

Кинетика накопления при фотовозбуждении и релаксации избыточных дырок в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs

М. В. Кочиев¹⁾, В. А. Цветков, Н. Н. Сибельдин

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2014 г.

В мелких квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs ($x = 0.05$) методом фотолюминесценции изучены кинетики накопления и релаксации долгоживущих избыточных дырок, появляющихся в КЯ при надбарьерном фотовозбуждении, а также процессы установления стационарного состояния в неравновесной электронно-дырочной системе при различных комбинациях квазистационарных внутриямного и надбарьерного возбуждений. Обнаружено, что температурная зависимость времени релаксации (исчезновения) избыточных дырок из КЯ имеет активационный характер и определяется двумя энергиями активации. Установлено, что рассеяние экситонов, образующихся при нерезонансном внутриямном возбуждении, на долгоживущих дырках приводит к охлаждению экситонной системы.

DOI: 10.7868/S0370274X15030108

Парциальный состав электронно-дырочной системы в квантовых ямах (КЯ) фотовозбужденных полупроводниковых наногетероструктур определяется наличием примесей (специально введенных или фоновых), энергией фотонов возбуждающего света и его интенсивностью. Если вследствие ионизации доноров (акцепторов) в барьерных слоях в КЯ имеются равновесные электроны (дырки) [1–6] или избыток носителей заряда какого-либо знака возникает в ней в результате фотовозбуждения структуры [7–17], то при достаточно низких температурах в КЯ помимо обычных (нейтральных) экситонов образуются трехчастичные экситонные комплексы (трионы, или заряженные экситоны) – отрицательные при избытке электронов или положительные при избытке дырок. Таким образом, образование трионов, проявляющееся, в частности, в возникновении трионной линии в спектре фотолюминесценции (ФЛ), может служить индикатором наличия в КЯ свободных и локализованных на флуктуациях потенциала носителей заряда. Так, с использованием трионов было осуществлено зондирование двумерного электронного газа (2DEG) в КЯ модуляционно легированных гетероструктур, позволившее измерить распределение электронной плотности в плоскости КЯ и зарегистрировать локализованные электроны [18–20], определить плотность 2DEG и его спиновую поляризацию [21].

В настоящей работе люминесценция трионов использовалась как зонд для регистрации кинетики на-

копления в КЯ и релаксации (исчезновения) избытка долгоживущих дырок, возникающего в КЯ при надбарьерном фотовозбуждении структуры. В работе [17] нами было оценено время существования в КЯ долгоживущих дырок и продемонстрировано, что они играют ключевую роль в формировании экситон-трионной системы в КЯ и определяют не только ее парциальный состав, но и динамические свойства. Это время (~ 10 мкс) на 4–5 порядков величины превышает времена жизни экситонов и трионов. Поэтому методы пикосекундной спектроскопии, использовавшиеся в [17] для исследования динамики экситон-трионной системы, не позволяли изучить кинетику процессов накопления в КЯ и релаксации долгоживущих дырок. В данной работе для исследования этих процессов использовалось “двухцветное” квазистационарное фотовозбуждение структуры световыми импульсами с длительностью, существенно превышающей время существования в КЯ долгоживущих дырок. Как и в [17], объектом исследования служили гетероструктуры GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами.

В результате выполненных экспериментов получена температурная зависимость времени релаксации долгоживущих дырок. Установлено, что эта зависимость имеет активационный характер и описывается двумя энергиями активации, разность которых определяется изгибом зон, связанным с ионизацией акцепторов (фоновая примесь углерода) в барьерных слоях вследствие заселения дырками поверхностных состояний. Также показано, что при надбарьерном фотовозбуждении насыщения плотно-

¹⁾e-mail: kochievmv@mail.ru

сти трионов в КЯ не наступает даже при на два порядка больших уровнях возбуждения, чем тот уровень, при котором наступает насыщение концентрации избыточных дырок. Установлено, что рассеяние на долгоживущих дырках приводит к увеличению скорости релаксации экситонов, образующихся при нерезонансном внутриямном возбуждении, ко дну экситонной зоны.

Перейдем к описанию проведенных экспериментов. Использованная методика зондирования избыточных дырок в КЯ посредством регистрации ФЛ трионов основана на применении двух источников лазерного возбуждения структуры: одного – для создания в КЯ долгоживущих дырок (надбарьерное возбуждение), а второго – для образования в ней экситонов (внутриямное возбуждение), в результате связывания которых с дырками формируются трионы [11, 17]. На рис. 1 приведены спектры ФЛ

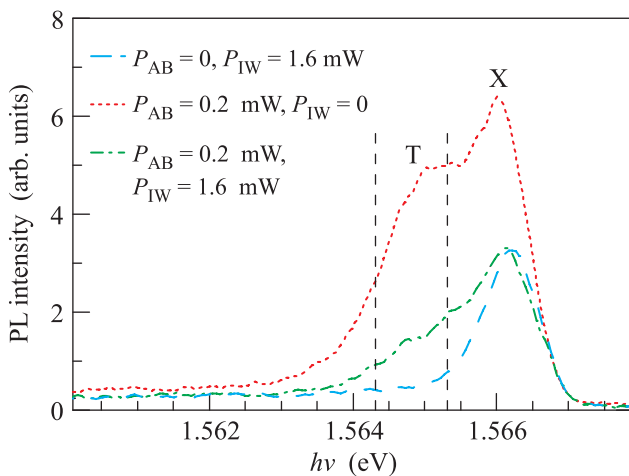


Рис. 1. Спектры ФЛ КЯ шириной $d = 4$ нм при надбарьерном (верхний), внутриямном (нижний) и комбинированном двухцветном (средний) возбуждении, $T = 5$ К. Средний спектр зарегистрирован через 3 мкс после одновременного выключения надбарьерного и включения внутриямного возбуждения. X – линии излучения экситонов, T – трионов. Мощности надбарьерного возбуждения $P_{AB} \approx 0.2$ мВт, внутриямного $P_{IW} \approx 1.6$ мВт. Штриховыми вертикальными прямыми выделен спектральный интервал, интегральная интенсивность люминесценции из которого регистрировалась при исследовании кинетики трионов

КЯ, полученные при квазистационарном надбарьерном, внутриямном и комбинированном возбуждении структуры. Видно, что при надбарьерном возбуждении (верхний спектр) в спектре присутствуют линии излучения экситонов (X) и трионов (T). Наличие излучения трионов свидетельствует об избытке дырок

в КЯ. При внутриямном возбуждении в спектре наблюдается только линия экситонов (нижний спектр на рис. 1). Если одновременно выключить надбарьерное и включить внутриямное возбуждение, то экситоны и трионы, рожденные при надбарьерном возбуждении, быстро погибнут (их время жизни составляет менее 0.5 нс [17]). При этом долгоживущие избыточные дырки останутся в КЯ и будут связываться в трионы с экситонами, создаваемыми внутриямным возбуждением (средний спектр на рис. 1). Поскольку времена жизни экситонов и трионов много меньше времени релаксации дырок, при каждом значении плотности дырок p в системе успевает установиться квазистационарное состояние (динамическое равновесие), в котором скорость образования трионов $\gamma n_X p$ равна сумме скоростей их тепловой диссоциации и рекомбинации $n_T[\beta(T) + 1/\tau_T]$ (здесь n_X и n_T – концентрации, соответственно, экситонов и трионов, γ – вероятность связывания экситонов и дырок в трионы, $\beta(T)$ – вероятность тепловой диссоциации трионов при температуре T и τ_T – время жизни трионов). Таким образом, $n_T \propto n_X p$, а при не слишком большой плотности трионов ($n_T \ll n_X$) можно считать, что $n_T \propto p$. Поэтому кинетика интенсивности линии люминесценции трионов при комбинированном возбуждении структуры отражает кинетическое поведение долгоживущих избыточных дырок.

Опыты проводились на номинально нелегированных структурах GaAs/Al_{0.05}Ga_{0.95}As, содержащих две мелкие (т.е. имеющие по одному уровню размерного квантования для частиц каждого типа: электронов, тяжелых и легких дырок) туннельно изолированные КЯ шириной $d = 3$ и 4 нм, разделенные барьерным слоем AlGaAs толщиной 60 нм. Барьерные слои, отделяющие ямы от буферного (толщиной 1 мкм) и защитного (5 нм) слоев GaAs, имели ширину 100 нм. Замечательной особенностью этих структур является отсутствие темновых (равновесных) носителей заряда в КЯ. Дело в том, что энергетический уровень акцепторных атомов углерода (основная фоновая примесь в структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии; ее энергия ионизации равна ≈ 26 мэВ) в барьерных слоях лежит по энергии, отсчитанной от потолка валентной зоны в барьерах, ниже уровней размерного квантования тяжелых дырок в КЯ (их энергии по величине равны 17 и 13 мэВ в ямах шириной $d = 4$ и 3 нм [22, 23]). Благодаря отсутствию темновых носителей в спектре ФЛ исследованных структур при внутриямном возбуждении фотонами с энергиями, не слишком близкими к ширине запрещенной зоны в барьерных слоях ($E_g \approx 1.60$ эВ), видна только линия излучения

экситонов (рис. 1, нижний спектр). Результаты экспериментального и теоретического исследования экситонных спектров и трионов при различных условиях опыта в этих структурах приведены в работах [11, 22].

Для надбарьерного возбуждения структуры использовалось излучение полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 0.66$ мкм, генерировавшего периодическую последовательность прямоугольных световых импульсов с частотой 10 кГц и скважностью 2. Внутряймное возбуждение осуществлялось излучением перестраиваемого титан-сапфирового лазера непрерывного действия, излучение которого прерывалось с такими же частотой и скважностью, но в противофазе с надбарьерным возбуждением, с помощью электрооптического модулятора. Длительность фронтов световых импульсов в обоих случаях была меньше временного разрешения системы регистрации ФЛ структуры. Излучение обоих лазеров фокусировалось в одно и то же место на фронтальной поверхности структуры в пятно диаметром ≈ 0.5 мм под углом около 60° к нормали. Рекомбинационное излучение структуры регистрировалось в геометрии на отражение в направлении, нормальном к ее поверхности. Оно собиралось с помощью линзы, которая фокусировала его на входную щель спектрометра, сопряженно со стрик-камерой с модулем одиночной развертки. В такой конфигурации стрик-камера позволяла регистрировать спектрально-кинетические характеристики люминесценции на временах вплоть до миллисекундного масштаба. Временное разрешение установки составляло 0.5 мкс при измерении в диапазоне 20 мкс, спектральное – 0.4 мэВ. При выделении спектров люминесценции, отвечающих каждому заданному моменту времени, из спектрально-временного распределения интенсивности излучения, зарегистрированного стрик-камерой, интервал интегрирования интенсивности излучения по времени составлял 1 мкс. При извлечении кинетических зависимостей для заданных значений энергий квантов излучения спектральный интервал интегрирования был равен 1 мэВ.

При измерениях исследуемая структура находилась в газообразном гелии в оптическом гелиевом криостате с регулируемой температурой. Исследования проводились в области температур 4.2–15 К.

Перейдем теперь к описанию экспериментов по исследованию кинетики установления стационарного состояния неравновесной электронно-дырочной системы в КЯ при различных режимах возбуждения структуры. На рис. 2а показаны кинетические зави-

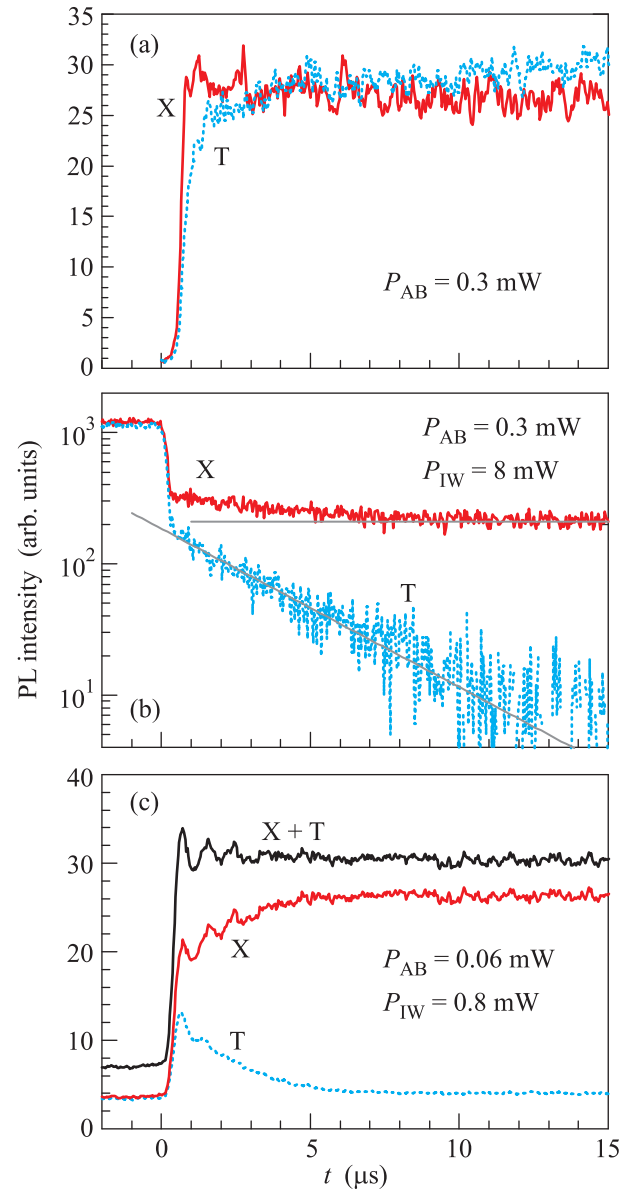


Рис. 2. Кинетики интенсивностей экситонной (X) и трионной (T) люминесценции, $T = 5$ К. (а) – При включении надбарьерного возбуждения ($P_{AB} \approx 0.3$ мВт). (б) – После выключения надбарьерного возбуждения ($P_{AB} \approx 0.3$ мВт) при внутряймном нерезонансном возбуждении ($P_{IW} \approx 8$ мВт). Серые прямые показывают стационарную величину интенсивности излучения экситонов (горизонтальная) и экспоненциальную аппроксимацию кинетики трионов (наклонная). (с) – После выключения надбарьерного ($P_{AB} \approx 0.06$ мВт) и включения внутряймного резонансного ($P_{IW} \approx 0.8$ мВт) возбуждения. Кинетическая зависимость X+T показывает сумму интенсивностей излучений экситонов и трионов

симости интенсивности ФЛ экситонов и трионов в КЯ шириной $d = 4$ нм при включении в момент вре-

мени $t = 0$ надбарьерного возбуждения структуры светом полупроводникового лазера. Экситонная линия быстро нарастает. Крутизна фронта импульса ее излучения определяется временным разрешением стрик-камеры. Затем интенсивность ФЛ экситонов принимает почти постоянное значение. Импульс трионной ФЛ вначале также имеет быстрый фронт нарастания, а затем интенсивность излучения трионов продолжает медленно (экспоненциально) увеличиваться в течение примерно 10 мкс, выходя на постоянное значение. Такая кинетическая зависимость люминесценции трионов отражает процесс накопления в КЯ избыточных дырок при надбарьерном возбуждении. Заметим, что неизменность интенсивности излучения экситонов в процессе накопления дырок в КЯ свидетельствует, как было сказано выше, о прямой пропорциональности между плотностями трионов и избыточных дырок.

Кинетики интенсивностей экситонной и трионной линий излучения при двухцветном комбинированном возбуждении, полученные при непрерывном (немодулированном)²⁾ внутриямном нерезонансном возбуждении ($\lambda = 0.79$ мкм) после выключения стационарной надбарьерной накачки в момент времени $t = 0$, показаны на рис. 2b. Резкое уменьшение интенсивностей обеих линий сразу после выключения надбарьерной накачки соответствует быстрому уменьшению количества экситонов и трионов при ее выключении. В то же время избыточные долгоживущие дырки, созданные надбарьерным возбуждением, остались в КЯ. Далее, при $t > 0$, трионное излучение экспоненциально затухает в соответствии с кинетикой процесса релаксации избыточных дырок.

Интересно отметить, что интенсивность экситонной линии излучения после выключения надбарьерной накачки не уменьшается сразу до своего стационарного значения, определяемого плотностью внутриямного возбуждения, а постепенно приближается к нему по мере исчезновения избыточных дырок в КЯ (рис. 2b). Большая по сравнению со стационарным значением интенсивность экситонной линии люминесценции связана с увеличением скорости релаксации экситонов в излучательные состояния вблизи дна экситонной зоны благодаря рассеянию на холодных избыточных дырках. Тем самым ускоряется процесс излучательной гибели экситонов в КЯ [24]. Таким образом, при нерезонансном внутриям-

ном возбуждении кинетика спада ФЛ экситонов после выключения квазистационарного надбарьерного возбуждения также отражает процесс релаксации избыточных дырок в КЯ. Следует заметить, что охлаждение экситонов в КЯ в результате рассеяния на избыточных дырках наблюдается и при пикосекундном лазерном возбуждении [17].

Совершенно иная картина наблюдается при резонансном внутриямном возбуждении в состоянии экситона с легкой дыркой (рис. 2c). В этом случае при одновременном выключении надбарьерного и включения внутриямного возбуждения в момент времени $t = 0$ (в описываемом эксперименте использовался такой способ возбуждения структуры) интенсивности трионной и экситонной люминесценции сначала быстро возрастают до своих стационарных значений, определяемых скоростью генерации экситонов внутриямным возбуждением и плотностью дырок, накопившихся в КЯ при надбарьерной накачке. В дальнейшем интенсивность трионного излучения медленно уменьшается по мере исчезновения дырок в КЯ. Интенсивность же экситонного излучения возрастает с такой же скоростью до своей стационарной величины, отвечающей отсутствию дырок в КЯ. При этом сумма интенсивностей трионного и экситонного излучений остается постоянной в течение всего процесса (зависимость, обозначенная на рис. 2c как X+T), как и должно быть, если в каждый момент времени в системе успевает установиться стационарное состояние. В этом случае скорость генерации экситонов g равна сумме скоростей рекомбинации экситонов и трионов, т.е. $g = (n_X/\tau_X + n_T/\tau_T)$, и не зависит от плотности дырок (здесь τ_X – время жизни экситонов). Следует заметить, что в отличие от случая нерезонансного внутриямного возбуждения холодные избыточные дырки, по-видимому, заметно не влияют на скорость релаксации экситонов с легкой дыркой в основное состояние – состояние экситонов с тяжелой дыркой.

На рис. 3 показаны кинетики трионной люминесценции КЯ шириной 4 нм, полученные при различных мощностях надбарьерной накачки и внутриямном нерезонансном возбуждении, которое включается одновременно с выключением надбарьерной накачки в момент времени $t = 0$. Если предварительная надбарьерная накачка не была включена ($P_{AB} = 0$ – излучение полупроводникового лазера перекрыто), избыточные дырки не накапливались в КЯ и трионное излучение отсутствовало. В этом случае величина сигнала при $t < 0$ соответствовала уровню темновых отсчетов, а появление сигнала после включения внутриямного возбуждения ($t > 0$; нижняя кинети-

²⁾ Использование непрерывного внутриямного возбуждения для измерения кинетических зависимостей после выключения надбарьерной накачки (область $t > 0$ на рис. 2b) приводит к таким же результатам, как и при его включении в момент времени $t = 0$.

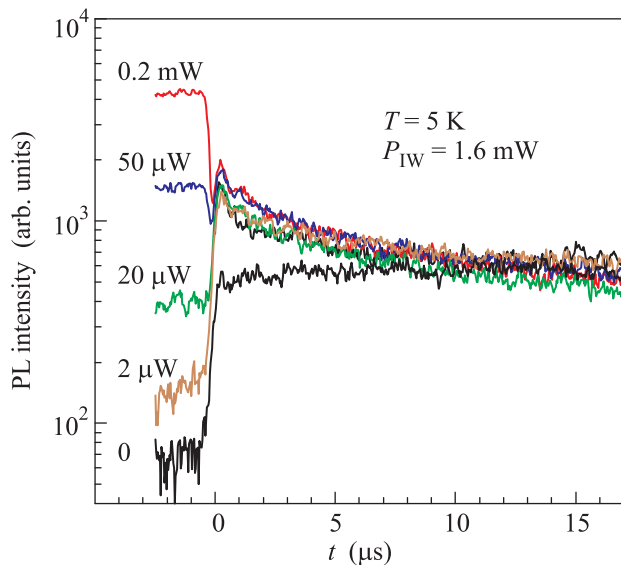


Рис. 3. Кинетики интенсивности трионной люминесценции при различных мощностях надбарьерного возбуждения (указаны слева от соответствующих кривых), $T = 5$ К, $P_{IW} \approx 1.6$ мВт. В момент времени $t = 0$ выключается надбарьерное и одновременно включается внутриямное резонансное возбуждение

ческая зависимость на рис. 3) объяснено излучению, отвечающему низкоэнергетическому крылу экситонной линии, которое накладывается на линию излучения трионов (см. рис. 1). При включенной надбарьерной накачке интенсивность трионной линии излучения на временах $t < 0$, т.е. когда внутриямное возбуждение отсутствует, растет с увеличением ее уровня. О кинетическом поведении интенсивности излучения трионов на временах $t > 0$ было уже сказано выше при обсуждении результатов, приведенных на рис. 2b и c. Здесь следует обратить внимание на следующее обстоятельство: интенсивность трионного излучения при $t > 0$ почти не зависит от мощности предварительной надбарьерной накачки (увеличивается не более чем на 30% при возрастании мощности накачки на два порядка величины), т.е. насыщается уже при $P_{AB} \sim 2$ мкВт. Интенсивность излучения трионов $I_T \propto n_{xp}$. Так как все эти измерения выполнены при неизменной мощности внутриямного возбуждения, интенсивность трионной ФЛ после выключения накачки должна зависеть только от плотности избыточных дырок. Таким образом, количество избыточных дырок практически не зависит от мощности надбарьерного возбуждения, т.к. насыщается уже при минимальной использованной мощности. Что касается интенсивности трионной ФЛ при надбарьерной накачке ($t < 0$), то увеличение ее мощности приводит к росту экситонной плотности и, соответственно, I_T .

Насыщение плотности избыточных дырок в КЯ при надбарьерном возбуждении связано с образованием на краях ямы потенциальных барьеров для дырок, высота которых возрастает по мере увеличения положительного заряда, накопленного в яме. Пока плотность дырок в КЯ невысока, скорость захвата неравновесных дырок в яму превышает скорость захвата электронов (захват носителей заряда в мелкие КЯ идет с испусканием акустических фононов [11, 25]). Когда высота образовавшихся барьеров достигает определенной величины, скорости захвата дырок и электронов сравниваются и рост концентрации дырок в КЯ прекращается, несмотря на увеличение плотности накачки. Вообще говоря, плотность трионов также должна насыщаться при увеличении мощности накачки, когда почти все избыточные дырки связаны в трионы. Однако в исследованном диапазоне мощностей надбарьерной накачки такая ситуация, по-видимому, не достигается.

На рис. 4 приведены температурные зависимости времени релаксации τ_h избыточных дырок в арре-

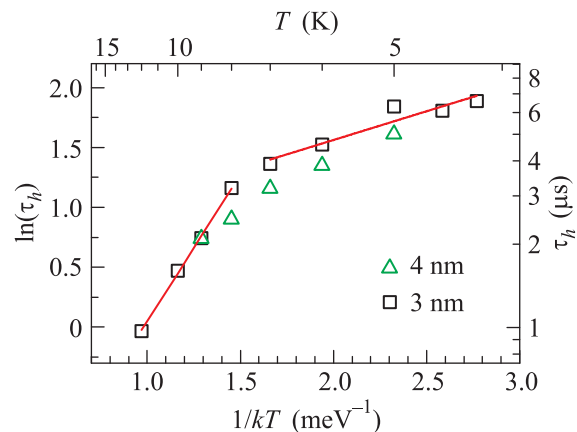


Рис. 4. Температурная зависимость времени релаксации избыточных дырок в КЯ шириной $d = 4$ и 3 нм (в аррениусовских координатах). Наклоны прямолинейных участков отвечают энергиям активации $\epsilon_1 \approx 0.48$ мэВ и $\epsilon_2 \approx 2.4$ мэВ

ниусовских координатах для КЯ шириной $d = 4$ и 3 нм. При повышении температуры время исчезновения дырок из КЯ уменьшается. Обсудим сначала температурную зависимость τ_h для ямы шириной $d = 4$ нм. На этой зависимости четко видны два экспоненциальных участка, отвечающие энергиям активации $\epsilon_1 \approx 0.48$ мэВ (область низких температур) и $\epsilon_2 \approx 2.4$ мэВ (высокие температуры). Такие значения энергий существенно меньше энергии локализации дырок в этой КЯ. Заметим, что значения этих энергий по своему масштабу отвечают энергиям актива-

пии прыжковой проводимости ϵ_3 в слабо легированных полупроводниках (см., например, [26]). По существу, при низких температурах единственная возможность дыркам покинуть КЯ связана с переходами на нижележащие по энергии уровни ионизированных акцепторов, находящихся вблизи ямы в барьерных слоях. Как было сказано выше, в нашем случае это атомы углерода, которые полностью ионизованы благодаря переходу дырок на поверхностные состояния структуры. В возникшем вследствие этого электрическом поле из-за изгиба зон вершина барьера на краю ямы, ближнем к поверхности, расположена выше по энергии, чем на дальнем ее краю. Если предположить, что в отсутствие изгиба зон мы имели бы одну энергию активации ϵ , то считая электрическое поле напряженностью E однородным в окрестности ямы, можно записать $\epsilon_1 = \epsilon - eEd/2$ и $\epsilon_2 = \epsilon + eEd/2$, где e – заряд электрона. Тогда $\epsilon = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2 \approx 1.4$ мэВ и $E = (\epsilon_2 - \epsilon_1)/ed$. Напряженность электрического поля на расстоянии s от поверхности структуры дается решением уравнения Пуассона:

$$E = 2(2\pi\phi N_A/\kappa)^{1/2} - 4\pi e N_A s/\kappa,$$

где ϕ – поверхностный изгиб зон, κ – диэлектрическая проницаемость, N_A – объемная концентрация акцепторов. Полагая, что поверхностные уровни энергии расположены вблизи середины запрещенной зоны и поэтому $\phi = E_g/2 \approx 0.8$ эВ, и беря $\kappa = 12$, $s \approx 170$ нм и E из экспериментальных данных, для концентрации акцепторов получим $N_A \sim 10^{14}$ см⁻³. Эта величина соответствует обычной концентрации углерода в высококачественных структурах на основе GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для КЯ шириной $d = 3$ нм наклоны температурной зависимости времени релаксации выражены не столь четко (рис. 4). Тем не менее видно, что по отношению к аналогичной зависимости для ямы шириной $d = 4$ нм наклон низкотемпературного участка увеличился, а высокотемпературного – уменьшился. Тем самым уменьшилась разность $\epsilon_2 - \epsilon_1$. В нашем случае так и должно быть для более узкой ямы, хотя она и находится ближе к поверхности структуры и потому в более сильном поле, чем широкая КЯ. Однако относительное увеличение поля значительно меньше, чем относительное уменьшение ширины ямы. Последнее и дает основной вклад в изменение величины eEd .

Заканчивая обсуждение, отметим, что зондирование носителей заряда в КЯ с помощью трионов возможно только при достаточно низких температурах из-за тепловой диссоциации трионов на экситон и свободный или локализованный носитель заряда.

В нашем случае вследствие тепловой диссоциации трионы в более широкой яме перестают наблюдаться при $T \approx 15$ К, а в более узкой – при $T \approx 10$ К.

Таким образом, в настоящей работе при различных экспериментальных условиях исследована кинетика накопления в мелких КЯ и релаксации долгоживущих избыточных дырок, появляющихся в КЯ при надбарьерном фотовозбуждении. Инструментом для зондирования этих дырок служила люминесценция трионов. Получена температурная зависимость времени релаксации избыточных дырок, которая имеет активационный характер. Наличие двух энергий активации, характеризующих эту зависимость, связано с электрическим полем объемного заряда, который образуется вследствие ионизации фоновых акцепторов (углерод) благодаря заселению дырками состояний на поверхности структуры. Также показано, что рассеяние экситонов, образующихся при нерезонансном внутриямном возбуждении, на холодных избыточных дырках увеличивает эффективность релаксации экситонов ко дну экситонной зоны.

Авторы благодарны М.Л. Скорикову и В.В. Белых за плодотворные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 14-12-01425).

1. K. Kheng, R. T. Cox, Y. Merle d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, and S. Tatarenko, Phys. Rev. Lett. **71**, 1752 (1993).
2. K. Kheng, R. T. Cox, V. P. Kochereshko, K. Saminadayar, S. Tatarenko, F. Bassani, and A. Franciosi, Superlatt. Microstruct. **15**, 253 (1994).
3. A. J. Shields, M. Pepper, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons, Adv. Phys. **44**, 47 (1995).
4. A. Naumov, D. Mi, M. D. Sturge, W. Ge, L. S. Dang, H. Mariette, and N. Magnea, J. Appl. Phys. **78**, 1196 (1995).
5. G. Finkelstein, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **74**, 976 (1995).
6. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **79**, 233306 (2009).
7. J. L. Osborne, A. J. Shields, M. Pepper, F. M. Bolton, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **53**, 13002 (1996).
8. D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko, R. A. Suris, H. Schenk, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, P. C. M. Christianen, and J. C. Maan, Phys. Rev. Lett. **79**, 3974 (1997).
9. О. В. Волков, В. Е. Житомирский, И. В. Кукушкин, В. Е. Бисти, К. фон Клитцинг, К. Эберл, Письма в ЖЭТФ **66**, 730 (1997).

10. О. В. Волков, В. Е. Житомирский, И. В. Кукушкин, К. фон Клитцинг, К. Эберл, Письма в ЖЭТФ **67**, 707 (1998).
11. N. N. Sibeldin, M. L. Skorikov, and V. A. Tsvetkov, *Nanotechnology* **12**, 591 (2001).
12. Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, В. А. Цветков, Письма в ЖЭТФ **76**, 732 (2002).
13. R. T. Cox, R. B. Miller, K. Saminadayar, and T. Baron, *Phys. Rev. B* **69**, 235303 (2004).
14. M. T. Portella-Oberli, J. Berney, L. Kappei, F. Morier-Genoud, J. Szczytko, and B. Deveaud-Plédran, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 096402 (2009).
15. M. D. Fraser, H. H. Tan, and C. Jagadish, *Phys. Rev. B* **84**, 245318 (2011).
16. G. Bartsch, M. Gerbracht, D. R. Yakovlev, J. H. Blokland, P. C. M. Christianen, E. A. Zhukov, A. B. Dzyubenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, J. C. Maan, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **83**, 235317 (2011).
17. М. В. Кочиев, В. А. Цветков, Н. Н. Сибельдин, Письма в ЖЭТФ **95**, 544 (2012).
18. G. Eytan, Y. Yayon, M. Rappaport, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1666 (1998).
19. R. T. Cox, S. Lovisa, and E. Picard, *Phys. Stat. Sol. (b)* **224**, 207 (2001).
20. Y. Yayon, M. Rappaport, V. Umansky, and I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. B* **66**, 033310 (2002).
21. G. V. Astakhov, V. P. Kochereshko, D. R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nürnbergger, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut, *Phys. Rev. B* **65**, 115310 (2002).
22. Е. А. Муляров, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, В. А. Цветков, Б. Этьен, Письма в ЖЭТФ **70**, 613 (1999).
23. М. В. Кочиев, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, В. А. Цветков, Изв. РАН. Сер. физическая **76**, 247 (2012).
24. D. Bajoni, M. Perrin, P. Senellart, A. Lemaitre, B. Sermage, and J. Bloch, *Phys. Rev. B* **73**, 205344 (2006).
25. П. С. Алексеев, М. С. Кипа, В. И. Перель, И. Н. Ясневич, ЖЭТФ **133**, 921 (2008).
26. Б. И. Шкловский, А. А. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, М. (1979).