) \psi_s(\mathbf{r}_2) \frac{1}{\sqrt{2}} (|s \uparrow\rangle_1 |s \downarrow\rangle_2 - |s \downarrow\rangle_1 |s \uparrow\rangle_2) \right. \\ &\quad \left. + \psi_{ev}(\mathbf{r}_1) \psi_{ev}(\mathbf{r}_2) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\mathbf{p} \uparrow\rangle_1 |\mathbf{p} \downarrow\rangle_2 - |\mathbf{p} \downarrow\rangle_1 |\mathbf{p} \uparrow\rangle_2) \right) \\ &\quad \times \left(\psi_{hv}(\mathbf{r}_1) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\mathbf{p} \uparrow\rangle_1 |\mathbf{p} \downarrow\rangle_h - |\mathbf{p} \downarrow\rangle_1 |\mathbf{p} \uparrow\rangle_h) \right). \end{aligned} \quad (14)$$

В конечном состоянии мы должны записать волновые функции оставшейся дырки и электрона в виде произведения волновых функций электронов и дырок:

$$\begin{aligned} \psi_f &= \psi_{hf}(\mathbf{r}_f, v_f, \mathbf{r}_h, v_h) \\ &= \psi_f(\mathbf{r}_f) \psi_h(\mathbf{r}_h) = \psi_f(\mathbf{r}_f) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) |\mathbf{p}\rangle_h. \end{aligned} \quad (15)$$

В результате матричный элемент примет вид

$$\begin{aligned} M_{i \rightarrow f} &= \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{r}_h \psi_e(\mathbf{r}_1, v_1, \mathbf{r}_2, v_2) \\ &\quad \times \psi_h(\mathbf{r}_1, v_3, \mathbf{r}_h, v_h) \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \psi_{hf}(\mathbf{r}_h, v_h, \mathbf{r}_2, v_f). \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя (14) и (15) в (16), получим в явном виде выражение для матричного элемента:

$$M_{i \rightarrow f} = M_I + M_{I(\text{exch})} + M_{II} + M_{II(\text{exch})}, \quad (17)$$

где матричные элементы M_I , M_{II} и $M_{I(\text{exch})}$, $M_{II(\text{exch})}$ соответственно прямые и обменные, причем матричный элемент M_I относится к первому каналу рекомбинации, а M_{II} — ко второму (см. рис. 1). Напомним, что канал I относится к случаю, когда 1-й электрон рекомбинирует с дыркой, 2-й возбуждается высоко в зону. Тогда из-за антисимметрии волновых функций дырок (8) мы будем иметь два матричных элемента: прямой и обменный.

Распишем теперь более детально выражение для матричного элемента I, используя выражение (10):

$$\begin{aligned} M_I &= \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{r}_h \psi_{ev}(\mathbf{r}_1) \psi_{ev}(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \psi_f(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \\ &\quad \times \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \frac{1}{2} (\langle \mathbf{p} \uparrow_1 | \mathbf{p} \uparrow_1 \rangle \langle \mathbf{p} \downarrow_h | \mathbf{p} \downarrow_h \rangle). \end{aligned} \quad (18)$$

В выражении (18) для прямого кулоновского взаимодействия вносят вклад только 1-е слагаемое в волновой функции электронов ψ_e и 1-е слагаемое волновой функции для дырок ψ_h . Аналогично обменный матричный элемент имеет вид:

$$\begin{aligned} M_{I(\text{exch})} &= - \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{r}_h \psi_{ev}(\mathbf{r}_1) \psi_{ev}(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \\ &\quad \times \psi_f(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \frac{1}{2} (\langle \mathbf{p} \uparrow_1 | \mathbf{p} \uparrow_1 \rangle \langle \mathbf{p} \downarrow_h | \mathbf{p} \downarrow_h \rangle). \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь вносит вклад только 1-е слагаемое в волновой функции электронов и 2-е в волновой функции дырок, см. (10). Знак (−) в (19) появляется в силу учета обменного вклада, т.е. второго слагаемого в волновой функции дырок (10). Блоховские функции $|s\rangle$ и $|p\rangle$ являются ортогональными. При суммировании мы получим, что $M_I + M_{I(\text{exch})} = 0$. Матричный элемент M_{II} имеет аналогичный вид:

$$\begin{aligned} M_{II} &= \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{r}_h \psi_{ev}(\mathbf{r}_1) \psi_{ev}(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \\ &\quad \times \psi_f(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \frac{1}{2} (\langle \mathbf{p} \downarrow_1 | \mathbf{p} \downarrow_1 \rangle \langle \mathbf{p} \uparrow_h | \mathbf{p} \uparrow_h \rangle). \end{aligned} \quad (20)$$

В этом выражении вносит вклад только 2-е слагаемое в волновой функции электронов и 1-е для дырок. Обменный матричный элемент имеет вид:

$$\begin{aligned} M_{II(\text{exch})} &= - \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{r}_h \psi_{ev}(\mathbf{r}_1) \psi_{ev}(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \\ &\quad \times \psi_f(\mathbf{r}_2) \psi_{hv}(\mathbf{r}_h) \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \frac{1}{2} (\langle \mathbf{p} \downarrow_1 | \mathbf{p} \downarrow_1 \rangle \langle \mathbf{p} \uparrow_h | \mathbf{p} \uparrow_h \rangle). \end{aligned} \quad (21)$$

Видно, что при сложении (20) и (21) эти вклады сокращаются ($M_{II} + M_{II(\text{exch})} = 0$). Это есть следствие так называемой квантовой интерференции между путями протекания процесса Оже. Как известно, в квантовой механике амплитуда рассеяния волны оказывается равной сумме по всем путям прохождения волны, т.е. интегралы по траекториям. В нашем случае картина аналогична. Важно отметить, что нам необходимо складывать не квадраты модулей матричных элементов, а сами матричные элементы и сумму возводить в квадрат, в силу того что мы суммируем по всем путям протекания процесса Оже. Это означает, что пути протекания физически эквивалентны и неразличимы.

Вообще говоря, возбужденный уровень энергии также может быть заполнен. При этом возможен процесс оже-рекомбинации, в котором участвуют один носитель с основного уровня и один — с возбужденного уровня энергии. При этом один электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а другой возбуждается в непрерывный спектр. Здесь возможны два варианта. Первый — спиновая часть пары частиц антисимметрична. Тогда в матричный элемент кулоновского взаимодействия войдет как прямой, так и обменный вклады с противоположными знаками. В этом случае процесс оже-рекомбинации также подавляется вследствие квантовой интерференции. Второй — координатная часть пары частиц антисимметрична, а спиновая — симметрична. Поэтому такой процесс оже подавляться не будет. Однако рассмотрим случай, когда плотности возбуждения такие, что в квантовой точке оказывается больше двух носителей заряда. В случае, когда в квантовой точке находится по три носителя заряда (три электрона и три дырки), может быть эффективно и за очень короткое время (порядка пикосекунды) захвачен четвертый носитель заряда. В этом случае процесс оже-рекомбинации не успевает произойти, и в квантовой точке с четырьмя носителями заряда процесс оже-рекомбинации также подавлен, как и в случае двух носителей заряда на основном уровне. Вопрос о захвате в КТ, зависящий от числа частиц в квантовой точке, является открытым.

4. Заключение

В работе экспериментально измерялось время жизни носителей заряда и обнаружен эффект независимости времени жизни от уровня возбуждения при низких температурах. Наиболее вероятно, что данный эффект связан с эффектом подавления оже-рекомбинации в квантовых точках при низких температурах. В данной работе предложен такой механизм подавления оже-рекомбинации при условии полного заполнения основного состояния при низких температурах. Такой механизм ранее не рассматривался. Механизм подавления оже-рекомбинации является следствием принципа неразличимости тождественных частиц в квантовой механике. Данный принцип накладывает определенные свойства на симметрию и вид волновых функций пары частиц. В начальном состоянии имеем два электрона и две дырки, которые подчиняются принципу Паули. Поэтому при вычислении матричного элемента кулоновского взаимодействия между двумя частицами получаем две части: прямое кулоновское взаимодействие и обменное; прямой и обменный вклады имеют противоположный знак и равны по модулю. В результате они полностью компенсируют друг друга.

Таким образом, можно предположить, что при низких температурах, когда все носители находятся на основном уровне размерного квантования, время жизни контролируется только процессом излучательной рекомбинации. Обсуждается вопрос о подавлении оже-рекомбинации в случае, когда возбужденное состояние

также может быть заполнено. В силу симметрии волновой функции, в случае когда на возбужденном уровне находится также по два носителя заряда, процесс оже-рекомбинации также будет подавлен.

Этот результат может быть использован для создания устройств на квантовых точках с более высоким квантовым выходом за счет изменения параметров структуры и увеличения расстояния между дырочными уровнями.

Список литературы

- [1] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **38**, 1 (2004).
- [2] Г.Г. Зегря. Письма ЖТФ, **32** (4), 600 (2006).
- [3] A.S. Shkolnik, V.P. Evtikhiev, G.G. Zegrya. Techn. Phys. Lett., **32**, 51 (2006).
- [4] C.W. Warren, M. Chan, Nie Shumin. Sciences, **281**, 2016 (1998).
- [5] X. Michalet, F.F. Pihaud, L.A. Bentolila, J.M. Tsay, S. Doose, J.J. Li, G. Sundaresan, A.M. Wu, S.S. Gambhir, S. Weiss. Science, **307**, 538 (2005).
- [6] Gao Xiaohu, Cui Yuanyuan, R.M. Levenson, W.K. Leland Chung, Nie Shuming. Nature Biotechnology, **22** (8), 969 (2004).
- [7] Г.Г. Зегря, Д.М. Самосват. ЖЭТФ, **131** (6), 1090 (2007).
- [8] К. Оура, В.Г. Лифшиц, А.А. Саранин и др. *Введение в физику поверхности*, под ред. В.И. Сергиенко (М., Наука, 2006).
- [9] В.П. Евтихийев, В.Е. Токранов, А.К. Крыжановский, А.М. Бойко, Р.А. Сурис, А.Н. Титков, А. Накамура, М. Ичида. ФТП, **32**, 860 (1998).
- [10] A.S. Shkolnik, L.Ya. Karachinsky, N.Yi. Gordeev, G.G. Zegrya, V.P. Evtikhiev, S. Pellegrini, G.S. Buller. Appl. Phys. Lett., **86**, 211 112 (2005).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. *Квантовая механика* (М., Физматлит, 2001).
- [12] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. ЖЭТФ, **113** (4), 1491 (1998).
- [13] А.В. Сокольский, Р.А. Сурис. ФТП, **21**, 866 (1987).
- [14] Г.Г. Зегря. Автореф. докт. дис. (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1995).

Редактор Т.А. Полянская

Charge carrier lifetime in quantum dots at low temperatures

D.M. Samosvat, V.P. Evtikhiev, A.S. Shkolnik, G.G. Zegrya

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Nonequilibrium charge carriers lifetime in quantum dot has been studied experimentally and theoretically. It was shown, that at low temperatures when ground is fully occupied lifetime is practically independent of excitation density and is defined only emitting recombination process. It was given theoretical explanation of this behavior and shown that provided that full occupation of ground state. Auger process can be suppress due to spin effects.