

Релаксация экситонов в полумагнитных асимметричных двойных квантовых ямах

© С.В. Зайцев, А.С. Бричкин, П.С. Дорожкин, G. Bacher*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

* Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik, Universität Duisburg-Essen,
D-47057 Duisburg, Deutschland

(Получена 13 ноября 2007 г. Принята к печати 28 ноября 2007 г.)

Детально изучена стационарная циркулярно-поляризованная фотолюминесценция в полумагнитных асимметричных двойных квантовых ямах на основе Cd(Mn,Mg)Te в зависимости от поляризации внутриямного нерезонансного фотовозбуждения в магнитных полях B до 9 Тл. При малых B , когда экситон в магнитной яме выше по энергии экситона в немагнитной яме, наблюдается полная межъямная релаксация экситонов. Магнитолевой красный сдвиг экситона в магнитной яме, после пересечения с не зависящим от B экситонным переходом в немагнитной яме в полях $B_c = 3-6$ Тл, сопровождается установлением неравновесного распределения экситонов, что свидетельствует о существенной роли спиновой релаксации при межъямном разделении экситонов в спин-зависимом потенциале гетероструктуры. Эффективность спиновой релаксации определяется смешиванием состояний в валентной зоне немагнитной ямы и контролируется расщеплением тяжелой и легкой дырок Δ_{hh-lh} . Обнаружены различные режимы межъямного туннелирования, разделенные полем $B_c^* > B_c$, соответствующим пересечению уровней локализованных экситонов в немагнитной яме и свободных экситонов в магнитной яме. Обсуждены возможные механизмы межъямной туннельной релаксации.

PACS: 71.35.-y, 73.20.Mf, 73.21.Fg

1. Введение

Симметричные и асимметричные двойные квантовые ямы (а-ДКЯ) являются чрезвычайно интересным объектом ввиду разнообразия фундаментальных физических свойств [1], а также огромного прикладного потенциала в качестве наноструктур в электронике [2]. В них наиболее полно и характерно проявляются такие важные и интересные явления, как резонансное и нерезонансное туннелирование носителей и их энергетическая релаксация, а также туннельное смешивание внутриямных состояний [3-5]. Обнаруженные недавно коллективные экситонные эффекты в ДКЯ вновь вызвали живой интерес к этим структурам [6,7].

Туннелирование носителей в низкоразмерных гетероструктурах интенсивно изучалось в туннельно-связанных квантовых ямах (КЯ) [8-10] и парах квантовых точек [11]. Возможность точно контролировать уровни энергии носителей и их пространственную локализацию в а-ДКЯ сделала эти наноструктуры идеальным объектом для изучения туннельных явлений в твердых телах, в частности прямого измерения туннельных времен [12]. Было установлено, что экситонные эффекты играют также существенную роль и в туннельных процессах ввиду сильных кулоновских корреляций в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах [13].

Для объяснения многообразия наблюдаемых явлений в туннельных экспериментах было рассмотрено несколько различных механизмов. Наиболее сильным механизмом является туннелирование носителей через рассеяние на продольных оптических (ЛО) фононах, которое оказывается наиболее эффективным как в од-

ночастичном туннелировании электронов и (или) дырок [2,14], так и в одно- или двухступенчатом туннелировании экситонов [3,15]. Как оказалось, эффективность туннелирования остается значительной также ниже энергетического порога ЛО фонона [12], что свидетельствует о существенной роли и других механизмов. Для полупроводниковых гетероструктур такими механизмами являются упругое или квазиупругое рассеяние на статических дефектах, таких как примеси, дефекты интерфейса и флуктуации состава сплава, а также рассеяние на акустических фононах [16]. Туннелирование через рассеяние на деформационном потенциале акустических фононов (ДА) имеет характерные времена в сотни пикосекунд и даже наносекунд, что, как правило, больше времени жизни экситонов, и поэтому данный механизм является неэффективным [14]. Что касается других механизмов, то численные расчеты показывают, а эксперимент свидетельствует об их эффективности [12,14], особенно в условиях сильного беспорядка, приводящего к усилению рассеяния. Кроме того, влияние смешивания состояний тяжелой и легкой дырок в валентной зоне на межъямную релаксацию экситонов в а-ДКЯ было предсказано теоретически [17] и обнаружено экспериментально [18]. Для а-ДКЯ с толстыми туннельными барьерами наиболее обсуждаемым механизмом межъямной релаксации экситонов является перенос экситонов за счет диполь-дипольного взаимодействия экситонов или обмена фотонами [8,19,20]. Этот короткий обзор показывает определяющую роль экситонных эффектов в туннельных процессах в полупроводниковых низкоразмерных гетероструктурах. Однако

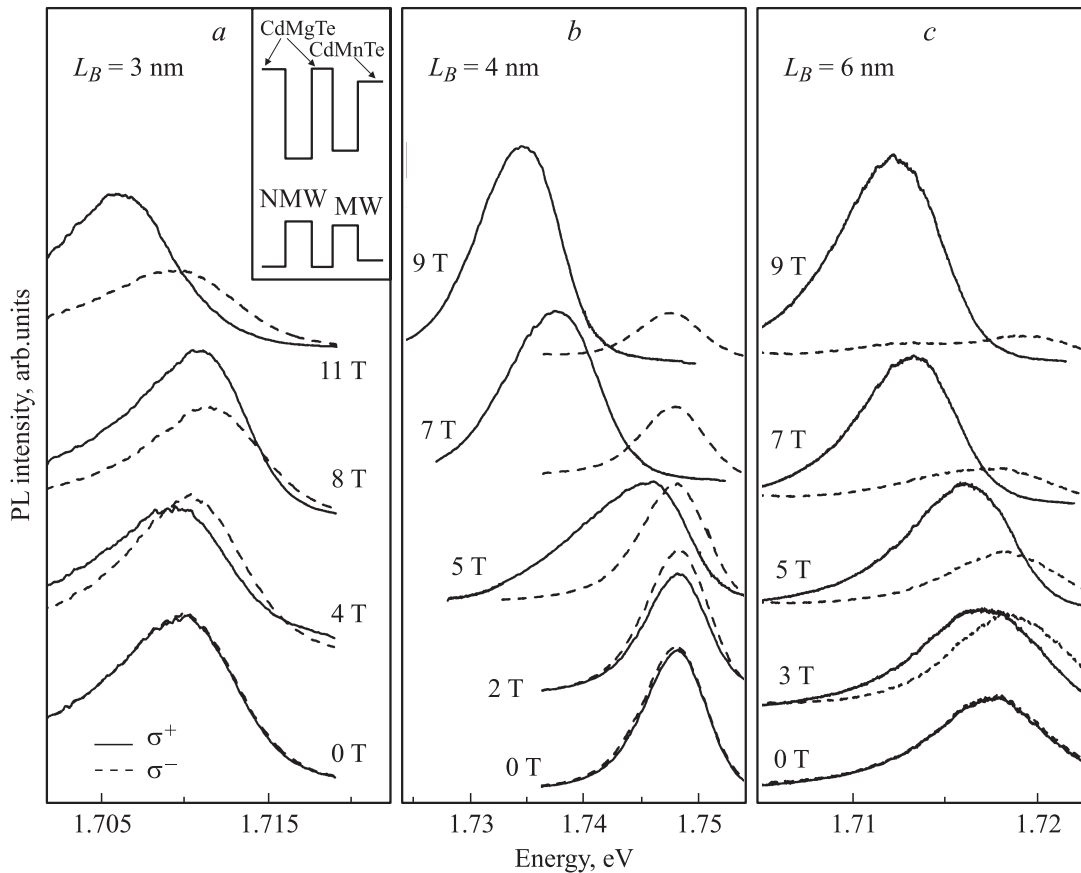


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции в а-ДКЯ с $L_B = 3$ (a), 4 (b) и 6 (c) нм в σ^+ -поляризации (сплошные линии) и σ^- -поляризации (штриховые линии) при σ^- -поляризованном внутриямном возбуждении на ~ 100 мэВ выше энергии основного экситонного состояния. Величина магнитного поля B указана цифрами у кривых. На вставке — зонная схема а-ДКЯ при $B = 0$.

во многих случаях природа туннелирования остается неясной и точный механизм до сих пор дискутируется, например [21,22].

Работа посвящена изучению методами стационарной оптической спектроскопии межъямной релаксации (туннелирования) экситонов в полупроводниковых гетероструктурах с полумагнитными слоями. Детально исследована циркулярно-поляризованная излучательная рекомбинация экситонов в магнитном поле. Обнаружена сильная зависимость излучательной рекомбинации экситонов в немагнитной КЯ от поляризации фотовозбужденных экситонов и взаимного положения экситонных уровней в соседних КЯ. Простая кинетическая модель для термализованных экситонов, учитывающая внутриямную и межъямную релаксацию, позволяет качественно описать экспериментальные данные и сделать заключения о характере спиновой релаксации и механизмах туннелирования экситонов. В целом установленное в работе определяющее влияние спиновой релаксации экситонов на межъямное разделение противоположно поляризованных по спину экситонов в спин-зависимом потенциале полумагнитных а-ДКЯ открывает новые интересные возможности управления спектральными и

поляризационными характеристиками излучательной рекомбинации экситонов в таких гетероструктурах.

2. Эксперимент

Номинально нелегированные структуры CdMgTe/CdTe/CdMgTe/CdTe/CdMnTe с а-ДКЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на толстом буферном слое CdTe, предварительно нанесенном на (001)-ориентированную подложку CdZnTe, и состояли из двух одинаковых КЯ CdTe шириной 6 нм, разделенных туннельным барьером $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$ толщиной $L_B = 3, 4$ и 6 нм. Внешними барьерами-обкладками служили толстые (по 25 нм) слои немагнитного ($\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$) и полумагнитного ($\text{Cd}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{Te}$) соединений с внешней и внутренней сторон соответственно (схематично изображено на вставке к рис. 1). Структуры были подвергнуты послеростовому кратковременному отжигу в течение одной ($L_B = 3$ и 6 нм) или двух минут ($L_B = 4$ нм) при температуре 400°C , что приводит к диффузии атомов Mg и Mn из барьеров в глубь КЯ. Как нами было показано ранее, такой отжиг позволяет изменять ширину запрещенной зоны в КЯ контролируемым образом с

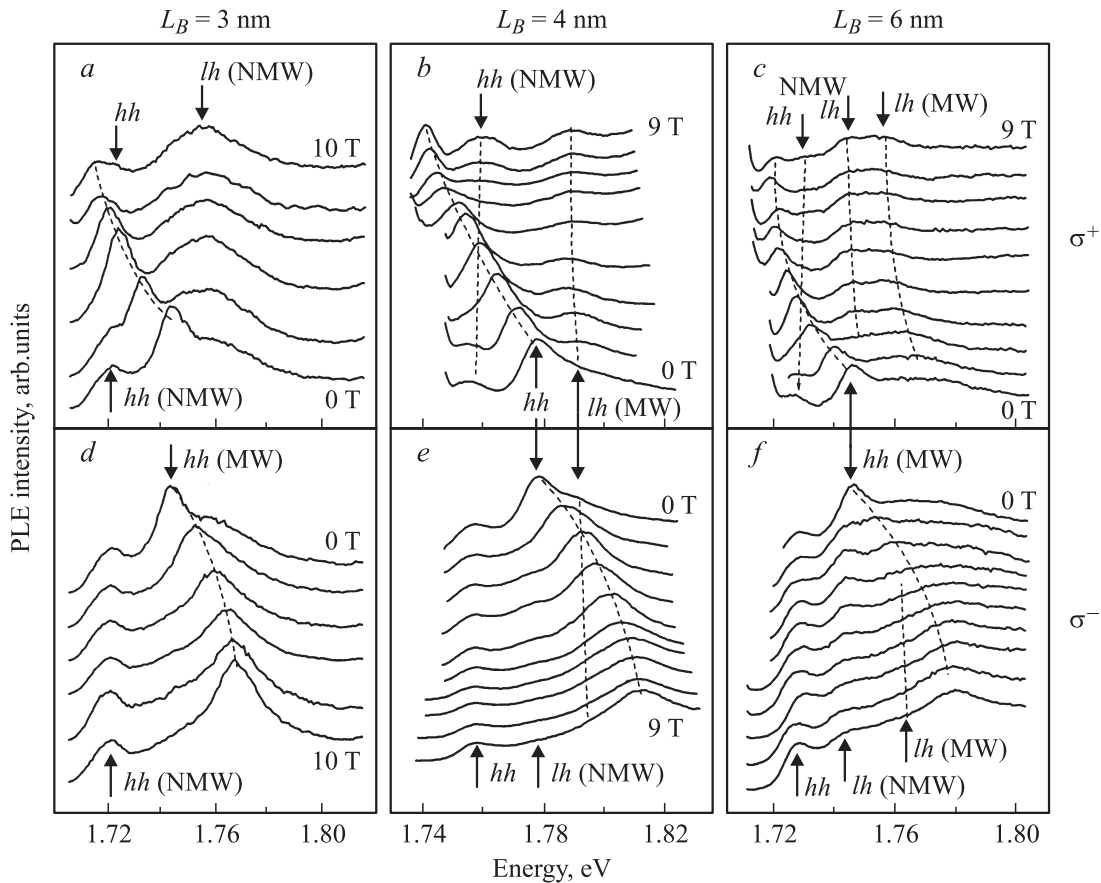


Рис. 2. Спектры возбуждения фотолуминесценции, зарегистрированные в σ^+ -поляризации фотовозбуждения (*a-c*) и в σ^- -поляризации (*d-f*). Магнитное поле возрастает снизу вверх в σ^+ -поляризации и, наоборот, — в σ^- -поляризации. Шаг по полю равен 2 Тл в а-ДКЯ с $L_B = 3$ нм (*a, d*) и 1 Тл в а-ДКЯ с $L_B = 4$ (*b, e*) и 6 (*c, f*) нм. Спектры детектировались на низкоэнергетическом крыле линии основного экситонного состояния при каждом значении поля.

сохранением хорошего оптического качества [23,24]. Немагнитная яма (НМЯ), находящаяся между двумя немагнитными барьерами $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$, после отжига содержит только атомы Mg, в то время как магнитная яма (МЯ), находящаяся между полумагнитным ($\text{Cd}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{Te}$) и немагнитным барьерами, содержит атомы Mg и Mn.

Спектры ФЛ и возбуждения ФЛ (ВФЛ) измерялись в сверхтекучем He ($T \approx 1.5$ К) в оптическом криостате со сверхпроводящим магнитом и регистрировались с помощью ПЗС-камеры на двойном монохроматоре ДФС-12 с базой 0.82 м. Для возбуждения использовался непрерывный лазер на красителе (Pyridin 1) с подбарьерной энергией внутриямного возбуждения. Циркулярно-поляризованные возбуждающий и сигнальный пучки были сформированы стандартным образом с использованием линейного поляризатора и четвертьволновых пластинок.

Максимальная плотность мощности возбуждающего лазера составляла ~ 10 Вт/см² для поддержания приемлемого отношения сигнал-шум и избежания перегрева системы магнитных атомов, которое разрушает обмен-

ное взаимодействие между носителями заряда и локализованными магнитными моментами Mn, приводящее к гигантскому эффекту Зеемана. Температура магнитной подсистемы атомов Mn в пятне возбуждения, оцененная из магнитопольевых зависимостей энергии экситона, составляла ~ 5 К.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены спектры ФЛ изученных а-ДКЯ в обеих циркулярных поляризациях при различных значениях магнитного поля B и подбарьерном возбуждении с энергией лазера на ~ 100 мэВ выше энергии основного экситонного перехода. Наблюдаемые спектры излучательной рекомбинации демонстрируют широкие линии ~ 8 мэВ, что характерно для гетероструктур на основе тройных соединений полупроводников $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ [21], и соответствуют рекомбинации экситонов на тяжелой дырке, $1e-1hh$, локализованных преимущественно внутриямно, согласно нашим расчетам (см. разд. 4). На рис. 2 представлены спектры ВФЛ, зарегистрированные в обеих циркулярных поляризациях

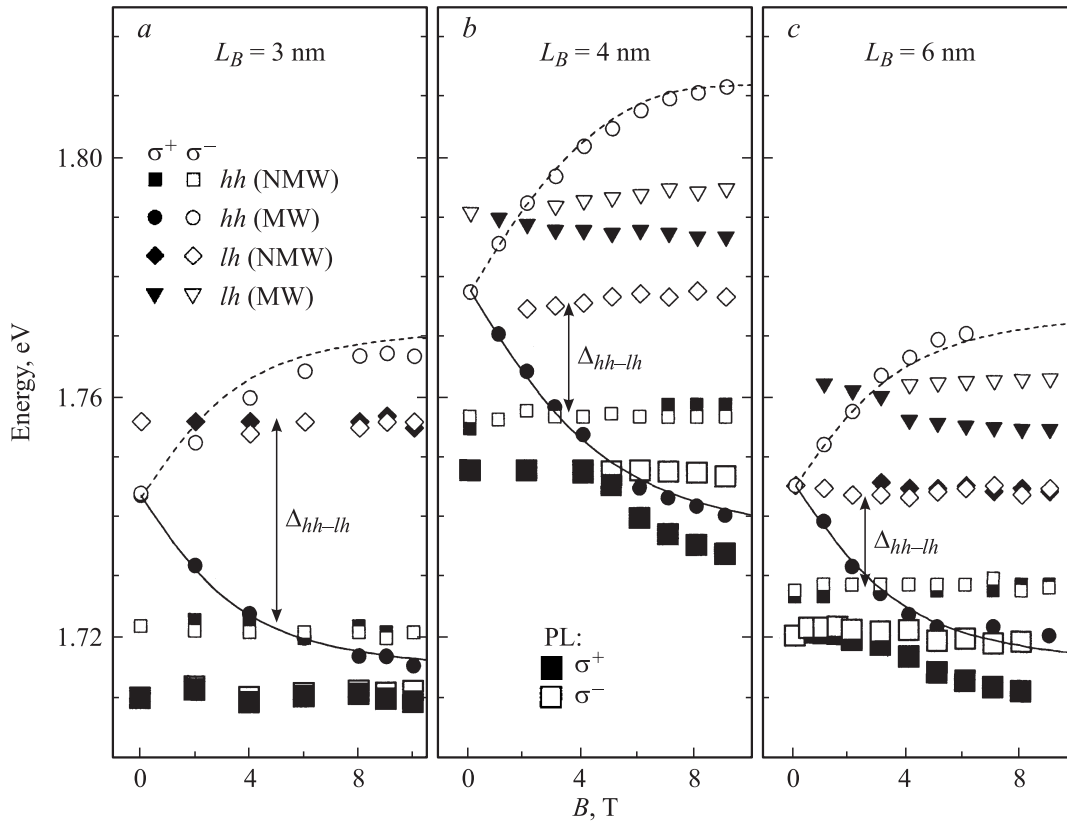


Рис. 3. Зависимости энергий переходов локализованных экситонов от магнитного поля B , полученные из спектров фотолюминесценции (большие символы) и свободных экситонов из спектров возбуждения фотолюминесценции (малые символы), в σ^+ -поляризации (закрытые символы) и в σ^- -поляризации (открытые символы). Линии — результаты подгонки (расчет, разд. 4.2). Образцы а-ДКЯ с L_B , нм: a — 3, b — 4, c — 6.

возбуждения. В целом спектры ФЛ и ВФЛ соответствуют друг другу с величиной стока сдвига 7–9 мэВ, что согласуется с наблюдаемыми в спектрах ФЛ широкими линиями излучательной рекомбинации.

Магнитопольные зависимости энергий основного и возбужденного состояний свободных экситонов на тяжелой и легкой дырке, полученные из спектров ВФЛ, приведены на рис. 3 вместе с соответствующими данными для энергии экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала, полученными из спектров ФЛ. Для анализа природы локализуемого потенциала спектры ВФЛ регистрировались при различной энергии детектора на низкоэнергетическом крыле линии ФЛ, а также в максимуме линии ФЛ. Эти измерения показали идентичность спектров ВФЛ спектрам ФЛ с разницей только в интенсивности, что свидетельствует об отсутствии дальнедействующих флуктуаций потенциала, способных локализовать носители аналогично естественным квантовым точкам, согласно выводам работы [25]. В то же время наличие широких линий ФЛ свидетельствует о сильном беспорядке короткодействующего характера, что естественно связать с сильными флуктуациями состава и (или) дефектами интерфейса в результате послеростового отжига гетероструктур и вызванной

им диффузии. Кроме того, из независимости формы спектров ВФЛ от энергии детектирования следует, что максимумы спектров ВФЛ, соответствующие линиям свободных экситонов, также описывают экситонные линии поглощения, причем их спектральное положение и полуширина совпадают с хорошей точностью [25].

Энергия основного состояния свободного экситона на тяжелой дырке (далее просто экситон), найденная из спектров ВФЛ и обозначенная на рис. 2, 3 как hh (NMW), практически не зависит от магнитного поля и поэтому приписывается экситону, локализованному в НМЯ. Первое возбужденное состояние, обозначенное на рис. 2, 3 как hh (MW), в σ^+ -поляризации сильно сдвигается в сторону низких энергий с ростом B (вплоть до 30 мэВ), как это происходит в полумагнитных КЯ [26], и приписывается экситону, локализованному в МЯ. В поле $B_C \approx 6, 3$ и 2.5 Тл в а-ДКЯ с $L_B = 3, 4$ и 6 нм соответственно экситон в МЯ пересекает экситонный переход в НМЯ и становится ниже по энергии.

Интересное поведение демонстрируют спектры ФЛ (рис. 1). При малых B спектральная позиция и интенсивность линий ФЛ слабо зависят от поля, как это обычно имеет место в немагнитных КЯ. В больших полях, начиная с некоторого значения поля, соответствующего B_C ,

полученному из данных ВФЛ, σ^+ -поляризованная компонента начинает сильно сдвигаться в сторону низких энергий, а ее интенсивность I^+ монотонно возрастает, что характерно для экситонов в полумагнитных КЯ. Напротив, σ^- -компонента демонстрирует слабый сдвиг во всем диапазоне полей и соответствует излучательной рекомбинации экситонов в НМЯ. Ее интенсивность I^- при этом уменьшается, причем более сильное уменьшение наблюдается в а-ДКЯ с большей толщиной барьера L_B .

Отметим, что пространственно непрямой (межямный) экситон не наблюдался, что свидетельствует о сильной внутриямной локализации носителей, в первую очередь, тяжелых дырок, что также подтверждается расчетами, приведенными далее.

4. Обсуждение результатов

4.1. Общие замечания

В гетероструктурах CdTe/Cd(Mn,Mg)Te в силу пространственного квантования и латерального напряжения легкие дырки отщеплены выше по энергии, поэтому основным состоянием свободного экситона будет экситон на тяжелой дырке (hh), что было использовано при классификации в разд. 3.

В магнитном поле $B > 0$ спектральные линии свободных экситонов из МЯ (рис. 2) разделяются на две противоположно поляризованные компоненты, σ^+ и σ^- , отвечающие излучению „светлых“ экситонов с проекциями полного момента $J = +1$ и $J = -1$ соответственно [13]. Отметим, что порядок экситонных состояний на шкале энергий является обратным для НМЯ и МЯ. В полумагнитном полупроводнике CdMnTe основной вклад в спиновое магнитное расщепление обусловлен сильным обменным $s, p-d$ -взаимодействием между носителями заряда и локализованными магнитными ионами Mn, что приводит к гигантским величинам спинового расщепления ~ 100 мэВ (так называемый гигантский эффект Зеемана), соответствующим огромным (~ 100) положительным значениям эффективного g -фактора электрона (g_e) и отрицательным значениям g -фактора дырки (g_{hh}) [27]. Основное состояние экситона $J = +1$ в CdMnTe при $B > 0$ отвечает оптическому переходу между верхним состоянием валентной зоны Γ_8 с проекцией момента $J_z = -3/2$ и нижним состоянием зоны проводимости Γ_6 с проекцией спина $S_z = -1/2$ (рис. 4, *a*) [27]. Быстрая спиновая и энергетическая релаксация экситона из возбужденного состояния $J = -1$ в основное состояние $J = +1$ обусловлена тем же обменным $s, p-d$ -взаимодействием носителей и магнитных моментов Mn [28,29], что приводит к наблюдению в эксперименте только σ^+ -поляризованной компоненты в спектрах ФЛ при $B \gtrsim 1$ Тл как в случае объемных полумагнитных полупроводников, так и в случае двумерных (2D) гетероструктур, что и наблюдается в эксперименте (рис. 1).

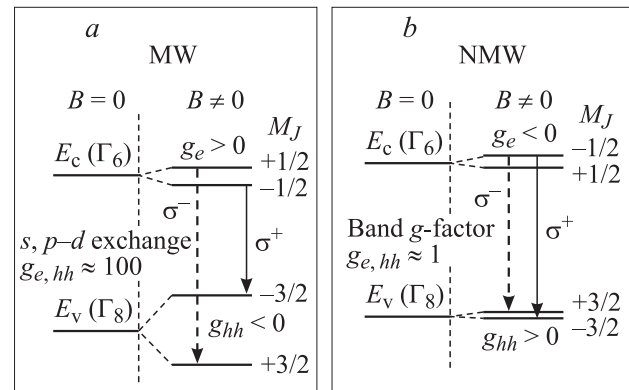


Рис. 4. Схема циркулярно-поляризованных оптических переходов при $B > 0$ (*a*) в магнитной квантовой яме (MW) и *b* — в немагнитной квантовой яме (NMW).

В немагнитном соединении (Cd,Mg)Te, напротив, g -фактор $g_e < 0$ и мал по абсолютной величине (~ 1), а $g_{hh} > 0$ и также мал [30]. Это приводит к тому, что в магнитном поле основным состоянием в НМЯ является экситон $J = -1$ (σ^- -поляризация, рис. 4, *b*). Спиновое расщепление экситонов в НМЯ мало и обычно не превышает 1 мэВ при $B \approx 10$ Тл [30], что существенно меньше спектральной полуширины линий излучения и поэтому не наблюдается в исследованных а-ДКЯ.

Большие значения спинового расщепления компонент $J = +1$ и $J = -1$ экситона в МЯ (рис. 1) свидетельствуют об эффективной диффузии Mg и Mn в глубь КЯ в результате кратковременного отжига а-ДКЯ. Концентрация атомов Mg (x_{Mg}) и Mn (x_{Mn}), оцененные из энергии экситонов при $B = 0$, а также из магнитопольных зависимостей энергий экситона (описание расчета представлено далее), составляют $x_{Mn} \approx 3.0, 5.1$ и 3.1% и $x_{Mg} \approx 4.1, 5.2$ и 4.4% в а-ДКЯ с $L_B = 3, 4$ и 6 нм соответственно. В малых полях $B < B_c$, когда энергия экситона в МЯ выше, чем в НМЯ, в спектрах ФЛ наблюдается только излучательная рекомбинация экситонов из НМЯ, что свидетельствует об эффективной межямной релаксации в НМЯ экситонов, нерезонансно возбужденных в МЯ. Ситуация сложнее в больших полях, при $B > B_c$, когда порядок энергий экситонов обратный. В σ^+ -поляризованных спектрах ФЛ наблюдается только излучательная рекомбинация экситонов из МЯ, в то время как интенсивность рекомбинации из НМЯ в σ^- -поляризации монотонно падает с полем, что в совокупности указывает на эффективную межямную релаксацию экситонов, нерезонансно возбужденных в НМЯ, в этом случае из НМЯ в МЯ. Анализ спектров ВФЛ (рис. 2), которые при $B < B_c$ регистрировались на низкоэнергетическом крыле линии ФЛ из НМЯ, а в высоких полях $B > B_c$ — на низкоэнергетическом крыле линии ФЛ из МЯ, показывает сравнимые интенсивности для линий свободных экситонов в обеих КЯ при всех значениях магнитного поля, что также

свидетельствует об эффективной межъямной релаксации резонансно возбужденных экситонов.

Таким образом, с одной стороны, результаты исследования ФЛ и ВФЛ свидетельствуют об эффективной межъямной релаксации (туннелировании) экситонов, фотовозбужденных как резонансно, так и нерезонансно. С другой стороны, неожиданно значительная интенсивность σ^- -поляризованной компоненты ФЛ из НМЯ в больших полях и при этом практически нерегистрируемая σ^+ -компонента ФЛ в спектральной позиции НМЯ (рис. 1) в условиях, когда спиновое расщепление экситонных состояний $J = +1$ в МЯ и $J = -1$ в НМЯ значительно превышает тепловую энергию, свидетельствуют о существенно неравновесном распределении спинов между туннельно-связанными КЯ, обусловленном подавлением спиновой релаксации между ямами. Более сильное уменьшение интенсивности ФЛ I^- в а-ДКЯ с большей толщиной барьера (рис. 1) не позволяет связать наблюдаемый эффект непосредственно с туннелированием носителей. Спин-зависимая межъямная релаксация противоположно поляризованных по спину экситонов указывает на необычную ситуацию, реализующуюся в исследованных а-ДКЯ. Такое необычное, на первый взгляд, поведение находит свое объяснение при детальном рассмотрении спиновой и энергетической релаксации в спин-зависимом потенциале исследованных гетероструктур.

4.2. Зонная схема в асимметричной двойной квантовой яме

Для понимания природы экситонных состояний и их участия в процессах переноса заряда мы произвели расчет одночастичных состояний, формирующих экситоны в исследованных а-ДКЯ: электронов в зоне проводимости Γ_6 и тяжелых дырок в валентной зоне Γ_8 [27]. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g от концентрации атомов Mg и Mn в тройных соединениях CdTe хорошо известна [26], магнитополевая зависимость E_g в полумагнитном барьере и МЯ описывается модифицированной функцией Бриллюэна с хорошо известными константами обменного s , p - d -взаимодействия [27]. Для расчета были использованы эффективные массы носителей в чистом CdTe [31]. Отношение разрывов в зоне проводимости и валентной зоне для гетерограницы CdTe/Cd(Mn,Mg)Te подробно исследовалось в работе [31] и подчиняется обычному для соединений $A^{II}B^{VI}$ правилу 2:1.

В данном расчете реальный потенциальный профиль зоны проводимости и валентной зоны структуры был аппроксимирован потенциалом прямоугольной формы. Такой выбор потенциала является предельно упрощенным, поскольку реальный потенциальный профиль сложнее и зависит как от условий роста, так и от послеростовой обработки [32]. Однако использованное упрощение, как оказалось, для изучаемых а-ДКЯ дает хорошее качественное и даже количественное описание

картины экситонных состояний как на тяжелой, так и на легкой дырке [33] и, более того, в различных низкоразмерных гетероструктурах с глубоким локализирующим потенциалом [34].

Экситонные эффекты, которые играют существенную роль в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах в силу усиления роли кулоновских корреляций с ростом размерного квантования носителей [13], в расчете учитывались согласно общему подходу, развитому в работе [35]. Такое приближение позволяет аккуратно (точность не хуже 1 мэВ даже для а-ДКЯ с сильной туннельной связью) рассчитать энергию связи экситона E_X в потенциале произвольной формы, что особенно существенно для гетероструктур со спин-зависимым от магнитного поля B потенциалом. Так, при $B = 0$ расчет дает практически совпадающие для обеих КЯ (МЯ и НМЯ) значения $E_X = 16.4, 17.1$ и 18.0 ± 0.2 мэВ в а-ДКЯ с $L_B = 3, 4$ и 6 нм соответственно. Несколько меньшие значения E_X в а-ДКЯ с малыми L_B отражают меньшую степень локализации электронов. Для сравнения отметим, что $E_X \approx 10$ мэВ в объемном CdTe [26]. Однако использованный подход имеет хорошую точность только в пределе $B \rightarrow 0$, систематически недооценивая энергию связи экситона в сильных магнитных полях, когда магнитная длина сравнивается с радиусом экситона в плоскости. Тем не менее использованное приближение позволяет качественно и полуколичественно проследить изменение энергии экситонного перехода с полем, поскольку, согласно оценкам на основе вариационных формул из той же работы [35], радиус внутриямных экситонов в плоскости во всех а-ДКЯ составляет ~ 7 нм и становится сравнимым с магнитной длиной только при $B \approx 13$ Тл. Приведенные на рис. 3 расчетные энергии экситонных переходов (сплошные и штриховые линии) вычислены в рамках описанного приближения и демонстрируют хорошее совпадение со значениями, найденными в эксперименте.

Расчитанные в рамках описанного подхода потенциальные профили зоны проводимости и валентной зоны с учетом гигантского спинового расщепления в МЯ и полумагнитном барьере, уровни энергии основного и 1-го возбужденного одночастичных состояний электронов ($e1$ и $e2$) и тяжелых дырок ($hh1$, $hh2$), а также их волновые функции $\Psi_e(z)$, $\Psi_h(z)$, где z — направление по нормали к плоскости КЯ, представлены на рис. 5 для а-ДКЯ с $L_B = 4$ нм в поле $B = 6$ Тл (рис. 5, *b*). Более высокие состояния электронов имеют энергии, близкие к энергии барьера, а у дырок — существенно отщеплены. Видно, что тяжелые дырки (далее просто дырки) сильно локализованы, что подтверждает классификацию экситонов как внутриямных. В то же время электроны, наоборот, заметно делокализованы. При $B > 0$ гигантский эффект Зеемана в МЯ и полумагнитном барьере существенно изменяет форму профиля потенциала и уровни энергии в МЯ, при этом основное изменение происходит в валентной зоне, поскольку константа обменного взаимодействия с магнитными ионами Mn в

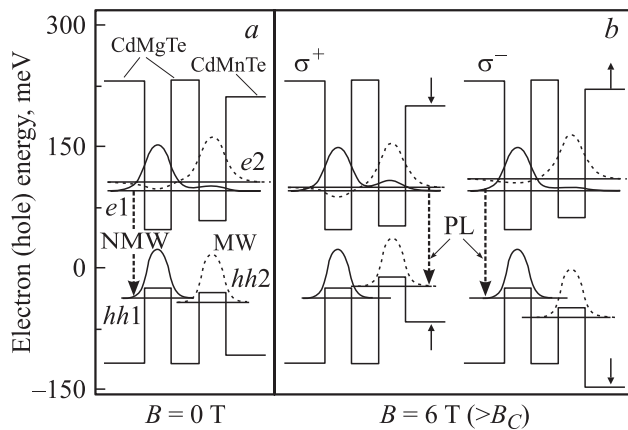


Рис. 5. Схемы профиля модельного потенциала и положение уровней энергии одночастичных состояний в а-ДКЯ с $L_B = 4$ нм при $B = 0$ (a) и при $B > B_C$ (b). Отдельно показаны профили для разных циркулярно-поляризованных переходов (символы σ^+ и σ^-). Штриховые стрелки показывают оптические переходы в каждой поляризации, короткие вертикальные стрелки — направление движения зон в магнитном поле.

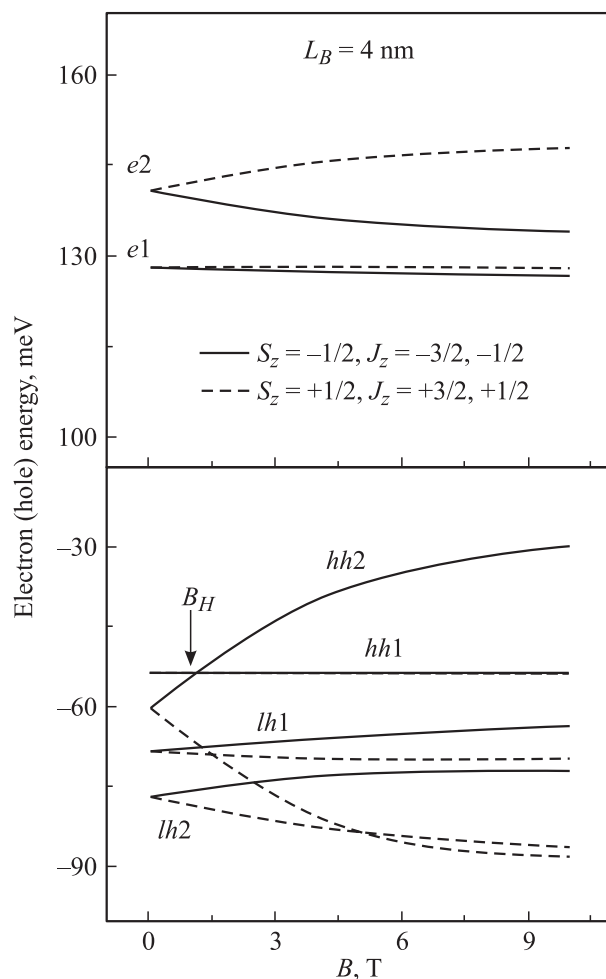


Рис. 6. Расчетные магнитополевые зависимости энергий одночастичных состояний в а-ДКЯ с $L_B = 4$ нм в модели потенциала на рис. 5.

CdMnTe у дырок в 4 раза больше, чем у электронов [27]. На рис. 6 приведены расчетные магнитополевые зависимости уровней энергии электронов и дырок для данной структуры. Видно, что уровни энергии дырок с $J_z = -3/2$ в НМЯ и МЯ, соответствующих переходам в σ^+ -поляризации, пересекаются и меняют порядок в поле $B_H \approx 1$ Тл, согласно расчетам, для всех а-ДКЯ. У электронов порядок уровней энергии не изменяется для всех значений поля.

4.3. Внутряямная и межъямная релаксация экситонов в асимметричной двойной квантовой яме

Как отмечалось, результаты исследования ВФЛ свидетельствуют об эффективной межъямной релаксации экситонов, возбужденных как нерезонансно, так и резонансно, причем направление туннелирования определяется значением энергии экситонного перехода. Важно подчеркнуть, что туннелирование идет из КЯ с большей энергией экситонного перехода в КЯ с меньшей энергией экситона независимо от взаимного положения уровней энергии одночастичных состояний, полученных из анализа одночастичных расчетов для электронов и дырок. Так, расчет показывает запрет туннелирования носителей со дна 2D зоны ($\mathbf{k} = 0$): для дырок из МЯ в НМЯ при $B_H < B < B_C$, а электронов из НМЯ в МЯ при всех полях и во всех структурах (рис. 5), что противоречит наблюдаемой в эксперименте картине. Важная роль кулоновских корреляций была отмечена еще при исследовании туннельных процессов в гетероструктурах на основе соединений $A^{III}B^V$, где экситонные эффекты выражены слабее [12].

На рис. 5 показано, что для экситона $J = -1$ в НМЯ (σ^- -конфигурация) энергетически невыгодны как одночастичная межъямная релаксация отдельно электронов и дырок, так и туннелирование экситона как целого при $B > B_C$. Только спин-флип дырки или экситона как целого изменит форму потенциального профиля, „видимую“ носителями, на σ^+ -конфигурацию, энергетически выгодную для туннелирования из НМЯ в МЯ как дырок, так и экситонов. Именно необходимость такого дополнительного процесса спиновой релаксации может объяснить наблюдаемое в эксперименте ослабление межъямной релаксации и, следовательно, конечную величину интенсивности σ^- -поляризованной компоненты в спектрах ФЛ экситонов из НМЯ при $B > B_C$ (рис. 2).

Важная роль спиновой релаксации была отмечена еще на начальном этапе исследований динамики экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs при $B = 0$ [36], при этом наблюдалась сильная деполаризация с ростом энергии возбуждения. Результаты работы [36] были объяснены в рамках спиновой релаксации электронов на этапе их горячей энергетической релаксации. Анализ показал, что основным механизмом спиновой релаксации в нулевом магнитном поле является механизм Дьяконова–Переля.

Детальные исследования на высококачественных образцах GaAs/AlGaAs с широким набором ширин КЯ [37] в совокупности с расчетами, учитывающими как эффекты смешивания в валентной зоне, так и смешивания экситонных состояний в КЯ, подтвердили результаты [36]. В то же время механизм Дьяконова–Переля в высоких магнитных полях $B \gtrsim 5$ Тл подавляется до наносекундного временного масштаба как в классическом [38], так и в квантовом пределах [39], что больше характерных времен излучательной рекомбинации экситонов в КЯ (~ 100 пс), и поэтому предполагается несущественным при $B > B_C$. Дырки в обеих ямах сильно внутриямно локализованы (рис. 5), поэтому дырка в НМЯ не может релаксировать свой спин посредством очень эффективного обменного p - d -взаимодействия с магнитными ионами Mn, находящимися в МЯ. Электрон в НМЯ, соответствующий экситону с $J = -1$, несмотря на значительную делокализацию, также не может релаксировать свой спин путем s - d -обмена, поскольку его состояние со спином $S_z = +1/2$ является основным состоянием в НМЯ.

При нерезонансном фотовозбуждении, используемом в эксперименте, генерируются носители с большими значениями квазиимпульса \mathbf{k} . Процесс релаксации таких носителей можно условно разбить на два основных этапа: после быстрой субпикосекундной эмиссии LO фононов [44] горячие носители могут связываться в экситоны с большими \mathbf{k} в течение нескольких десятков пикосекунд [45]. На втором этапе — значительно медленнее, в течение сотен пикосекунд, горячие экситоны и (или) свободные носители релаксируют кинетическую энергию движения в плоскости ко дну 2D зоны ($\mathbf{k} = 0$) путем испускания акустических фононов [45,46]. Схематически эти процессы релаксации энергии (импульса) представлены на рис. 7. В процессе горячей энергетической релаксации экситоны в НМЯ с $J = -1$ могут совершить спин-флип и перейти в состояние с $J = +1$. В настоящее время установлено и детально изучено, что за спиновую релаксацию экситонов в немагнитных КЯ отвечают два наиболее сильных механизма: дальнедействующая часть обменного взаимодействия электрона и дырки [47] и одночастичный спин-флип тяжелой дырки [48]. Оба механизма спиновой релаксации имеют сильную зависимость от квазиимпульса: первый — в силу специфики обменного взаимодействия [47], второй — в меру смешивания состояний тяжелой и легкой дырок в валентной зоне [48], при этом эффективность (темп) обоих механизмов растет с ростом \mathbf{k} . При больших \mathbf{k} , соответствующих кинетической энергии в плоскости $\gtrsim 10$ мэВ, время спиновой релаксации свободной дырки может сократиться до 10 пс и менее при упругом рассеянии на статических дефектах, таких как заряженные примеси или флуктуации состава сплава [48]. Такие быстрые времена спиновой релаксации дырок были действительно зарегистрированы в экспериментах с временным разрешением в легированных КЯ на основе InGaAs/GaAs и GaAs/AlGaAs при избыточной энергии

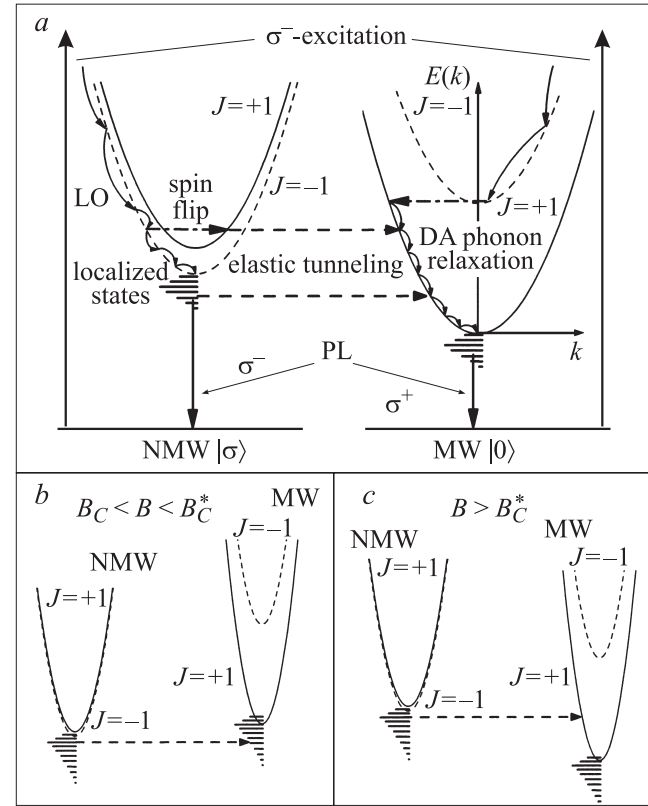


Рис. 7. Упрощенная схема внутриямной релаксации энергии (импульса) и межъямного туннелирования экситонов при $B > B_C$ (a). Отмечены различные процессы неупругой релаксации на LO и акустических (DA) фононах, а также упругой релаксации (спин-флип и туннелирование); b, c — два режима туннелирования из немагнитной квантовой ямы: b — в хвост локализованных экситонных состояний в магнитной квантовой яме при $B_C < B < B_C^*$ и c — в зону свободных состояний при $B > B_C^*$.

фотовозбуждения 20–35 мэВ [40,41]. Влияние энергии возбуждения на кинетику поляризационно-разрешенной ФЛ наблюдалось также в полумагнитных гетероструктурах [42,43]. Важно отметить, что одночастичный спин-флип тяжелой дырки имеет сильную зависимость от расщепления тяжелой и легкой дырок Δ_{hh-lh} и существенно возрастает при уменьшении Δ_{hh-lh} , в то время как обменный механизм зависит от Δ_{hh-lh} лишь в следующем порядке теории возмущений [47–49].

В ходе горячей релаксации в НМЯ экситоны с $J = -1$ могут релаксировать свой спин посредством дальнедействующей части обменного взаимодействия [47]. Характерные времена спиновой релаксации для экситонов, термализованных на дне двумерной зоны, для этого механизма составляют десятки пикосекунд [47], т.е. данный механизм является эффективным. С другой стороны, обменный механизм подавляется в магнитном поле [47], как и механизм Дьяконова–Переля. Горячая дырка с $\mathbf{k} \neq 0$ также может совершить спин-флип посредством одночастичного механизма, описанного вы-

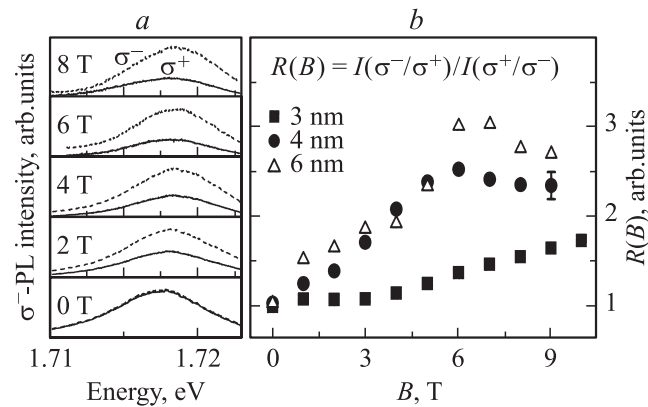


Рис. 8. *a* — σ^- -поляризованная компонента фотолуминесценции из немагнитной квантовой ямы в а-ДКЯ с $L_B = 6$ нм при обеих поляризациях возбуждающего лазера (σ^- -штриховые линии и σ^+ — сплошные линии) с подбарьерной энергией возбуждения; *b* — отношение интенсивностей $R(B) = I^-(\sigma^-)/I^-(\sigma^+)$, измеренных при σ^- - и σ^+ -возбуждении соответственно, для структур с $L_B = 3, 4$ и 6 нм в зависимости от магнитного поля.

ше [48]. Спин-флип дырки возможен также, когда она связана в экситон, поскольку дырка обладает частью полного квазиимпульса экситона. После любого события спиновой релаксации, при $B > B_C$ экситон с $J = -1$ может эффективно туннелировать из НМЯ в МЯ, в основное состояние с $J = +1$. Для полноты необходимо отметить, что одночастичный спин-флип дырки, связанной в экситон с $J = -1$, переводит экситон из „светлого“ состояния в оптически неактивное состояние с $J = +2$ (так называемый „темный“ экситон). Для такого экситона также является энергетически выгодной дальнейшая релаксация в МЯ.

Таким образом, нерезонансно-фотовозбужденные экситоны с $J = -1$ при $B > B_C$ эффективно теряют начальную спиновую ориентацию в ходе горячей релаксации и релаксируют (туннелируют) в основное экситонное состояние $J = +1$ в МЯ. Эффект должен быть сильнее выражен в структурах с меньшей величиной Δ_{hh-lh} в НМЯ, что полностью соответствует эксперименту: наблюдаемая в а-ДКЯ спиновая деполаризация растет с ростом L_B , а измеренные методом ВФЛ значения $\Delta_{hh-lh} \approx 35, 19$ и 15 мэВ в а-ДКЯ с $L_B = 3, 4$ и 6 нм (рис. 3), соответственно, уменьшаются. Сильная зависимость от величины расщепления уровней тяжелой и легкой дырок указывает на преобладающий вклад одночастичного механизма спиновой релаксации тяжелой дырки.

Рассмотренная выше картина показывает, что интенсивность σ^- -компоненты, соответствующей излучательной рекомбинации $J = -1$ экситонов из НМЯ, отражает взаимодействие различных процессов энергетической и спиновой релаксации экситонов, как внутриямной, так и межъямной, идущих одновременно. В зависимости от знака проекции момента фотовозбужденно-

го экситона межъямное туннелирование энергетически выгодно или невыгодно, поэтому можно ожидать зависимость интенсивности I^- в НМЯ от поляризации фотовозбуждения. Для проверки этого предположения σ^- -поляризованная ФЛ из НМЯ регистрировалась при обеих поляризациях возбуждающего лазера. Полученные таким образом спектры для а-ДКЯ с $L_B = 6$ нм представлены на рис. 8, *a*, а отношение интенсивностей $R(B) = I^-(\sigma^-)/I^-(\sigma^+)$, измеренных при σ^- - и σ^+ -возбуждении соответственно, на рис. 8, *b*. При этом σ^+ -компонента ФЛ из НМЯ не наблюдается также и при σ^+ -возбуждении. Из рисунка видно, что магнитное поведение отношения $R(B)$ является специфическим для каждой структуры. Так, в а-ДКЯ с $L_B = 3$ нм величина $R(B)$ монотонно растет с полем, в то время как в двух других структурах зависимость от B более сложная: $R(B)$ сначала возрастает, при $B_C^* \approx 6-7$ Тл имеет слабо выраженный максимум, а затем медленно монотонно уменьшается при больших B . Отметим, что B_C^* соответствует пересечению уровня энергии локализованных экситонов в НМЯ, определенного из спектров ФЛ, и уровня энергии свободного экситона в МЯ, определенного из спектров ВФЛ (рис. 3). Отсутствие максимума в а-ДКЯ с $L_B = 3$ нм также коррелирует с отсутствием пересечения соответствующих уровней в этой структуре.

4.4. Феноменологическая кинетическая модель асимметричной двойной квантовой ямы

Свободные экситоны, релаксировавшие ко дну 2D зон в каждой КЯ, далее могут рекомбинировать излучательно вблизи светового конуса $\mathbf{k} = 0$ или локализоваться на флуктуациях потенциала [12]. Отношение характерных времен излучательной рекомбинации экситонов τ_{rad} и локализации τ_{loc} , так же как и природа локализуемого потенциала, определяют форму экситонной линии ФЛ. Известно, что локализация экситонов на флуктуациях потенциала в гетероструктурах на основе $\text{Al}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ является наиболее быстрым процессом с характерным временем десятка пикосекунд (см., например, [50]), что приводит к существенному стоксовому сдвигу линии стационарной ФЛ.

Экспериментальный обнаруженный максимум в отношении $R(B)$ при значении поля $B_C^* > B_C$, соответствующем энергии именно локализованных, а не свободных экситонов в НМЯ, является указанием на тот факт, что для экситонов, срелаксировавших на дно 2D зоны после этапа горячей энергетической релаксации, локализация на флуктуациях потенциала быстрее межъямной релаксации. Чтобы описать наблюдаемую в эксперименте картину, мы провели анализ стационарной населенности спин-расщепленных состояний локализованных в НМЯ экситонов при $B > B_C$ на основе кинетической модели, эмпирически учитывающей межъямную релаксацию экситонов как в ходе горячей релаксации носителей, так и межъямную релаксацию локализованных экситонов.

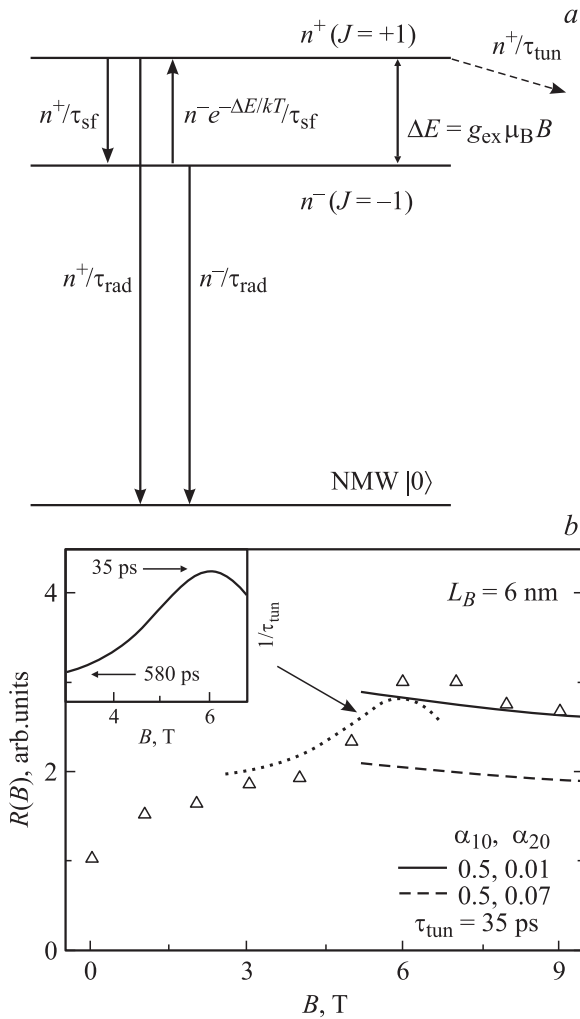


Рис. 9. *a* — схема кинетической модели для локализованных в немагнитной квантовой яме спин-расщепленных „светлых“ состояний экситонов ($J = \pm 1$) при $B > B_C$; *b* — результаты расчета $R(B)$ в рамках модели при различных значениях параметров (см. разд. 4.4). Символы — экспериментальные данные по $R(B)$ для а-ДКЯ с $L_B = 6$ нм. На вставке — модельная зависимость $\tau_{\text{tun}}(B)$ для диапазона полей от B_C до B_C^* ; результаты расчета с таким выбором показаны пунктирной кривой.

Рассмотренная стационарная кинетическая модель для изученных а-ДКЯ представлена на рис. 9, *a* и учитывает только переходы между состояниями „светлых“ экситонов, пренебрегая одночастичными процессами спин-флипа электронов и дырок, которые ведут к заселению „темных“ состояний экситонов. Несмотря на такое упрощение, как было показано в работах [51,52], такие модели дают качественное и даже полуколичественное описание стационарных и кинетических характеристик „светлых“ экситонов в одиночных КЯ. В пользу такого упрощения в рассматриваемой ситуации говорят два обстоятельства: 1) механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля как для электронов, так и для дырок подавляется в магнитном поле; 2) одночастичный спин-

флип термализованной тяжелой дырки на дне 2D-зоны (малые k) также существенно замедляется.

Отличительной особенностью рассматриваемой модели является наличие члена, описывающего необратимое туннелирование экситонов из НМЯ в МЯ в полях $B > B_C$, со временем туннелирования $\tau_{\text{tun}}(B)$. Ожидается, что только физически адекватный выбор этого параметра модели будет давать качественное описание экспериментальной ситуации. Действительно, приведенный далее анализ интенсивностей ФЛ на основе рассмотренной модели в стационарных условиях фотовозбуждения качественно и даже количественно близко описывает эксперимент, основываясь на описанной выше физической картине.

Система уравнений рассмотренной модели (при $B > B_C$) выглядит так:

$$\frac{dn^+}{dt} = G^+ - \frac{n^+}{\tau_{\text{rad}}} - \frac{n^+}{\tau_{\text{sf}}} + \frac{n^-}{\tau_{\text{sf}}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) - \frac{n^+}{\tau_{\text{tun}}(B)}, \quad (1)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = G^- - \frac{n^-}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{n^+}{\tau_{\text{sf}}} - \frac{n^-}{\tau_{\text{sf}}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (2)$$

Величины n^+ и n^- представляют населенности состояний локализованных в НМЯ экситонов на верхнем уровне с $J = +1$ (σ^+ -поляризация ФЛ) и нижнем уровне с $J = -1$ (σ^- -поляризация), G^+ и G^- представляют скорости генерации экситонов в этих состояниях после горячей релаксации экситонов и их локализации. $\Delta E = g_{\text{ex}} \mu_B B$ — зеемановское расщепление состояний экситонов $J = +1$ и $J = -1$, где $g_{\text{ex}} = g_{hh} - g_e \approx 2.1$ есть эффективный g -фактор экситона в КЯ CdTe/CdMgTe [30]. Больцмановский множитель τ_{sf} описывает неравенство скоростей спиновой релаксации вверх и вниз по энергии. Последний член в (1) учитывает туннелирование экситонов с $J = +1$ из НМЯ в МЯ в рассматриваемом диапазоне полей. Для анализа было выбрано $\tau_{\text{rad}} = 100$ пс, независимое от B и характерное для КЯ на основе CdTe [53,54]. Литературных данных о времени спиновой релаксации термализованных экситонов τ_{sf} гораздо меньше. Было выбрано значение $\tau_{\text{sf}} = 40$ пс, найденное в экспериментах с временным разрешением при возбуждении, близком к резонансному [54], и отвечающее спиновой релаксации экситонов за счет дальнедействующей части обменного взаимодействия.

Как оказалось, результаты расчетов в рамках данной модели чувствительны к адекватному описанию скоростей генерации локализованных экситонов G^+ и G^- после горячей релаксации экситонов, сопровождающейся также их спиновой деполяризацией. Для σ^- -поляризации возбуждения мы представили эти величины как

$$G^+ = G_0 \alpha_2(B), \quad G^- = G_0 [1 - \alpha_1(B)]. \quad (3)$$

Такой выбор моделирует горячую деполяризацию экситонов путем введения феноменологических параметров $\alpha_2(B)$ и $\alpha_1(B)$, которые должны отвечать условию $\alpha_2(B) \ll \alpha_1(B)$. Это условие и уравнение (3) описывают два факта: 1) часть $\alpha_1(B)$ фотовозбужденных экситонов с $J = -1$ совершили спин-флип и перешли в состояния с $J = +1$ и 2) только другая, очень малая часть $\alpha_2(B)$ экситонов с $J = +1$ срелаксировала и локализовалась в НМЯ. Очевидно, $\alpha_1(B) - \alpha_2(B)$ представляет часть экситонов, которые туннелировали в МЯ при $B > B_C$. Были выбраны следующие феноменологические зависимости:

$$1 - \alpha_1(B) = \frac{1 - \alpha_{01}}{1 + B/B_1}, \quad \alpha_2(B) = \frac{\alpha_{02}}{1 + B/B_2}, \quad (4)$$

как монотонно убывающие с магнитным полем функции, с целью описать тот факт, что общая интенсивность ФЛ из НМЯ уменьшается с ростом B . Для возбуждения в σ^+ -поляризации мы применили другие, меньше чем для σ^- -поляризации, величины скоростей генерации:

$$G^+ = G_0 \frac{1 - \alpha_1(B)}{\gamma(B)}, \quad G^- = \frac{G_0 \alpha_2(B)}{\gamma(B)}, \quad (5)$$

которые меньше по сравнению с σ^- -возбуждением на фактор

$$\gamma(B) = \frac{1 + \gamma_0}{1 + B/B_3},$$

отражающим тот факт, что фотовозбужденные экситоны с $J = +1$ имеют большую вероятность туннелировать в МЯ в ходе энергетической релаксации, минуя этап спин-флипа.

В стационарном случае, когда производные равны нулю, расчет сводится к решению системы четырех уравнений с четырьмя неизвестными и является элементарным. Результаты расчета искомого отношения интенсивностей ФЛ из НМЯ при разных поляризациях возбуждения $R(B) = I^-(\sigma^-)/I^-(\sigma^+) = n^-(\sigma^-)/n^-(\sigma^+)$ вместе с экспериментальными данными представлены на рис. 9, *b* для независимого от поля $\tau_{\text{tun}} = 35$ пс (сплошная кривая) и следующего набора подгоночных параметров: $\alpha_{01} = 0.5$, $\alpha_{02} = 0.01$, $\gamma_0 = 0.1$, $B_1 = 5$, $B_2 = 10$ и $B_3 = 15$. Рассчитанная в этом случае зависимость $R(B)$ монотонно убывает с ростом поля при $B > B_C^*$ в соответствии с экспериментом.

Чтобы описать быстрый рост и максимум $R(B)$ в интервале полей от B_C до B_C^* , наблюдаемые в эксперименте, мы выбрали $\tau_{\text{tun}}(B)$ с минимумом при B_C^* , в виде лоренциана

$$\frac{1}{\tau_{\text{tun}}(B)} = \frac{A}{(B - B_C^*)^2 + \delta B^2}$$

с максимумом при $B_C^* = 6$ Тл и параметрами, равными $A = 0.073$, $\delta B = 1.6$ Тл. Рассчитанная зависимость $R(B)$ при таком выборе времени туннелирования представлена на рис. 9, *b*, а обратное время в зависимости от магнитного поля $1/\tau_{\text{tun}}(B)$ показано на вставке. Видно хо-

рошее соответствие с экспериментом, подтверждающее наш выбор. Резонансный характер $\tau_{\text{tun}}(B)$ также можно получить непосредственно, решая систему уравнений модели. В пределе $\alpha_{02} \rightarrow 0$, отвечающем отсутствию излучательной рекомбинации из НМЯ в σ^+ -поляризации, точное выражение для отношения имеет вид

$$R(B) = \gamma(B) \left\{ 1 + \tau_{\text{sf}} \left[\frac{1}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{tun}}(B)} \right] \right\},$$

из которого следует необходимость резонансного поведения $1/\tau_{\text{tun}}(B)$ для описания максимума в $R(B)$ при $B = B_C^*$. Далее мы обсудим физические причины такого резкого роста темпа туннелирования $1/\tau_{\text{tun}}(B)$ при $B \rightarrow B_C^*$.

Оказалось, что результаты модельных расчетов изменятся незначительно, если варьировать параметры B_1 , B_2 и B_3 , которые оказывают только незначительное, второстепенное влияние на окончательный результат. И напротив, определяющее влияние на зависимость $R(B)$ оказывает выбор параметров α_{01} , α_{02} и γ_0 , которые описывают деполяризацию экситонов и уход из НМЯ (межъямную релаксацию) на этапе горячей релаксации. Так, например, из приведенного выше качественного анализа процессов внутриямной и межъямной релаксации (разд. 4.3) следует предположить, что параметр α_{02} должен быть существенно мал, чтобы описать незначительную интенсивность ФЛ из НМЯ в σ^+ -поляризации при $B > B_C$. На рис. 9, *b* приведен также расчет для большего значения параметра $\alpha_{02} = 0.07$ (штриховая линия), при прочих равных величинах, как и для постоянной $\tau_{\text{tun}} = 35$ пс. Видно, что в этом случае расчетная зависимость $R(B)$ идет значительно ниже экспериментальной, что подтверждает описанные выше качественные соображения.

Таким образом, приведенный выше стационарный анализ населенностей экситонных состояний на основе простой модели, феноменологически описывающей деполяризацию горячих экситонов в условиях нерезонансного фотовозбуждения, дает качественное и даже количественно близкое описание поведения интенсивности ФЛ от поляризации возбуждения, наблюдаемой в эксперименте, основываясь на предложенной ранее в разд. 4.3 физической картине явления. В то же время подчеркнем, что в силу феноменологического характера модели заложенные в расчеты параметры, в первую очередь τ_{tun} , не являются подгоночными и носят, скорее, иллюстративный характер. Однозначное определение $\tau_{\text{tun}}(B)$ требует экспериментов с временным разрешением.

4.5. Механизмы туннелирования в асимметричной двойной квантовой яме

Быстрый рост и максимум $R(B)$ при $B_C < B < B_C^*$ становятся понятными из анализа процессов межъямного туннелирования (рис. 7, *a*). Поскольку разница уровней энергии экситонов в соседних КЯ $\Delta E_{\text{сх}}$ в этом

интервале полей меньше энергии оптического фонона в CdTe (21 мэВ), единственно возможными механизмами межъямной релаксации являются упругое или квазиупругое рассеяние на статических дефектах, таких как примеси, дефекты интерфейса и флуктуации состава сплава [16], особенно в условиях сильного беспорядка в исследованных а-ДКЯ, вызванного кратковременным послеростовым отжигом. Рассеяние на акустических (ДА) фононах имеет времена на порядки длиннее, чем τ_{rad} , и поэтому неэффективно в данном случае [15,55].

При $B < B_C^*$ экситоны, локализованные на флуктуациях потенциала в НМЯ, могут упруго туннелировать только в хвост локализованных экситонных состояний в МЯ (рис. 7, b). Вероятность такого туннелирования пропорциональна плотности локализованных экситонных состояний [56] и поэтому должна резко возрастать при приближении ко дну зоны свободных экситонов в МЯ и иметь максимум при слиянии с ней. Именно это и наблюдается в эксперименте, при этом выбор $1/\tau_{\text{tun}}(B)$ в виде лоренциана хорошо описывает зависимость $R(B)$ в этом интервале полей. Из вставки на рис. 9 видно, что модельное время туннелирования меняется больше чем на порядок.

При $B > B_C^*$, когда дно зоны свободных экситонов в МЯ опустилось ниже энергии локализованных экситонов в НМЯ (рис. 7, c), открывается возможность туннелирования в зону свободных экситонных состояний в МЯ. Хорошее соответствие модельного расчета с постоянным $\tau_{\text{tun}}(B)$ указывает на такие механизмы упругого туннелирования, как рассеяние на примеси, дефекты интерфейса и флуктуации состава сплава [16]. Упругое рассеяние на заряженной примеси не должно быть существенно в данных номинально нелегированных структурах, о чем свидетельствуют, во-первых, отсутствие заметных спектральных особенностей, характерных для связанных на примесях экситонов, и, во-вторых, ожидаемая сильная зависимость $\tau_{\text{tun}}(B)$ от разности квазиимпульсов начального и конечного состояний ΔK_{ex} , присущая рассеянию носителей на кулоновской примеси [16].

Рассматривая проблему туннелирования экситонов как рассеяние между слабо туннельно-связанными экситонными состояниями в НМЯ и МЯ, мы будем основываться на теории, развитой в работах [57,58]. Сначала рассмотрим рассеяние на флуктуациях состава сплава [57]. Из анализа формул (10)–(14) этой работы следует, что темп рассеяния между экситонными состояниями не зависит от переданного квазиимпульса экситона ΔK_{ex} (обозначенного в [57] как Q_{\parallel}), до тех пор пока ΔK_{ex} меньше обратного радиуса Бора 2D экситона R_X в плоскости (обозначенного в [57] как параметр вариационной волновой функции экситона β). Это условие эквивалентно условию $\Delta E_{\text{ex}} < E_X$ — энергии связи экситона, которая, согласно нашим расчетам (разд. 4.2 и работа [33]), составляет 14–18 мэВ во всем диапазоне полей, что больше $\Delta E_{\text{ex}} \lesssim 10$ мэВ (рис. 3). Аналогичные

соображения применимы в случае рассеяния на дефектах интерфейса [58]. Условием независимости $\tau_{\text{tun}}(B)$ от ΔK_{ex} является малость характерного размера дефекта интерфейса в плоскости меньше R_X (формула (6) из работы [58]), что, по-видимому, выполняется для флуктуаций интерфейса ближнего порядка, предполагаемых в изучаемых а-ДКЯ. Таким образом, соответствие эксперимента и расчета при $\tau_{\text{tun}}(B)$, не зависящем от ΔE_{ex} начального и конечного экситонных состояний, указывает на такие механизмы туннелирования, как рассеяние на дефектах интерфейса и (или) флуктуациях состава сплава [16].

Необходимо отметить, что попытка объяснить эффективную межъямную релаксацию экситонов, возбуждаемых как нерезонансно (в экспериментах по ФЛ), так и резонансно (в экспериментах по ВФЛ), наталкивается на трудности принципиального характера. Полуклассический расчет времен туннелирования для одночастичных состояний [59] дает большие значения τ_{tun} для тяжелых дырок в а-ДКЯ с широким барьером. Оцененные таким образом τ_{tun} при $B = 0$ (из МЯ в НМЯ) составляют ~ 10 пс, 70 пс и 3 нс для а-ДКЯ с $L_B = 3, 4$ и 6 нм соответственно, что вступает в противоречие с наблюдаемым в эксперименте эффективным туннелированием экситонов в структуре с $L_B = 6$ нм, поскольку в КЯ CdTe/CdMnTe $\tau_{\text{rad}} \approx 80$ –150 пс [15,53,54].

Такая ситуация не является специфической для данных структур, а проявилась еще в начале исследования туннельных явлений в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах [12]. Было отмечено, что без учета смешивания состояния тяжелой и легкой дырок в валентной зоне расчетные времена туннелирования могут на несколько порядков превышать наблюдаемые в эксперименте, и только учет смешивания дырочных состояний позволяет объяснить высокий темп туннелирования [4]. Сильное влияние смешивания в валентной зоне на межъямную релаксацию носителей в а-ДКЯ было предсказано теоретически [17] и обнаружено экспериментально [18]. Смешивание уровней энергии тяжелой и легкой дырок приводит к усилению туннельного эффекта при рассеянии как на акустических фононах [55], так и при упругом рассеянии на статических дефектах [16]. Так, данное в работе [55] точное решение одночастичного (т.е. без учета экситонных эффектов) туннелирования тяжелой дырки с учетом смешивания в валентной зоне показало, что при отходе от точного резонанса энергий тяжелой дырки в соседних ямах ($\Delta E_{\text{ex}} = 0$) показатель туннельной экспоненты определяется массой легкой дырки (формулы (30)–(32) в [55]). Оценка для исследованных а-ДКЯ условий перехода к туннелированию через примешивание состояния легкой дырки на основе подхода работы [55] показала, что смена режимов туннелирования наступает при $\Delta E_{\text{ex}} > 2$ мэВ, т.е. практически во всем диапазоне полей, кроме узкого интервала вблизи $B_H \approx 1$ Тл (рис. 6, указано стрелкой). Учет экситонных эффектов

модифицирует результаты одночастичной теории туннелирования, как было показано в работах [4], однако полное и последовательное описание туннелирования экситонов с учетом смешивания состояний тяжелой и легкой дырок в валентной зоне в настоящее время отсутствует.

Как уже отмечалось ранее, эксперимент свидетельствует о важности экситонных эффектов в процессах переноса заряда в а-ДКЯ на основе соединений $A^{II}B^{VI}$, в том числе и в исследованных. Так, например, направление туннелирования определяется взаимным положением значений энергий внутриямных экситонов, а не одночастичных уровней энергии электронов и дырок. С одной стороны, такой параметр смешивания дырочных состояний в валентной зоне, как $\Delta_{hh-lh} = 15$ мэВ, не превышает энергию связи экситона $E_X \approx 18$ мэВ для а-ДКЯ с $L_B = 6$ нм, что указывает на важность учета смешивания тяжелой и легкой дырок. С другой стороны, расчет волновых функций состояний легких дырок показал их сильную делокализацию во всех а-ДКЯ [33]. Эти данные дают нам основание предположить, что именно смешивание дырочных состояний в валентной зоне является ключевым фактором, определяющим высокую эффективность межъямного туннелирования в а-ДКЯ с широким барьером.

В а-ДКЯ с толстыми туннельными барьерами наиболее обсуждаемыми альтернативными механизмами межъямной релаксации экситонов является перенос экситонов за счет диполь-дипольного взаимодействия экситонов или обмена фотонов [8,19–21]. Как показывают теоретические оценки [20], при определенных условиях их эффективность может достигать высоких значений, достаточных для объяснения наблюдаемых в эксперименте темпов туннелирования [8,19,21]. В целом можно заключить, что точного ответа на природу туннелирования в гетероструктурах со слабой туннельной связью в настоящее время нет.

5. Заключение

В работе изучены магнитооптические и поляризационные характеристики стационарной ФЛ в полумагнитных а-ДКЯ на основе соединений $Cd(Mn,Mg)Te$, подвергнутых быстрому термическому отжигу. Внедрение магнитных и немагнитных примесей в глубь исходно одинаковых $CdTe$ КЯ, разделенных немагнитным межъямным барьером, но с асимметричными внешними барьерами, приводит к существенной модификации энергий внутриямных экситонов и их магнитополевых зависимостей. Установлено, что излучательная рекомбинация экситонов в таких структурах зависит от взаимного положения значений энергий внутриямных экситонов и имеет несколько характерных режимов. В малых полях, когда экситон в магнитной яме выше по энергии, происходит полная межъямная релаксация экситонов в немагнитную яму. После пересечения уровней, при

$B > B_C$, наблюдается неполная межъямная релаксация экситонов, свидетельствующая о неравновесном спиновом распределении в а-ДКЯ.

Анализ зонной структуры а-ДКЯ показал, что спиновая релаксация экситонов в немагнитной яме на этапе их горячей энергетической релаксации является определяющим фактором, влияющим на внутриямную и последующую межъямную релаксацию противоположно поляризованных по спину экситонов в спин-зависимом потенциале а-ДКЯ. Эксперимент свидетельствует, что межъямная спиновая релаксация экситонов определяется в первую очередь смешиванием состояний валентной зоны в немагнитной яме, управляемым таким параметром смешивания, как расщепление уровней энергий тяжелой и легкой дырок Δ_{hh-lh} . На основании этого сделан вывод о преобладающем вкладе одночастичного механизма спиновой релаксации тяжелой дырки.

Обнаружено, что интенсивность излучательной рекомбинации из немагнитной ямы при $B > B_C$ зависит от поляризации фотовозбуждения, причем в отношении интенсивностей, измеренных при различных циркулярных поляризациях возбуждения, имеется максимум при $B_C^* > B_C$. Максимум соответствует пересечению уровней локализованных экситонов в немагнитной КЯ и свободных экситонов в магнитной КЯ и разделяет два режима туннелирования из немагнитной КЯ: 1) в хвост локализованных экситонных состояний в магнитной КЯ при $B < B_C^*$ и 2) в зону свободных состояний при $B > B_C^*$.

Анализ стационарных населенностей экситонных состояний в немагнитной яме на основе кинетической модели, феноменологически описывающей деполяризацию горячих экситонов в условиях нерезонансного фотовозбуждения и учитывающей внутриямную и межъямную релаксацию, дает качественное описание экспериментальных данных. Из анализа следует определяющая роль таких механизмов межъямной релаксации, как упругое туннелирование через рассеяние на дефектах интерфейса и флуктуациях состава сплава.

В целом эксперимент показал важность экситонных эффектов в процессах межъямной релаксации экситонов, в частности направление туннелирования определяется значением энергии экситонного перехода, а не уровней энергии одночастичных состояний электронов и дырок. Малость величины Δ_{hh-lh} , которая меньше или равна энергии связи экситона, указывает на необходимость учета смешивания состояний тяжелой и легкой дырок в валентной зоне для объяснения высокой эффективности межъямного туннелирования экситонов, наблюдаемой для а-ДКЯ с широким барьером, в условиях, когда одночастичное туннелирование тяжелой дырки неэффективно.

Работа поддержана проектами РФФИ № 06-02-17404 и 07-02-01299.

Список литературы

- [1] L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. *Nature*, **418**, 751 (2002).
- [2] L. Esaki. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-22**, 1611 (1986).
- [3] S. Ten, F. Henneberger, M. Rabe, N. Peyghambarian. *Phys. Rev. B*, **53**, 12637 (1996).
- [4] R. Ferreira, C. Delalande, H.W. Liu, G. Bastard, B. Etienne, J.F. Palmier. *Phys. Rev. B*, **42**, 9170 (1990).
- [5] M. Bayer, V.B. Timofeev, F. Faller, T. Gutbrod, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **54**, 8799 (1996).
- [6] А.А. Дремин, В.Б. Тимофеев, А.В. Ларионов, Й. Хвам, К. Соеренсен. *Письма ЖЭТФ*, **75**, 689 (2002); А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **83**, 178 (2006).
- [7] L.V. Butov, C.W. Lai, A.L. Ivanov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. *Nature*, **417**, 47 (2002).
- [8] W. Heimbrodt, L. Gridneva, M. Happ, N. Hoffmann, M. Rabe, F. Henneberger. *Phys. Rev. B*, **58**, 1162 (1998).
- [9] W. Heimbrodt, M. Happ, F. Henneberger. *Phys. Rev. B*, **60**, R16326 (1999).
- [10] H. Falk, J. Hübner, P.J. Klar, W. Heimbrodt. *Phys. Rev. B*, **68**, 165203 (2003).
- [11] J. Seufert, M. Obert, G. Bacher, A. Forchel, T. Passow, K. Leonardi, D. Hommel. *Phys. Rev. B*, **64**, 121303 (2001).
- [12] J. Shah. *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductorst and Semiconductor Nanostructures* (Springer Series in Solid State Sciences, 1999) v. 115, ch. 7.
- [13] E.L. Ivchenko, P.E. Pikus. *Superlattics and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Springer, Berlin, 1997).
- [14] R. Ferreira, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **40**, 1074 (1989).
- [15] I. Lawrence, S. Haacke, H. Mariette, W.W. Rühle, H. Ulmer-Tuffigo, J. Cibert, G. Feuillet. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2131 (1994).
- [16] G. Bastard, J.A. Brum, R. Ferreira. *Electronic State in Semiconductor Heterostructures* (Solid State Physics, Academic Press, London, 1991) v. 44, ch. 12.
- [17] R. Wassel, M. Altarelli. *Phys. Rev. B*, **39**, 12802 (1989).
- [18] T.B. Norris, N. Vodjdani, B. Vinter, E. Costard, E. Böckenhoff. *Phys. Rev. B*, **43**, 1867 (1991).
- [19] A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox. *Phys. Rev. B*, **53**, 10793 (1996).
- [20] S.K. Lyo. *Phys. Rev. B*, **62**, 13641 (2000).
- [21] W.M. Chen, I.A. Buyanova, K. Kayanuma, K. Nishibayashi, K. Seo, A. Murayama, Y. Oka, A.A. Toropov, A.V. Lebedev, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **72**, 073206 (2005).
- [22] С.В. Зайцев, А.С. Бричкин, П.С. Дорожкин, Г. Вачер. *Письма ЖЭТФ*, **84**, 403 (2006).
- [23] D. Tönnies, G. Bacher, A. Forchel, A. Waag, G. Landwehr. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 5608 (2001).
- [24] S. Zaitsev, M.K. Welsch, H. Schömig, G. Bacher, D.V. Kulakovskii, A. Forchel, B. König, C.R. Becker, W. Ossau, L.W. Molenkamp. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 631 (2001).
- [25] U. Jahn, M. Ramsteiner, R. Hey, H.T. Grahn, E. Runge, R. Zimmermann. *Phys. Rev. B*, **56**, R4387 (1997).
- [26] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. *Comm. Cond. Matt. Phys.*, **18**, 51 (1996).
- [27] J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.*, **64**, R29 (1988).
- [28] S.A. Crooker, D.D. Awschalom, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth. *Phys. Rev. B*, **56**, 7574 (1997).
- [29] C. Camilleri, F. Teppe, D. Scalbert, Y.G. Semenov, M. Nawrocki, M. Dyakonov, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Wojtowicz. *Phys. Rev. B*, **64**, 085331 (2001).
- [30] A.A. Sirinko, T. Ruf, M. Cardona, D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **56**, 2114 (1997).
- [31] B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, T. Litz, A. Waag, G. Landwehr. *J. Appl. Phys.*, **75**, 8046 (1994).
- [32] M.K. Welsch, H. Schömig, M. Legge, G. Bacher, A. Forchel, B. König, C.R. Becker, W. Ossau, L.W. Molenkamp. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2937 (2001).
- [33] S.V. Zaitsev, A.S. Brichkin, P.S. Dorozhkin, Yu.A. Tarakanov. *CondMat/0608609*.
- [34] H.J. Krenner, M. Sabathil, E.C. Clark, A. Kress, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter, J.J. Finley. *Phys. Lett.*, **94**, 057402 (2005).
- [35] R.P. Leavitt, J.W. Little. *Phys. Rev. B*, **42**, 11774 (1990).
- [36] Ph. Roussignol, P. Rolland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colicci, J.F. Palmier, B. Etienne. *Phys. Rev. B*, **46**, 7292 (1992).
- [37] S. Pfalz, R. Winkler, T. Nowitzki, D. Reuter, A.D. Wieck, D. Hägele, M. Oestreich. *Phys. Rev. B*, **71**, 165305 (2005).
- [38] *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера (Л., Наука, 1989).
- [39] M.M. Glazov. *Phys. Rev. B*, **70**, 195314 (2004).
- [40] R. Ferreira, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **43**, 9687 (1991).
- [41] T. Amand, B. Dareys, B. Baylac, X. Marie, J. Barrau, M. Brousseau, D.J. Dunstan, R. Planel. *Phys. Rev. B*, **50**, 11624 (1994).
- [42] D.A. Tulchinsky, J.J. Baumbert, D.D. Awschalom, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **50**, 10851 (1994).
- [43] W.M. Chen, I.A. Buyanova, K. Kayanuma, Z.H. Chen, A. Murayama, Y. Oka, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5260 (2004).
- [44] B.P. Zakharchenya, P.C. Kop'ev, D.N. Mirlin, D.G. Polacov, I.I. Reshina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko. *Sol. St. Commun.*, **69**, 203 (1989).
- [45] T.C. Damen, Jagdeep Shah, D.Y. Oberli, D.S. Chemla, J.E. Cunningham, J.M. Kuo. *Phys. Rev. B*, **42**, 7434 (1990).
- [46] M. Umlauff, J. Hoffmann, H. Kalt, W. Langbein, J.M. Hvam, M. Scholl, J. Söllner, M. Heuken, B. Jobst, D. Hommel. *Phys. Rev. B*, **57**, 1390 (1998).
- [47] M.Z. Maialle, E.A. de Andrada e Silva, L.J. Sham. *Phys. Rev. B*, **47**, 15776 (1993).
- [48] R. Ferreira, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **43**, 9687 (1991).
- [49] R. Spiegel, G. Bacher, A. Forchel, B. Jobst, D. Hommel, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **55**, 9866 (1997).
- [50] G. Bacher, R. Spiegel, T. Kümmell, O. Breitwieser, A. Forchel, B. Jobst, D. Hommel, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **56**, 6868 (1997).
- [51] C.D. Poweleit, A.R. Hodges, T.-B. Sun, L.M. Smith, B.T. Jonker. *Phys. Rev. B*, **59**, 7610 (1999).
- [52] S. Mackowski, T.A. Nguyen, H.E. Jackson, L.M. Smith, J. Kossut, G. Karczewski. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5524 (2003).
- [53] S. Haacke, N.T. Pelekanos, H. Mariette, M. Zigone, A.P. Heberle, W.W. Rühle. *Phys. Rev. B*, **47**, 16643 (1993).
- [54] J. Triboller, F. Bernardot, M. Menant, G. Karczewski, C. Testelin, M. Chamorro. *Phys. Rev. B*, **68**, 235316 (2003).
- [55] Ф.Т. Васько, О.Э. Райчев. *ЖЭТФ*, **104**, 3103 (1993).
- [56] E.L. Wolf. *Principles of electron tunneling spectroscopy* (Oxford University Press Inc., 1985) ch. 8.

- [57] P. Ray, P.K. Basu. Phys. Rev. B, **46**, 13 268 (1992).
[58] P.K. Basu. Phys. Rev. B, **44**, 8798 (1991).
[59] T. Tada, A. Yamaguchi, T. Ninomiya, H. Uchiki, T. Kobayashi, T. Yao. J. Appl. Phys., **63**, 5491 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

Exciton relaxation in semimagnetic asymmetric double quantum wells

S.V. Zaitsev, A.S. Brichkin, P.S. Dorozhkin, G. Bacher*

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

* Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik,
Universität Duisburg-Essen,
D-47057 Duisburg, Deutschland

Abstract Steady-state photoluminescence (PL) in Cd(Mg,Mn)Te-based asymmetric double quantum wells have been studied in both circular polarizations of photoexcitation and emission in magnetic field up to $B = 9$ T. At low B , when exciton in the magnetic quantum well (MW) is higher in energy than that, localized in the nonmagnetic quantum well (NMW), complete interwell exciton relaxation takes place. Due to a giant Zeeman effect, the ground exciton transition in the MW crosses that in the NMW at some field $B_C = 3-6$ T, which is accompanied by a non-equilibrium exciton distribution, signifying an important role of spin relaxation for the interwell exciton separation in the spin-dependent heterostructure potential. Efficiency of the spin relaxation is determined by a valence-band mixing in the NMW and controlled by a heavy-light hole splitting Δ_{hh-lh} . Different regimes of interwell tunnelling are found, separated by some field $B_c^* > B_c$, which corresponds to the crossing of the PL band in the NMW and PL excitation band in the MW. Possible mechanisms of the interwell exciton tunnelling are discussed.