

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ТРАНСПОРТ НЕПРЯМЫХ ЭКСИТОНОВ В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ AlAs/GaAs В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Л. В. Бутов*, А. И. Филин

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 16 января 1998 г.

Исследована временная эволюция люминесценции непрямых экситонов в двойных квантовых ямах AlAs/GaAs после импульсного лазерного возбуждения в сильных магнитных полях ($B \leq 12$ Тл) при низких температурах ($T \geq 1.3$ К) как в нормальном режиме, так и в условиях аномально быстрого транспорта экситонов, свидетельствующего о появлении сверхтекучести экситонов. Показано, что скорость энергетической релаксации непрямых экситонов, наблюдаемой в диапазоне времен от единиц до сотен наносекунд, определяется транспортными свойствами экситонов, а именно, растет с увеличением коэффициента диффузии экситонов. Такое поведение качественно объясняется миграцией экситонов между локальными минимумами хаотического потенциала в плоскости двойной квантовой ямы.

Вследствие большого времени жизни непрямые экситоны в полупроводниковых двойных квантовых ямах (ДКЯ) могут термализоваться до температур, близких к температуре кристаллической решетки. Поэтому при низкой температуре решетки в системе возможно наблюдение конденсации экситонов, аналогичной конденсации Бозе–Эйнштейна [1]. В ряде теоретических работ было показано, что критические условия для конденсации экситонов могут быть сильно улучшены в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, главным образом вследствие полного квантования энергетического спектра электронов и дырок [2], а также вследствие снятия спинового вырождения. В недавних исследованиях непрямых экситонов в ДКЯ AlAs/GaAs были обнаружены эффекты, свидетельствующие о конденсации экситонов в сильных магнитных полях при низких температурах: аномальное увеличение коэффициента диффузии [3] и скорости излучательной рекомбинации [4] экситонов, интерпретированное как появление сверхтекучести экситонов и суперлюминесценции экситонного конденсата, а также аномально большие флуктуации интегральной интенсивности фотолюминесценции экситонов, интерпретированные как критические флуктуации вблизи фазового перехода, связанные с нестабильностью конденсатных доменов [5].

В данной работе исследуется временная эволюция люминесценции непрямых экситонов в ДКЯ AlAs/GaAs после импульсного лазерного возбуждения как в нормальном режиме, так и в режиме аномально быстрого транспорта и аномально большой скорости излучательной рекомбинации экситонов, т. е. в режиме предполагаемой конденсации экситонов. Анализируется энергетическая релаксация непрямых экситонов в диапазоне времен от единиц до сотен наносекунд и ее связь с транспортом экситонов.

Гетероструктуры $n^+ - i - n^+$ с ДКЯ AlAs/GaAs, перестраиваемые напряжением на затворе (V_g), аналогичны исследованным ранее [3–5]. Слой i состоит из двух квантовых ям: AlAs толщиной 40 Å и GaAs толщиной 30 Å, окруженных барьерами $Al_{0.48}Ga_{0.52}As$. В непрямом режиме ($V_g \lesssim 0.5$ В) электроны заключены в квантовой яме AlAs, а дырки —

*E-mail: butov@issp.ac.ru

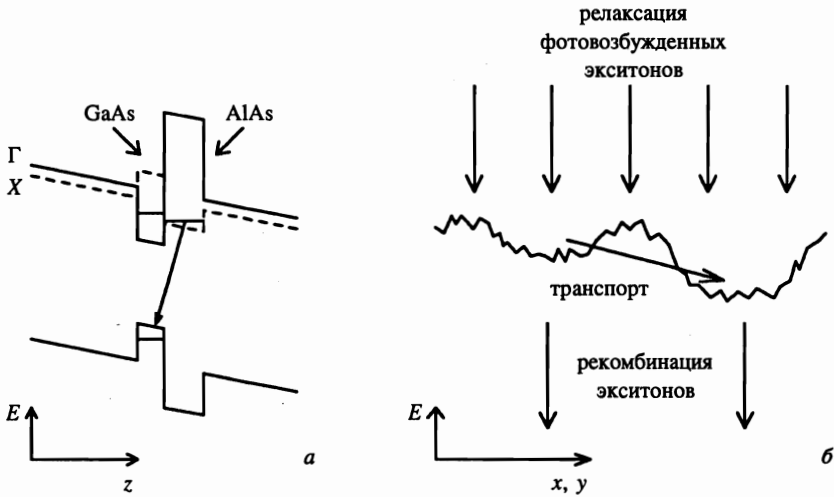


Рис. 1. а) Зонная диаграмма ДКЯ AlAs/GaAs, сплошная (штриховая) линия — экстремумы Γ (X) зоны Бриллюэна. б) Схема энергетической релаксации фотовозбужденных экситонов в хаотическом потенциале в плоскости ДКЯ

в GaAs (рис. 1а). Электронное состояние в AlAs построено из минимумов X_z зоны проводимости, что является основной причиной большого времени жизни непрямых экситонов. Носители возбуждались в квантовой яме GaAs импульсным полупроводниковым лазером ($\hbar\omega = 1.85$ эВ). Импульс лазера имел приблизительно прямоугольную форму длительностью 50 нс с фронтами ~ 1 нс. Временное разрешение системы регистрации составляло 0.3 нс.

Затухание фотолуминесценции в полях $B = 0, 4, 6$ и 12 Тл, при $V_g = 0$ и $T = 1.3$ К показано на рис. 2а (сигнал регистрировался в спектральном диапазоне 3 мэВ с центром в максимуме линии фотолуминесценции). Данные зависимости аналогичны измеренным ранее [3–5]. В непрямом режиме излучательное время жизни экситонов много больше, чем безызлучательное время жизни τ_{nr} и полное время жизни $\tau \approx \tau_{nr}$ [5]. В узких ДКЯ τ_{nr} определяется транспортом экситонов к центрам безызлучательной рекомбинации [6]. Прямые измерения транспорта экситонов в исследуемых ДКЯ AlAs/GaAs методом времени пролета [3, 4] показали, что увеличение (уменьшение) τ действительно соответствует уменьшению (увеличению) коэффициента диффузии непрямых экситонов.

Таким образом, в полях $B \lesssim 7$ Тл коэффициент диффузии монотонно увеличивается с ростом температуры и уменьшается с ростом времени задержки и магнитного поля (рис. 2а, в). Такое поведение хорошо описывается в терминах одноэкситонного транспорта в хаотическом потенциале (хаотический потенциал в узких квантовых ямах задается, в основном, флуктуациями интерфэйсов): 1) увеличение коэффициента диффузии с ростом температуры обусловлено термической активацией экситонов из локальных потенциальных минимумов; 2) с увеличением времени задержки коэффициент диффузии монотонно уменьшается, так как в спектре доминируют все более и более локализованные экситоны (не успевшие к этому времени достигнуть центров безызлучательной рекомбинации и прорекомбинировать); 3) уменьшение коэффициента диффузии с ростом поля обусловлено увеличением массы магнитоэкситона [7].

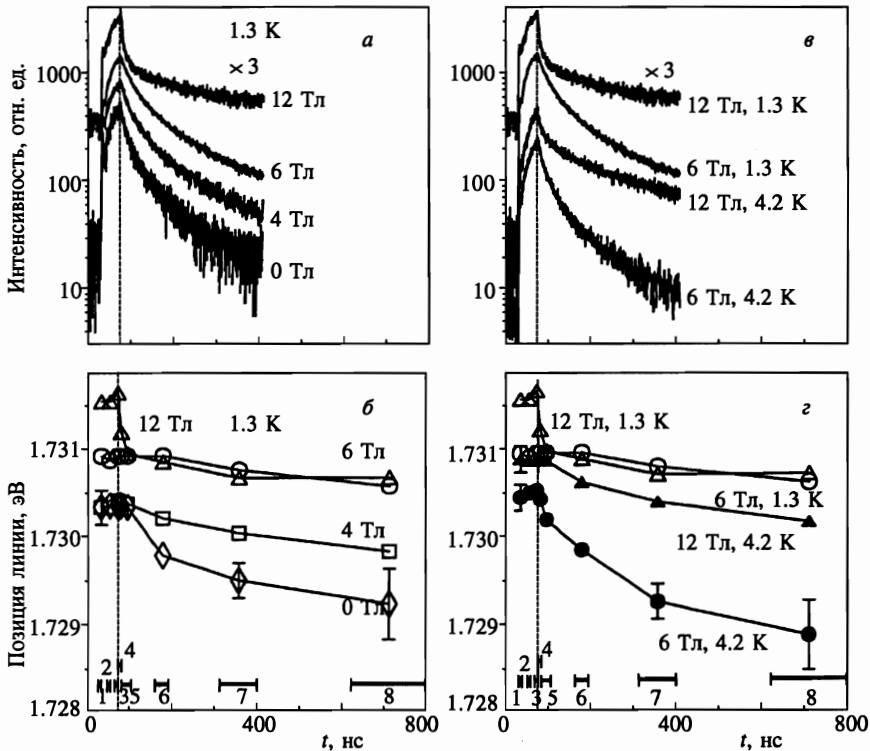


Рис. 2. Затухание (а, в) и позиция линии фотолюминесценции (б, г) подвижных непрямых экситонов при $V_g = 0$, $B = 0, 4, 6$ и 12 Тл, $T = 1.3$ и 4.2 К. Штриховая линия соответствует заднему фронту 50 нс лазерного импульса. Позиции линии фотолюминесценции (б, г) соответствуют спектрам, измеренным во временных интервалах 1–8, показанных в нижней части рисунка

При $B \gtrsim 7$ Тл и $T \lesssim 5$ К на начальных временах затухания фотолюминесценции наблюдается anomalous увеличение коэффициента диффузии с ростом поля и уменьшение с ростом температуры (рис. 2а, в). Такое поведение не может быть объяснено в рамках одноэкситонного транспорта и интерпретируется как появление сверхтекучести экситонов вследствие конденсации экситонов [3]. Быстрое затухание фотолюминесценции, соответствующее быстрому транспорту экситонов, наблюдается до тех пор, пока плотность экситонов не уменьшится в несколько раз, последующее затухание происходит медленно и отвечает медленному транспорту экситонов (рис. 2а). Переход от быстрого начального к медленному последующему транспорту экситонов соответствует исчезновению сверхтекучести экситонов при понижении плотности экситонов ниже критической (определяемой температурой, полем и потенциальным рельефом). При конденсации экситонов в присутствии хаотического потенциала, в общем случае, образуется хаотическое чередование конденсатных (сверхтекучих) доменов и нормальных областей, границы которых определяются потенциальным рельефом. Сверхтекучий домен может включать в себя несколько микродоменов, разделенных слабыми связями, позволяющими установление когерентности во всем домене (аналог сетки джозефсоновских переходов в сверхпроводниках). Измерение времени затухания фотолюми-

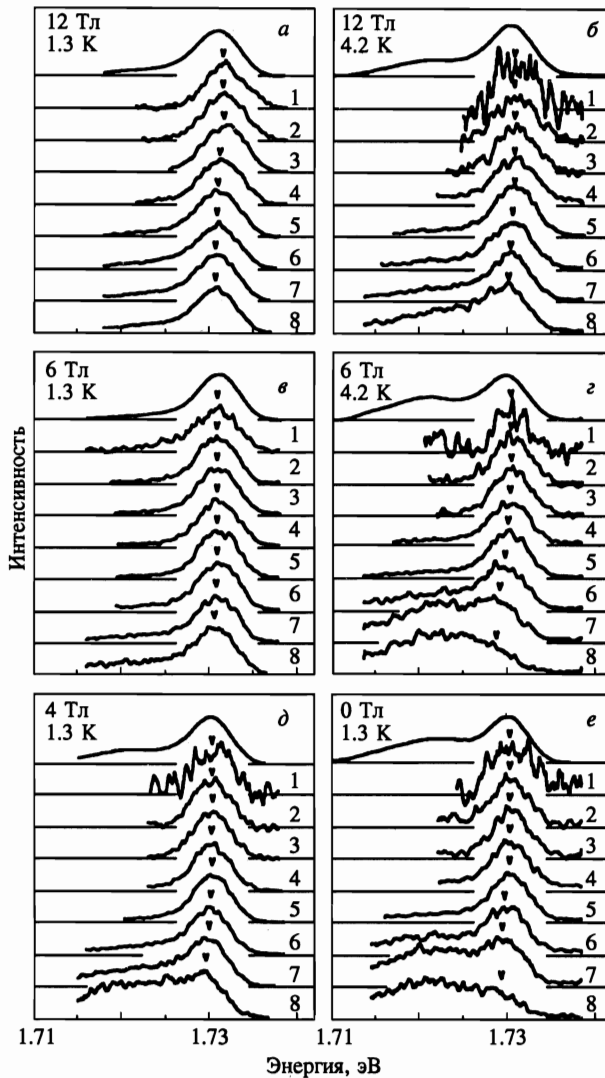


Рис. 3. Эволюция спектров фотолюминесценции непрямого экситона со временем. Спектры 1–8 измерены во временных интервалах, показанных на рис. 2б,г. Положения линии фотолюминесценции подвижных экситонов отмечены галочками. Интегральные по времени спектры показаны сверху. Все спектры приведены к близкой интенсивности

несценции дает информацию о транспорте экситонов, усредненную по нормальным и сверхтекучим областям в пятне возбуждения.

Эволюция спектров фотолюминесценции непрямого экситона со временем, а также интегральные по времени спектры показаны на рис. 3 для характерных значений поля и температуры. В интегральном спектре на низкоэнергетическом крае основной линии наблюдается менее интенсивная линия (рис. 3б, г–е). Величина сдвига линий в сторону низких энергий при уменьшении V_g показывает, что обе линии соответствуют рекомбинации непрямого экситона. Относительная интенсивность низкоэнергетической

линии растет с увеличением времени задержки (рис. 3). Исходя из этого мы связываем эту линию с рекомбинацией сильнолокализованных непрямых экситонов, скорость безызлучательной рекомбинации которых на центрах безызлучательной рекомбинации мала вследствие их низкой подвижности (скорее всего меньше, чем скорость их излучательной рекомбинации). Высокоэнергетическая линия соответствует рекомбинации более подвижных непрямых экситонов (хотя радиус локализации этих экситонов конечен, для определенности будем называть их подвижными). Именно для подвижных экситонов наблюдаются описанные выше вариации коэффициента диффузии, а также скорости излучательной рекомбинации [4] с изменением поля и температуры.

Наблюдаемое изменение отношения интенсивностей линий люминесценции подвижных и сильно локализованных экситонов, I_m/I_l , при изменении магнитного поля или температуры связано с вариациями коэффициента диффузии и скорости излучательной рекомбинации подвижных экситонов. Так, например, в полях до 7 Тл с увеличением температуры скорость излучательной рекомбинации подвижных экситонов уменьшается [4], а коэффициент диффузии увеличивается (рис. 2в). Оба эти фактора приводят к уменьшению I_m/I_l (рис. 3в, г). Найденные температурные зависимости показывают, что распределение экситонов между подвижными и локализованными состояниями неравновесное. При равновесном распределении должно было бы наблюдаться обратное поведение, а именно, увеличение относительной интенсивности более высокоэнергетичных подвижных экситонов с температурой. Равновесное распределение между подвижными и локализованными состояниями не успевает установиться за время измерения (~ 1 мкс), которое ограничено интенсивностью сигнала фотолуминесценции непрямых экситонов.

С увеличением времени задержки наблюдается изменение спектральной позиции линии излучения подвижных экситонов, отражающее энергетическую релаксацию экситонов (рис. 2б, г и 3). Для определения спектральной позиции форма линии аппроксимировалась гауссианом. В полях $B \lesssim 7$ Тл скорость энергетической релаксации подвижных экситонов плавно уменьшается с увеличением времени задержки, а также уменьшается с ростом поля и увеличивается с ростом температуры при всех временах задержки (рис. 2б, г). В полях $B \gtrsim 7$ Тл на начальных временах скорость энергетической релаксации сильно превышает скорость релаксации на больших временах задержки, на начальных временах она увеличивается с ростом поля и уменьшается с ростом температуры, тогда как на больших временах задержки она уменьшается с ростом поля и увеличивается с ростом температуры (рис. 2б, г). Таким образом, во всем исследуемом диапазоне параметров (магнитных полей, температур и времен задержки) скорость энергетической релаксации подвижных экситонов оказывается тем выше, чем выше коэффициент диффузии.

После фотовозбуждения электрон-дырочные пары быстро связываются в экситоны, и происходит релаксация кинетической энергии экситонов с испусканием фононов. На этом «быстром» этапе происходит также переход Γ - X электронов из GaAs в AlAs с образованием непрямых экситонов. Времена этих процессов много меньше времени жизни непрямых экситонов, и они не проявляются в нашем эксперименте. «Медленная» энергетическая релаксация, наблюдаемая в диапазоне времен от единиц до сотен наносекунд (рис. 2б, г), определяется миграцией экситонов между локальными минимумами хаотического потенциала в плоскости ДКЯ (рис. 1б). Миграция экситонов в хаотическом потенциале характеризуется широким распределением времен [8], большое время жизни непрямых экситонов позволяет проследить транспорт и энергетическую релаксацию

экситонов до больших времен задержки. С увеличением подвижности экситонов увеличивается скорость достижения экситонами более глубоких локальных минимумов, что приводит к увеличению скорости энергетической релаксации экситонов. Соотношение между энергетической релаксацией и транспортом экситонов качественно не изменяется при появлении сверхтекучести экситонов, когда в некоторых локальных минимумах образуются сверхтекучие домены экситонного конденсата.

Коэффициент диффузии и скорость излучательной рекомбинации непрямых экситонов чувствительны к изменению температуры бани уже в области 1 К, что свидетельствует о том, что экситоны в локальных минимумах термализуются до температур ~ 1 К. Ширина линии излучения непрямых экситонов из каждого локального минимума не может сильно превышать температуру экситонов (~ 1 К), поэтому наблюдаемая ширина линии излучения ~ 50 К (рис. 3) свидетельствует о большом числе локальных минимумов в пятне возбуждения, распределение экситонов между которыми является неравновесным. Равновесное распределение подвижных экситонов между локальными минимумами хаотического потенциала не успевает установиться за время измерений (порядка микросекунды). При конденсации экситонов ожидается сужение линии излучения конденсатного домена вследствие макроскопического заполнения состояния с минимальной энергией. В эксперименте не наблюдается сужение линии излучения экситонов в сильных магнитных полях и при низких температурах, в то время как коэффициент диффузии и скорость излучательной рекомбинации непрямых экситонов аномально возрастают (рис. 3). Это может объясняться большим количеством конденсатных доменов в пятне возбуждения, распределение экситонов между которыми является неравновесным.

Авторы благодарны Г. Абштрайтеру (G. Abstreiter), Г. Бому (G. Böhm), Г. Вайманну (G. Weimann), М. Хагну (M. Hagn) и А. Цреннеру (A. Zrenner) за вклад на более ранней стадии исследования непрямых экситонов в ДКЯ, В. Д. Кулаковскому и С. Г. Тиходеву за полезные обсуждения. Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований и программе «Физика твердотельных наноструктур» за финансовую поддержку.

Литература

1. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, ЖЭТФ 71, 739 (1976); С. И. Шевченко, ФНТ 2, 505 (1976); T. Fukuzawa, S. S. Kano, T. K. Gustafson, and T. Ogawa, Surf. Sci. 228, 482 (1990); X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybersten, and T. M. Rice, Phys. Rev. Lett. 74, 1633 (1995).
2. Y. Kuramoto and C. Horie, Sol. St. Commun. 25, 713 (1978); I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, J. Low Temp. Phys. 38, 333 (1980); И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ 80, 1488 (1981).
3. L. V. Butov, A. Zrenner, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, Surf. Sci. 361/362, 2434 (1996).
4. L. V. Butov, in *Proceedings of 23th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler and R. Zimmermann, World Scientific, Singapore (1996), p. 1927; Л. В. Бутов, УФН 168(2), 127 (1998).
5. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. 73, 304 (1994).
6. F. Minami, K. Hirata, K. Era, T. Yao, and Y. Masumoto, Phys. Rev. B 36, 2875 (1987); M. Maaref, F. F. Charfi, D. Scalbert, C. Benoit a la Guillaume, and R. Planel, Phys. Stat. Sol. (b) 170, 637 (1992); G. D. Gilliland, A. Antonelli, D. J. Wolford, K. K. Bajaj, J. Klem, and J. A. Bradley, Phys. Rev. Lett. 71, 3717 (1993).
7. A. B. Dzyubenko and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B 51, 14524 (1995).
8. T. Takagahara, Phys. Rev. B 31, 6552 (1985).