

Влияние параллельного магнитного поля на спектр рекомбинационного излучения пространственно разделенных электрон-дырочных слоев

А. В. Россохатый¹⁾, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 ноября 2008 г.

Исследовано изменение спектра излучательной рекомбинации пространственно разделенных электрон-дырочных слоев от параллельного магнитного поля и от расстояния между слоями. Установлено, что в пределе малых магнитных полей изменение спектральной позиции линии люминесценции пропорционально квадрату магнитного поля, причем коэффициент пропорциональности зависит от расстояния между слоями. Показано, что обнаруженная зависимость отвечает теоретическим представлениям, согласно которым сдвиг спектральной позиции линии пропорционален квадрату магнитного поля, а также квадрату расстояния, разделяющего электроны и дырки, и обратно пропорционален суммарной массе электронов и дырок. Обнаружено, что значения суммарной массы, полученные из эксперимента, зависят от электрического поля, разделяющего слои, и могут существенно отличаться от ожидаемого значения.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.–k

Исследование свойств двумерных электрон-дырочных систем давно вызывает интерес в связи с теоретически предсказанными в них новыми квантовыми эффектами, например, бозе-конденсацией экситонов [1, 2] и сверхтекучестью $e-h$ пар [3]. Особо интересными в этой связи являются непрямые экситоны, поскольку пространственное разделение уменьшает величину перекрытия волновых функций электрона и дырки, благодаря чему время жизни непрямого экситона может достигать значений, на несколько порядков больше, чем прямого [4, 5]. Этот факт открывает возможности для экспериментального создания двумерных систем высокой плотности с пространственно разделенными электронным и дырочным слоями [6, 7], а также их охлаждения до ультранизких температур (~ 50 мК).

Одним из ключевых параметров, определяющих основные свойства любой квазичастицы, является устройство ее энергетического спектра. Теоретические расчеты закона дисперсии непрямого экситона в магнитном поле появились достаточно давно [8, 9]. Они предсказывают наличие дополнительных ротонных минимумов в спектре возбужденных состояний экситона, при этом в области $k = 0$ ожидается локальный максимум. Такая форма спектра дает возможность создания непрямого в k -пространстве экситонов с достаточно большими (сравнительно со свето-

выми) значениями квазиимпульса. Подобная система интересна тем, что там невозможна излучательная рекомбинация, а времена жизни в ней определяются временами безызлучательных процессов, которые в некоторых системах непрямого экситона достигают нескольких микросекунд [5]. Это позволяет накапливать и эффективно охлаждать непрямого экситоны, поэтому исследование их дисперсионных кривых представляется интересной задачей.

В большинстве случаев разделенные электрон-дырочные слои на практике получали в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах, где при приложении электрического поля, перпендикулярного плоскости ям, в условиях лазерного фотовозбуждения удавалось создать существенные концентрации электронов в одном канале и дырок в другом [4, 10]. В [11] был предложен метод разделения электрон-дырочных слоев, создаваемых при оптическом фотовозбуждении, с помощью сильного перпендикулярного электрического поля в одиночной широкой квантовой яме. Времена рекомбинации в подобных системах могут доходить до десятков микросекунд [5], а среднее расстояние между слоями может составлять 200–400 Å. Однако до сих пор непосредственных экспериментальных измерений спектра экситонов в подобных структурах в широком диапазоне квазиимпульсов представлено не было. Существуют микроволновые методы измерения планарной массы дырок [12, 13],

¹⁾e-mail: aross@issp.ac.ru

однако они отражают их свойства лишь вблизи поверхности Ферми и не позволяют непосредственно измерять дисперсионную зависимость при заданной фиксированной концентрации.

В [14, 15] был предложен метод исследования закона дисперсии непрямого экситона посредством изучения зависимости спектров люминесценции от параллельного магнитного поля. Авторы показывают, что при приложении параллельного магнитного поля \mathbf{B}_{\parallel} в оператор импульса возникает дополнительное слагаемое, которое приводит к смещению спектра экситона на импульс $\frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z}$, где d – расстояние между слоями, а \mathbf{z} – единичный вектор, нормальный к плоскости ямы. Рассмотрим гамильтониан взаимодействующей e – h -пары в магнитном поле:

$$\hat{H} = \sum_{e,h} \frac{1}{2m_i} (-i\hbar\nabla_i - \frac{e_i}{c}\mathbf{A}(r_i))^2 + V(r_e - r_h),$$

где

$$V(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon\sqrt{r^2 + d^2}}$$

– потенциал кулоновского взаимодействия, d – расстояние между слоями электронов и дырок, $\mathbf{r}_{\parallel}(x, y)$, а \mathbf{A} – вектор-потенциал магнитного поля \mathbf{B} . В случае двумерной системы вектор магнитного поля удобно представить в виде суммы двух составляющих: перпендикулярной и параллельной плоскости системы, тогда

$$\mathbf{B} = B_{\perp}\mathbf{z} + B_{\parallel}(\mathbf{x}\cos\alpha + \mathbf{y}\sin\alpha).$$

Будем работать в калибровке

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{B}_{\perp} \times \mathbf{r} + zB_{\parallel}(\mathbf{x}\sin\alpha - \mathbf{y}\cos\alpha).$$

Тогда, вводя замену $R = (mr_e + Mr_h)/(m + M)$, $r = r_e - r_h$, получим систему из уравнений для поступательного и относительного движений пары. Поскольку гамильтониан инвариантен относительно переноса электрона и дырки на один и тот же вектор \mathbf{r} , то оператор импульса выражается формулой

$$\hat{P} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} + \frac{e}{2c}\mathbf{B}_{\perp} \times \mathbf{r} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z}. \quad (1)$$

В частном случае, когда поле параллельно плоскости ямы, $B_{\perp} = 0$ и (1) принимает вид

$$\hat{P}_m = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z}. \quad (2)$$

Тогда кинетическая энергия экситона запишется в виде

$$E = \frac{1}{2m^*}(\mathbf{P} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z})^2, \quad (3)$$

где m^* – эффективная масса экситона в GaAs. Поскольку при рекомбинации экситона должен выполняться закон сохранения не только энергии, но и импульса, то излучать могут только те экситоны, у которых $\mathbf{P}_m = \mathbf{P}_{ph}$, где $\mathbf{P}_{ph} = E_g\frac{\sqrt{\varepsilon}}{c}$ – импульс излучаемого фотона. То есть параллельное магнитное поле изменяет энергию испускаемого фотона, “сдвигая” спектр экситона на импульс edB/c (рис.1). Как

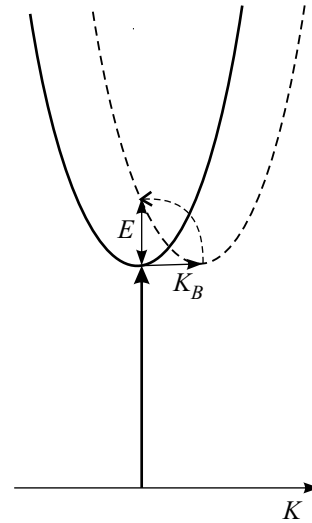


Рис.1. Изменение энергетического спектра экситона и механизм увеличения энергии рекомбинации в параллельном магнитном поле

будет показано ниже, в полях, которые использовались в эксперименте, $P_{ph} \ll edB/c$, поэтому (3) можно привести к виду

$$\Delta E = \frac{1}{2m^*} \left(\frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \right)^2, \quad (4)$$

откуда видно, что изменение энергии рекомбинационного излучения (ΔE) линейно зависит от B_{\parallel}^2 . Этот метод был использован для экспериментальных измерений энергетического спектра не прямых экситонов в двойной квантовой яме [15] и межподзонных возбуждений в одиночной и двойной квантовых ямах [16, 17]. Однако в случае широкой одиночной квантовой ямы необходимо учитывать размытие волновой функции вдоль оси \mathbf{z} , приводящее к возникновению диамагнитного сдвига в параллельном магнитном поле, который также квадратично зависит от B . С учетом этого, (4) должно иметь вид

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{1}{2m^*} \left(\frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \right)^2 \right)^2 + (\alpha B_{\parallel}^2)^2}, \quad (5)$$

где коэффициент α не зависит от расстояния между слоями электронов и дырок, что позволяет изме-

рять его экспериментально при $d = 0$. Также следует отметить, что межподзонное расщепление легкой и тяжелой дырок в широкой квантовой яме гораздо меньше, чем в двойной. Это накладывает ограничение на величину параллельного магнитного поля, допустимого в эксперименте, поскольку сильное параллельное магнитное поле существенно влияет на профиль квантующего потенциала ямы и, соответственно, возмущает дырочные состояния. В данной работе была исследована зависимость энергии линии излучательной рекомбинации пространственно разделенных электрон-дырочных слоев от слабого параллельного магнитного поля, а также возможность применимости метода, предложенного в [14, 15], для измерения дисперсии непрямых экситонов.

Эксперименты проводились для образцов с GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As квантовыми ямами шириной 500 и 390 Å, выращенными методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ). Один из затворов образовывался сильно легированной квантовой ямой, а второй – полупрозрачным металлическим напылением. Накачка и регистрация излучения производились по двухсветоводной методике, а детектирование сигнала осуществлялось CCD-камерой на выходе одиночного спектрометра. При приложении напряжения между затворами линия излучательной рекомбинации смещалась в область более низких энергий. В больших электрических полях это смещение было линейно по электрическому полю, что соответствует постоянному расстоянию между электронным и дырочным слоями. Из этой зависимости определялся дипольный момент электрон-дырочной пары.

Для образца с нелегированной ямой шириной 390 Å исследования проводились в тех электрических полях, где среднее расстояние между слоями постоянно. Характерные спектры люминесценции для разных значений параллельного магнитного поля приведены на рис.2а. Стоит отметить, что в параллельном магнитном поле линия рекомбинации не только смещается в область более высоких энергий, но и уменьшается по интенсивности. На рис.2б показаны зависимости изменения энергии рекомбинации от квадрата параллельного магнитного поля, измеренные для разных электрических полей. Видно, что в малых полях эта зависимость линейна, как и предсказывает теория. Из наклона этих прямых и расстояния между слоями, найденного из электрополевых зависимостей, определялись значения эффективной массы m^* по формуле (5). Экспериментальные результаты измерений массы экситона для разных электрических полей в нелегированной квантовой яме шири-

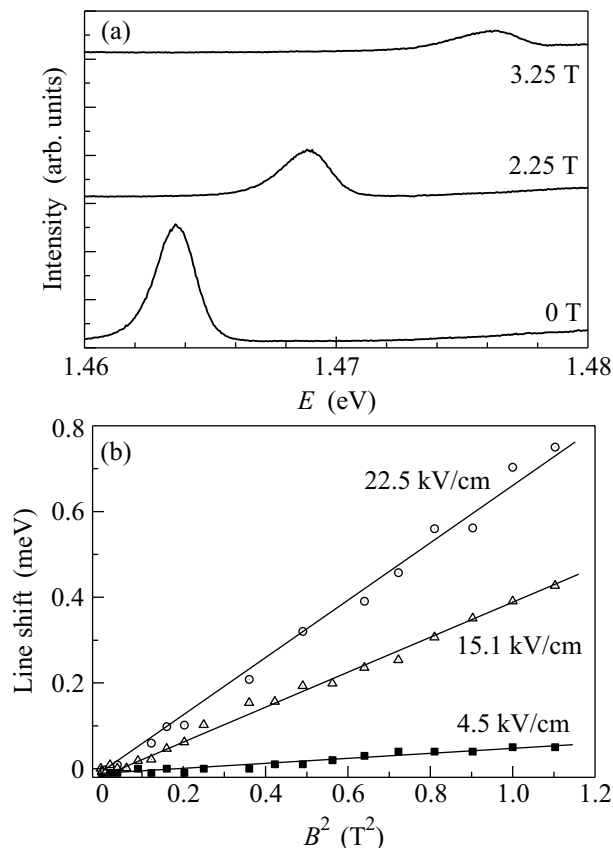


Рис.2. Зависимость энергии рекомбинации от параллельного магнитного поля в нелегированной яме шириной 390 Å. (а) Характерные спектры люминесценции (электрическое поле 25 кВ/см). (б) Зависимость величины энергетического сдвига линии от квадрата магнитного поля

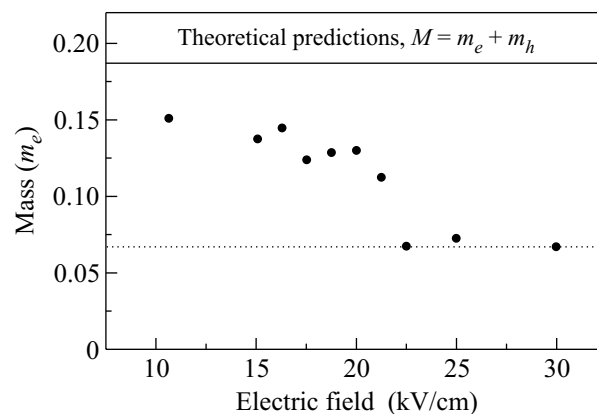


Рис.3. Значения параметра m^* , измеренные экспериментально при разных значениях приложенного электрического поля, для нелегированной ямы шириной 390 Å

ной 390 Å показаны на рис.3. Однако параметр m^* , вычисленный из этих зависимостей, в разных элек-

трических полях меняется в диапазоне от $0.15 m_0$ до $0.07 m_0$, m_0 – масса свободного электрона, а значит, в отдельных случаях приближается к массе электрона в GaAs ($m^* = 0.067 m_0$), в то время, как (5) предсказывает его значение, равное сумме масс электрона и дырки (примерно $0.2 m_0$ в области малых квазиимпульсов). Такое радикальное расхождение с теоретическими предсказаниями может иметь несколько причин. В случае сильных электрических полей в спектрах люминесценции не наблюдается отдельных линий свободного и связанного экситонов, что может свидетельствовать о существенной зарядке системы. В [18] было показано, что экситоны в квантовых ямах могут существовать только в системах с концентрацией двумерных электронов не больше чем $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, так как при больших концентрациях экситонное состояние разрушается экранированием свободными носителями. При большей плотности в спектре люминесценции видна линия рекомбинации не свободного экситона, а излучения заряженной электрон-дырочной системы с существенной энергией Ферми носителей. При этом сохраняется разделение между слоями, что также должно приводить к сдвигу в параллельном магнитном поле, однако измеренное из этих зависимостей значение массы может не отвечать массе свободного экситона. Это означает, что в подобного рода экспериментах контроль концентрации является важным фактором. Поэтому нами был исследован образец с нелегированной ямой шириной 500 \AA в области малых электрических полей, что позволяло достичь слабой зарядки системы, а в спектрах люминесценции были видны линии рекомбинации легкодырочного экситона, свободного и связанного тяжелодырочного экситона, и, кроме того, в перпендикулярном магнитном поле появлялись сателлиты линии связанного экситона, соответствующие процессам с перебросом (shake-up) (рис.4). Все это свидетельствует о малой зарядженности канала ($(1 \div 5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$). Поскольку энергетический сдвиг shake-up в магнитном поле соответствовал циклотронной энергии электрона, то можно заключить, что канал был заряжен отрицательно. Из того факта, что в сильных электрических полях линии рекомбинации легкодырочного и свободного тяжелодырочного экситонов пропадали, можно сделать вывод, что с увеличением электрического поля двумерный канал заряжался, и концентрация электронов в нем увеличивалась. При этом среднее расстояние между электронами и дырками существенно менялось от электрического поля, что позволяло исследовать зависимость производной энергии линии по B^2 от d . Для этого формулу (5) перепишем в виде

$$k^2 = \left(\frac{d\Delta E}{dB^2} \right)^2 = \frac{e^4 d^4}{4m^{*2}c^4} + \alpha^2. \quad (6)$$

Экспериментальная зависимость $k^2(d^4)$ приведена на рис.5. Видно, что она также линейна, что подтверждает (6). Ненулевой свободный член прямой объяс-

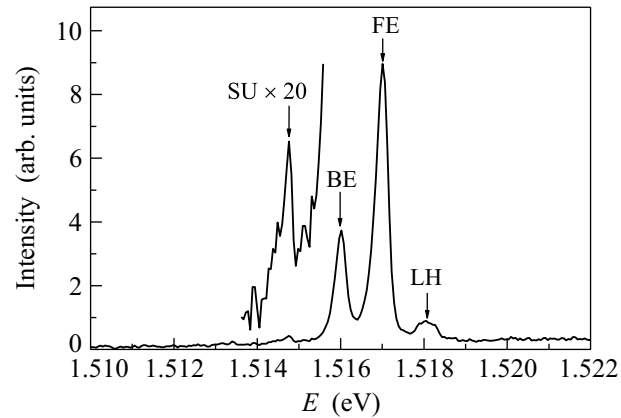


Рис.4. Спектр люминесценции образца с шириной ямы 500 \AA в перпендикулярном магнитном поле $0,9 \text{ Тл}$. В спектре видны линии свободного (FE) и связанного (BE) экситонов, рекомбинации с участием легкой дырки (LH) и shake-up (SU)

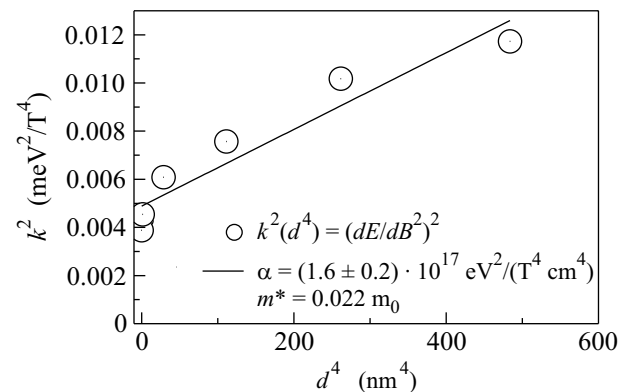


Рис.5. Зависимость квадрата величины изменения энергии линии в параллельном магнитном поле от среднего расстояния между слоями электронов и дырок в четвертой степени в нелегированной яме шириной 500 \AA

няется ланжевенским диамагнитным сдвигом, который существует и при $d = 0$. Его значение соответствует квадрату сдвига экситонной линии в параллельном магнитном поле, измеренном в нулевом электрическом поле. Из наклона прямой $e^4/4m^{*2}c^4$ был определен коэффициент m^* , который оказался равен $0,022 m_0$, что меньше массы свободного электрона в GaAs и находится в еще большем противоре-

чии с теоретическими предсказаниями. Такое несогласие говорит о том, что в такого рода экспериментах предложенный метод непосредственно неприменим, а изложенная выше теория требует дальнейшего развития для случая широких квантовых ям.

Итак, в предложенной работе была исследована зависимость энергии излучательной рекомбинации электрон-дырочных слоев в одиночной широкой квантовой яме от слабого параллельного магнитного поля и расстояния между слоями. Было установлено, что эта энергия пропорциональна квадрату магнитного поля, а коэффициент пропорциональности квадратично увеличивается с увеличением расстояния между слоями. Это находится в соответствии с теоретическими предсказаниями, согласно которым сдвиг спектральной позиции линии пропорционален квадрату магнитного поля и расстояния, разделяющего электронный и дырочный слои, и обратно пропорционален массе экситона. Однако была обнаружена зависимость параметра m^* от электрического поля, перпендикулярного плоскости ямы, причем это значение в отдельных случаях было меньше эффективной массы электрона в GaAs, что сильно отличается от теоретических предсказаний. В работе были сформулированы возможные причины, приводящие к столь серьезному несоответствию результатов, однако для полного понимания процессов, происходящих в таких системах, необходимы дальнейшие теоретические изыскания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
2. D. S. Petrov, M. Holzman, and J. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. Lett. **84**, 2551 (2000).
3. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 556 (1975).
4. V. Negoita, D. W. Snoke, and K. Eberel, Phys. Rev. B **60**, 2661 (1999).
5. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 256 (2006).
6. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 689 (2002).
7. А. В. Горбунов, В. Е. Бисти, В. Б. Тимофеев, ЖЭТФ **128**, 803 (2005).
8. I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **78**, 1167 (1980).
9. Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ЖЭТФ **112**, 1791 (1982).
10. M. Bayer, V. V. Timofeev et al., Phys. Rev. B **54**, 8799 (1996).
11. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).
12. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000).
13. М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007).
14. A. A. Gorbatshevich and I. V. Tokatly, Semicond. Sci. Technol. **13**, 288 (1997).
15. Yu. E. Lozovik et al., Phys. Rev. B **65**, 235304 (2002).
16. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **66**, 073306 (2002).
17. Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин и др., ЖЭТФ **128**, 831 (2005).
18. С. И. Губарев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 469 (2000).