

Циркулярно поляризованная фотолюминесценция, связанная с $A(+)$ -центрами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

© П.В. Петров, Ю.Л. Иванов[¶], К.С. Романов, А.А. Тонких, Н.С. Аверкиев

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

(Получена 29 декабря 2005 г. Принята к печати 16 января 2006 г.)

Впервые измерена индуцированная магнитным полем циркулярная поляризация пика фотолюминесценции, связанного с $A(+)$ -центрами квантовых ям. Показано, что степень поляризации в магнитном поле 4 Тл достигает 13%, тогда как его расщепление практически отсутствует. Развита теория, описывающая поведение тонкой спиновой структуры $A(+)$ -центра в магнитном поле. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическим расчетом.

PACS: 73.20.Nb, 73.21.Cd, 78.67.Pt

1. Введение

Интерес к $A(+)$ -центрам в объемных материалах был вызван тем, что такие дефекты играли принципиальную роль в процессах прыжковой проводимости по примесным зонам. Одним из главных вопросов при этом был вопрос о самом существовании таких центров, о величине энергии связи и размере волновой функции. Подобные вопросы возникли и при исследовании оптических и кинетических эффектов в низкоразмерных системах. Было установлено [1], что в квантовых ямах с селективным легированием возникают $A(+)$ -центры, а в работе [2] было показано, что рекомбинация возбужденных электронов с $A(+)$ -центрами происходит путем излучательного перехода электронов на уровень $A(+)$ -центра, положение которого определяется его энергией связи с валентной зоной. Это дало возможность измерить энергию связи $A(+)$ -центров, которая в квантовых ямах GaAs/AlGaAs оказывается существенно больше, чем в объеме, методом спектрального анализа фотолюминесценции (ФЛ) и определить ее зависимость от ширины квантовых ям [3].

Метод ФЛ при определении энергии связи $A(+)$ -центров имеет то преимущество по сравнению с другими методами, например методом измерения температурной зависимости эффекта Холла, что позволяет проводить измерения при весьма малых концентрациях $A(+)$ -центров. Малость концентрации $A(+)$ -центров при определении их энергии связи важна, так как из-за большого радиуса локализации $A(+)$ -центров перекрытие их волновых функций возникает при значительно меньших концентрациях, чем для обычных акцепторов $A(0)$, что приводит к взаимодействию между ними и уширению уровня. В работе [3] методом ФЛ была определена энергетическая структура $A(+)$ -центра при минимально возможной их концентрации (порядка 10^{10} см^{-2}), определена зависимость его энергии связи от ширины квантовых ям и показано, что $A(+)$ -центр можно рассматривать как нейтральный акцептор, который захватил дополнитель-

ную дырку. Было установлено, что характерный размер волновой функции дополнительной дырки превосходит размер волновой функции нейтрального акцептора и при анализе свойств $A(+)$ -центра можно пренебрегать обменным взаимодействием дырок. Расчеты в модели потенциала нулевого радиуса позволили установить, что основному состоянию дырок отвечает проекция полного момента на ось роста, равная $\pm 3/2$, и энергия первого возбужденного состояния отличается от основного на величину 1–2 мэВ для исследуемых квантовых ям GaAs/AlGaAs.

Вместе с тем путем анализа индуцированной магнитным полем циркулярной поляризации ФЛ, связанной с $A(+)$ -центрами, можно определить его тонкую, спиновую, энергетическую структуру. В данной работе приводятся первые результаты такого исследования.

2. Эксперимент

Образцы сверхрешеток с квантовыми ямами GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в кристаллографическом направлении роста (100). Процент содержания алюминия в барьерах толщиной 20 нм выбирался из соображения превышения ширины запрещенной зоны материала барьеров над энергией кванта света гелий-неонового лазера, с помощью которого осуществлялось фотовозбуждение. В этом случае поглощение света происходит только в квантовых ямах, обеспечивая достаточно однородное возбуждение при числе квантовых ям, равном 10. Основные эксперименты выполнены на образцах с ширинами квантовых ям W , равными 16 и 18 нм, в которых наблюдается достаточно хорошее разрешение близко расположенных пиков ФЛ связанного экситона (BE) и рекомбинационного излучения $A(+)$ -центра, однако исследовались и образцы с меньшими ширинами квантовых ям 7, 9 и 11 нм. Характер поведения ФЛ в зависимости от магнитного поля и ее поляризации для этих образцов в общем такой же, что и для образцов с $W = 16$ и 18 нм, хотя и менее выраженный

[¶] E-mail: Yuri.Ivanov@mail.ioffe.ru

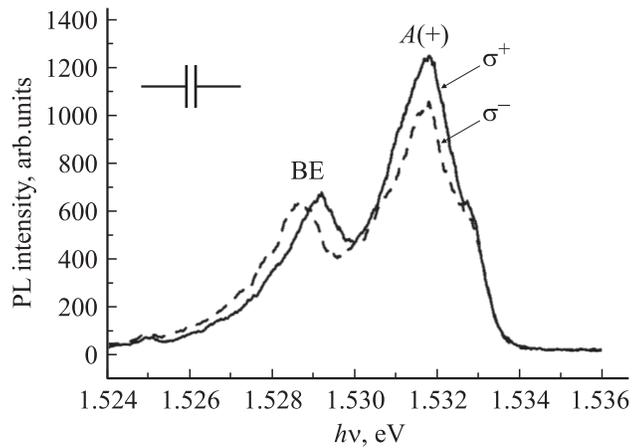


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции для образца с квантовыми ямами шириной 16 нм при $T = 4.2$ К и двух циркулярных поляризациях σ^+ и σ^- .

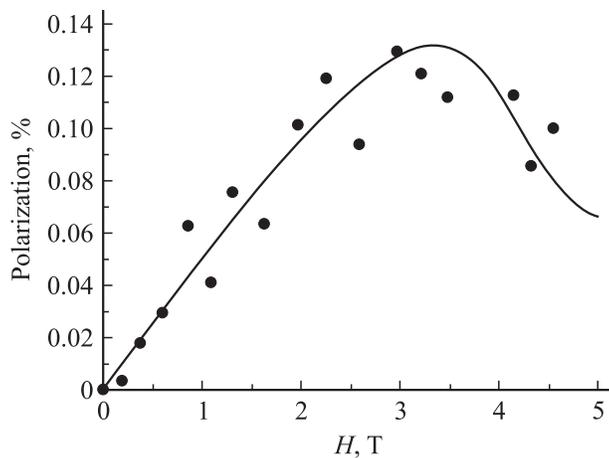


Рис. 2. Степень поляризации пика фотолюминесценции, связанного с $A(+)$ -центрами в зависимости от магнитного поля H . $T = 4.2$ К. Сплошная кривая — расчет, точки — эксперимент.

из-за малого разрешения соответствующих пиков. ФЛ регистрировалась с помощью фотоумножителя ФЭУ-62 в режиме счета фотонов и анализировалась с помощью двойного спектрометра ДФС-12. Для определения степени поляризации и величины расщепления пиков записывались спектры в положительной и отрицательной циркулярной поляризации ФЛ в конфигурации Фарадея.

Пример спектра ФЛ с различной циркулярной поляризацией в магнитном поле 3.48 Тл при $T = 4.2$ К для образца F-387, $W = 16$ нм, представлен на рис. 1. Как видно, хорошо различаются два пика. Пик при меньшей энергии соответствует излучению ВЕ, тогда как пик при большей энергии соответствует рекомбинационному излучению свободных электронов при их переходе на $A(+)$ -центр. Справедливость этого утверждения подтверждают два экспериментальных факта. Во-первых, это — характерные температурные зависимости интенсивности пиков [3]. Во-вторых, — зависимости их

энергии от магнитного поля, которая в случае ВЕ квадратична, а в случае рекомбинационного излучения $A(+)$ -центра — линейна. Оба этих критерия использовались в наших экспериментах при идентификации пиков ФЛ. Включение магнитного поля, вообще говоря, приводит к расщеплению пиков в спектрах ФЛ с разной поляризацией и изменению их интенсивностей. Для повышения точности определения расщепления пиков и степени их поляризации применялась методика разложения кривых на несимметричные гауссовы составляющие. Результат такой обработки представлен на рис. 2, на котором изображена зависимость степени поляризации пика рекомбинационного излучения на $A(+)$ -центр от магнитного поля.

3. Обсуждение результатов

Поведение линии ФЛ, обусловленной рекомбинацией ВЕ, вполне согласуется с известными литературными данными (см., например, [4]). Отсутствие его поляризации можно объяснить спецификой состава исследуемых структур. Мы подразумеваем, что ВЕ образуется при захвате свободного экситона на неравновесные нейтральные акцепторы, образовавшиеся в результате рекомбинации $A(+)$ -центра и свободного электрона. В основном состоянии ВЕ проекция спина двух дырок на ось квантования равна нулю. Вследствие этого основное состояние ВЕ в магнитном поле расщепляется только на два электронных подуровня. Их заселенность определяется величиной $\mu_0 g_e H$, где μ_0 — магнетон Бора, g_e — фактор электрона, величина которого для исследуемых структур с 35% содержанием алюминия в барьерах относительно невелика и равна -0.3 . Это означает, что даже в поле 4 Тл спиновое расщепление составляет величину 0.12 мэВ, которая меньше, чем kT в условиях измерений. Поскольку две дырки заполняют оба одночастичных состояния с $m = \pm 3/2$, электрон со спином $+1/2$ рекомбинирует с дыркой со спином $-3/2$ и дает излучение, поляризованное как σ^- , а электрон со спином $-1/2$, рекомбинируя с дыркой $+3/2$, приводит к поляризации σ^+ . Отношение $I_+/I_- = \exp(\mu_0 g_e H/kT)$ порядка 1 при $H = 3$ Тл и $T = 4.2$ К, и, следовательно, интегральная циркулярная поляризация ФЛ, связанная с ВЕ, должна отсутствовать. При анализе экспериментальных данных надо, однако, иметь в виду, что после рекомбинации дырки, например со спином $+3/2$, остается другая дырка со спином $-3/2$, энергия которой в магнитном поле будет равна $(3/2)\mu_0 g_h H$ (здесь g_h — g -фактор дырки). Поэтому в спектре ФЛ переход с циркуляцией σ^+ будет сдвинут от перехода с σ^- в коротковолновую сторону на величину $3\mu_0 g_h H$. Таким образом, спектр поляризации ФЛ, обусловленный излучательной рекомбинацией ВЕ, будет состоять из двух линий примерно равной интенсивности, поляризованных противоположным образом и сдвинутых относительно друг друга.

Рассмотрим теперь излучение, связанное с A(+)-центрами, обусловленное рекомбинацией свободного электрона и слабо локализованной дополнительной дырки. В слабых магнитных полях циркулярная поляризация излучения, связанная с A(+)-центрами, возникает за счет спинового расщепления уровней связанной дырки и электрона и их температурного перезаселения. В более сильных полях становятся существенными диамагнитные эффекты для локализованных дырок, поскольку радиус основного состояния A(+) весьма велик, а первое возбужденное состояние отстоит от основного на величину порядка 1 мэВ [3], так что при $g_h = 1$, в полях около 2 Тл возникает „взаимодействие“ основного и возбужденного состояния. Поведение основного и первого возбужденного уровня A(+)-центра в магнитном поле может быть описано гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mu_0 g_h (J_z H) + \lambda_1 \left(J_z^2 - \frac{5}{4} \right) H^2 + \frac{\Delta}{2} \left(J_z^2 - \frac{5}{4} \right) + \lambda_0 H^2, \quad (1)$$

где H — магнитное поле, направленное вдоль оси роста (ось z), λ_1, λ_0 — параметры, описывающие диамагнитное расщепление и сдвиг соответственно, Δ — величина расщепления между основным и возбужденным состояниями в нулевом магнитном поле, J_z — оператор проекции полного момента дырки на ось z . В геометрии Фарадея правила отбора для переходов между состояниями электрона со спином $1/2$ и дыркой $3/2$, $\langle n, c | m, v \rangle$ могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \langle 1/2, c | 3/2, v \rangle &= \langle 1/2, c | -1/2, v \rangle = 0, \\ \langle 1/2, c | 1/2, v \rangle &= \sigma^+ / \sqrt{3}, \quad \langle 1/2, c | -3/2, v \rangle = \sigma^-, \\ \langle -1/2, c | 1/2, v \rangle &= \langle -1/2, c | -3/2, v \rangle = 0, \\ \langle -1/2, c | 1/2, v \rangle &= \sigma^- / \sqrt{3}, \quad \langle -1/2, c | 3/2, v \rangle = -\sigma^+. \end{aligned} \quad (2)$$

Будем считать, что спиновое расщепление уровней электрона описывается обычным гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mu_0 g_e (S_z H), \quad (3)$$

где S_z — оператор проекции спина электрона на ось z . Используя (1)–(3) и предполагая, что ширина ФЛ превосходит величины магнитных расщеплений и уровни носителей заряда заселены равновесно, можно получить следующее выражение для степени циркулярной поляризации во внешнем магнитном поле:

$$\begin{aligned} P_{\text{circ}} &= \left[3 \operatorname{sh} \frac{(3g_h + g_e)\mu_0 H}{2kT} \exp\left(-\frac{\lambda_1 H^2}{kT}\right) \right. \\ &+ \operatorname{sh} \frac{(g_h - g_e)\mu_0 H}{2kT} \exp\left(\frac{\lambda_1 H^2}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left. \right] \\ &\times \left[3 \operatorname{ch} \frac{(3g_h + g_e)\mu_0 H}{2kT} \exp\left(-\frac{\lambda_1 H^2}{kT}\right) \right. \\ &+ \operatorname{ch} \frac{(g_h - g_e)\mu_0 H}{2kT} \exp\left(\frac{\lambda_1 H^2}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left. \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

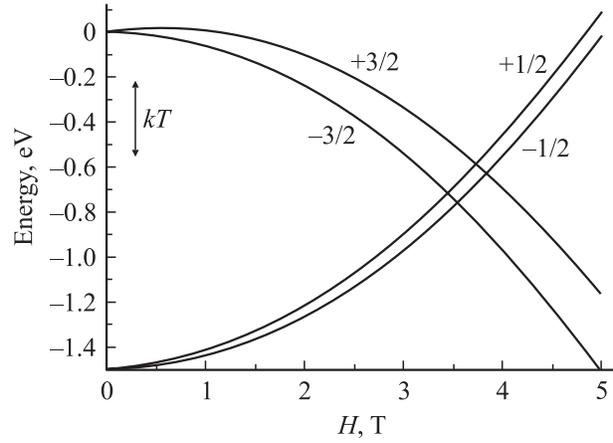


Рис. 3. Расчет изменения энергетического спектра A(+)-центра в магнитном поле. Параметры расчета указаны в тексте.

Физический смысл параметров λ_1 и λ_0 состоит в том, что λ_1 описывает изменение энергетического зазора между основным и возбужденным состояниями, а λ_0 — общий сдвиг этих уровней в квадратичном по магнитному полю приближении. Поскольку экспериментально (см. рис. 2) наблюдается уменьшение степени поляризации в полях около 3 Тл, то, согласно правилам отбора, это можно связать с переходами в состояния дырки $+1/2$ или $-1/2$. Тогда знак константы λ_1 должен быть выбран таким образом, чтобы уменьшить исходное расщепление между основным и возбужденным состояниями. В формулах (3) и (4) учтен отрицательный знак g -фактора электрона, так что под g_e понимается его абсолютное значение. Величина Δ была оценена нами ранее [3] и составляет 1–2 мэВ, g_e в исследуемых ямах приблизительно равен -0.3 [5]. Величина g -фактора дырки для A(+) неизвестна, но обычно для квантовых ям GaAs/AlGaAs она приблизительно равна 1. Таким образом, неизвестной величиной в (4) является только λ_1 , а величина λ_0 определяет сдвиг линии ФЛ в магнитном поле. Значение λ_0 можно просто оценить из соображений, что диамагнитные эффекты должны разрушать связанное состояние в полях, когда магнитная длина станет равной характерному размеру волны функции в нулевом поле.

На рис. 2 наряду с экспериментальными данными по зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля приведены результаты соответствующих расчетов при $g_e = -0.3$, $g_h = 0.8$, $\lambda_0 = 0.06$ мэВ/К², $\Delta = 1.5$ мэВ, $T = 4.2$ К. Видно, что рассчитанная кривая правильно отражает зависимость $P_{\text{circ}}(H)$, однако по величине теоретическая кривая уменьшена в 4 раза. Мы связываем это с деполаризацией излучения, которая может происходить на поверхности образца и в установке. На рис. 3 приведен результат расчета изменения энергетического спектра A(+) в магнитном поле при используемых значениях параметров. Область пересечения кривых соответствует магнитному полю, при котором начинается уменьшение степени поляри-

зации на рис. 2. Отметим, что в области уменьшения поляризации наблюдалось также падение общей интенсивности излучения. Это объясняется тем, что в рамках используемой модели в магнитных полях больше 3 Тл переходы в основное состояние $A(+)$ -центра становятся запрещенными.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе впервые обнаружена тонкая структура $A(+)$ -центров в магнитном поле и определены параметры, определяющие поведение дефекта в магнитном поле. Показано, что предложенная ранее модель $A(+)$ -центра [3] подтверждается оптическими экспериментами в магнитном поле.

Работа поддержана проектами РФФИ, INTAS, частично грантом президента „Ведущие научные школы“ НШ-2003.2223.02, научными программами РАН и ISTC (МНТЦ) 2206.

Список литературы

- [1] Н.В. Агринская, Ю.Л. Ива́нов, В.М. Устинов, Д.В. Полоскин. ФТП, **35**, 571 (2001).
- [2] Ю.Л. Ива́нов, Н.В. Агринская, П.В. Петров, В.М. Устинов, Г.Э. Цырлин. ФТП, **36**, 993 (2002).
- [3] Н.С. Аверкиев, А.Е. Жуков, Ю.Л. Ива́нов, П.В. Петров, К.С. Романов, А.А. Тонких, В.М. Устинов, Г.Э. Цырлин. ФТП, **38**, 222 (2004).
- [4] N.J. Traynor, R.J. Warburton, M.J. Snelling, R.T. Harley. Phys. Rev. B, **35**, 15 701 (1997).
- [5] E.L. Ivchenko, G. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures* (Springer Verlag, 1995).

Редактор Т.А. Полянская

A photoluminescence polarized in a circular way and related to $A(+)$ centres in GaAs/AlGaAs quantum wells

P.V. Petrov, Yu.L. Ivanov, K.S. Romanov, A.A. Tonkikh, N.S. Averkiev

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

Abstract For the first time induced by magnetic field circular polarization of photoluminescence peak connected with $A(+)$ centers in quantum wells have been measured. It is shown that polarization degree in a magnetic field of 4 T reaches 13% while splitting of the peak is practically absent. A theory of the fine spin structure of $A(+)$ center in a magnetic field has been developed. Experimental results are in good agreement with theoretical predictions.