

Аномальное воздействие магнитного поля на непрямой экситон в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

© В.В. Криволапчук, Д.А. Мазуренко, Е.С. Москаленко, Н.К. Полетаев, А.Л. Жмодиков, Т.С. Ченг*, С.Т. Фоксон*

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

* Ноттингемский Университет, факультет физики, NG7 2RD Великобритания

Исследовались спектры экситонной люминесценции в двойных квантовых ямах GaAs в электрическом и магнитном полях. Обнаружено, что линия непрямого экситона (IX) ведет себя аномальным образом: наблюдается индуцированный магнитным полем сдвиг IX в сторону низких энергий и возникновение периодических во времени (≈ 5 с) флуктуаций интенсивности линии IX .

1. В последнее время внимание исследователей привлечено к изучению поведения носителей в двойных квантовых ямах (ДКЯ). Интерес обусловлен тем, что в таких системах возможна конденсация носителей в сверхтекучее состояние [1–3]. Появились экспериментальные работы, свидетельствующие о весьма интересных коллективных явлениях в ДКЯ в присутствии внешнего магнитного поля [4–6]. Настоящая работа посвящена изучению спектров экситонной фотолюминесценции из слегка асимметричных ДКЯ GaAs в присутствии магнитного поля, перпендикулярного плоскости слоев ДКЯ.

2. Исследованные образцы (NU1117) были выращены в Ноттингемском университете методом молекулярно-пучковой эпитаксии при $T = 630^\circ\text{C}$ на (001) подложке GaAs толщиной 0.4 мм. Образцы представляют собой три пары квантовых ям (КЯ) с толщинами (КЯ/барьер $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{КЯ}$ в нм) 20.07/3.82/1.95, 10.18/3.82/9.61 и 8.20/3.82/7.63, выращенных на буферном слое GaAs толщиной $1\ \mu\text{m}$. Пары ДКЯ отделены друг от друга барьерами $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ толщиной 20 нм. Постоянное электрическое напряжение V_{dc} прикладывалось к двум индиевым контактам, нанесенным на подложку и сторону образца с ДКЯ (рис. 1, а). Возбуждение и регистрация фотолюминесценции (ФЛ) осуществлялась через небольшое отверстие ($0.2 \times 0.2\ \text{mm}$) в контакте со стороны ДКЯ (рис. 1, а). Образец освещался светом непрерывного He–Ne лазера ($P < 1\ \text{mW}$, $\lambda = 730.3\ \text{nm}$), что соответствует подбарьерному возбуждению. Спектры регистрировались при помощи двойного дифракционного спектрометра ДФС-52 в режиме счета фотонов при температуре образца $T = 4.2\ \text{K}$.

Магнитное поле B (до 5 Т) прикладывалось в направлении роста слоев, т.е. параллельно V_{dc} . Полярность V_{dc} выбиралась таким образом, чтобы реализовать "непрямой режим" (рис. 1, б), который отвечает нижайшему энергетическому положению непрямого экситона IX (электрон локализован в широкой, а дырка — в узкой яме) по отношению к энергии перехода прямого экситона DX (электрон и дырка находятся в широкой яме) в ФЛ.

3. Представленные экспериментальные результаты относятся к поведению фотовозбужденных носителей в ДКЯ 10.18/3.82/9.61 нм. Спектр излучения этой ДКЯ при $B = 0$ и $V_{dc} = -0.4\ \text{V}$ представлен на рис. 2, а. В спектре присутствует линия прямого экситона (DX) (1.555 eV), линия отвечающая прямому экситону, связанному на примеси (BDX) [7], линия непрямого экситона IX и линия LIX . Последняя линия отвечает рекомбинации непрямого экситона IX , локализованного на примеси [8]. Спектральное положение линий IX и LIX определяется величиной электрического поля в ДКЯ и линейно зависит от V_{dc} в диапазоне $-0.4 < V_{dc} < 0\ \text{V}$. Дальнейшее уменьшение V_{dc} ($V_{dc} < V_0 = -0.4\ \text{V}$) практически не изменяет положения линии IX , и, следовательно, электрического поля в ДКЯ, но приводит к появлению заметного ($\approx 1\ \mu\text{A}$) электрического тока (J) через всю структуру. Приложение магнитного поля B существенно изменяет поведение линий IX и LIX . При относительно небольших значениях $B \leq 2\ \text{T}$ (см. рис. 2, б) эти линии сдвигаются в сторону меньших энергий (такое поведение линий не укладывается ни в какую известную модель, описывающую зависимость спектральных линий от маг-

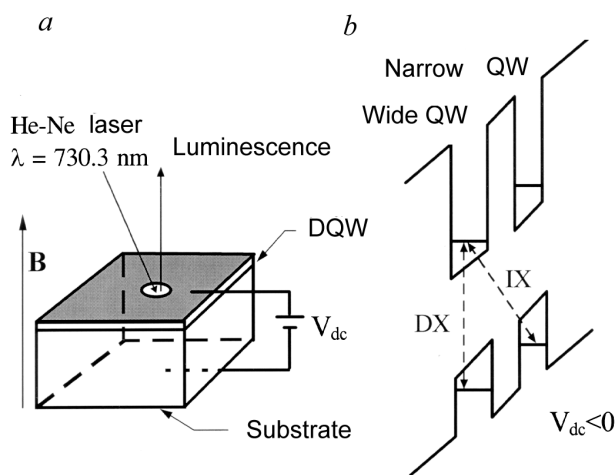


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и энергетическая диаграмма в случае "непрямого" режима (б).

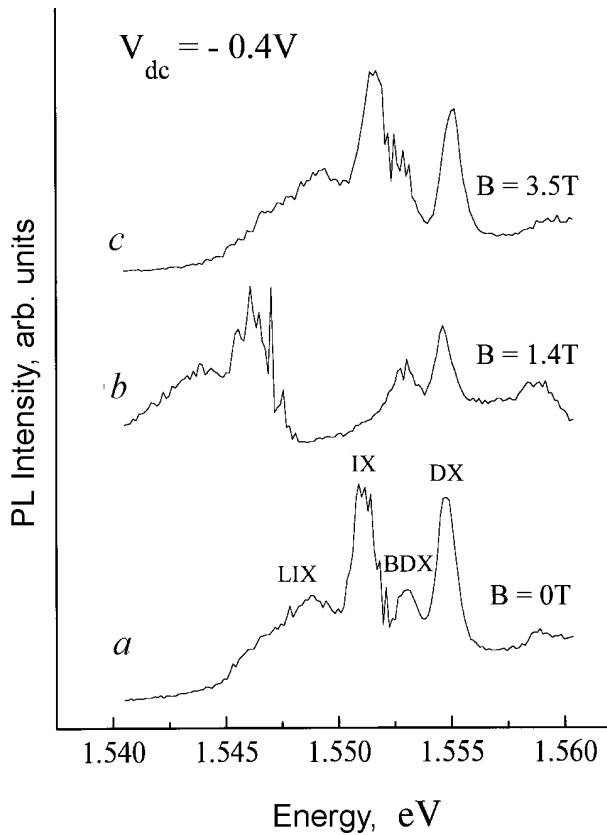


Рис. 2. Спектры ФЛ, полученные при $V_{dc} = -0.4\text{ V}$ и $B = 0$ (a), 1.4 (b), 3.5 T (c).

нитного поля в полупроводниках и поэтому является аномальным), и только при дальнейшем увеличении поля $B \geq 2\text{ T}$ линии IX и LIX сдвигаются в сторону больших энергий (рис. 2, c). При этом положение линии прямого экситона (DX) ведет себя обычным образом (наблюдается диамагнитный сдвиг). На рис. 3 представлен сдвиг ΔE ($\Delta E = E_{IX}(B) - E_{IX}(B=0)$) линии IX от величины B при трех различных значениях V_{dc} .

4. Переходя к обсуждению, важно отметить, что ΔE увеличивается (оставаясь положительной) во всем диапазоне B только при определенных значениях V_{dc} , а именно $V_0 < V_{dc} < 0\text{ V}$ (рис. 3, b, c). При этом в указанном диапазоне электрических полей ток через структуру практически отсутствует ($J < 0.1\text{ }\mu\text{A}$). Однако, при $V_{dc} < V_0 = -0.4\text{ V}$, когда появляется заметный электрический ток через структуру, магнитное поле ($B < 2\text{ T}$) смещает линию IX в сторону меньших, а при $B > 2\text{ T}$ — в сторону больших энергий (рис. 3, a). Смещение IX в сторону меньших энергий означает, что в ДКЯ индуцируется большее (по сравнению с нулевым значением B) электрическое поле, которое изменяет наклон зон (рис. 1, b). Таким образом, можно сделать вывод о том, что магнитное поле блокирует ток и тем самым способствует приложению к ДКЯ большего эффективного электрического поля. При $V_{dc} > -0.4\text{ V}$ ток через структуру практически отсутствует и магнитное

поле приводит лишь к положительным изменениям ΔE (рис. 3, b, c). Смещение линии IX в сторону больших энергий, индуцируемое магнитным полем, наблюдалось ранее и объяснялось диамагнитным сдвигом [9,10]. Диамагнитный сдвиг должен быть существен при больших значениях B : $\hbar\omega_c > E_D^{IX}$, где $\hbar\omega_c$ — циклотронная частота, $E_D^{IX} = 3.3\text{ meV}$ [8] — энергия связи IX. Действительно видно, что ΔE начинает увеличиваться при $B > 2\text{ T}$ ($\hbar\omega_c > 3.5\text{ meV}$) (рис. 3).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что сдвиг линии непрямого экситона IX определяется двумя причинами: (i) смещение в сторону больших энергий определяется диамагнитным сдвигом; (ii) сдвиг в сторону низких энергий определяется изменением электрического поля в области ДКЯ вследствие блокировки J .

Фактор (i) должен быть существенным при любых значениях V_{dc} , если только выполнено условие $\hbar\omega_c > E_D^{IX}$. В то же время проявления фактора (ii) следует ожидать только в ситуации, когда через структуру (при $B = 0$) протекает значительный ток, т.е. при $V_{dc} < V_0$. Механизм блокировки электрического тока магнитным полем не ясен, однако из анализа экспериментальных результатов следует, что существенную роль играют как особенности поведения электронной (экситонной) подсистемы в ДКЯ, так и поведение носителей в слоях AlGaAs, которые разделяются ДКЯ.

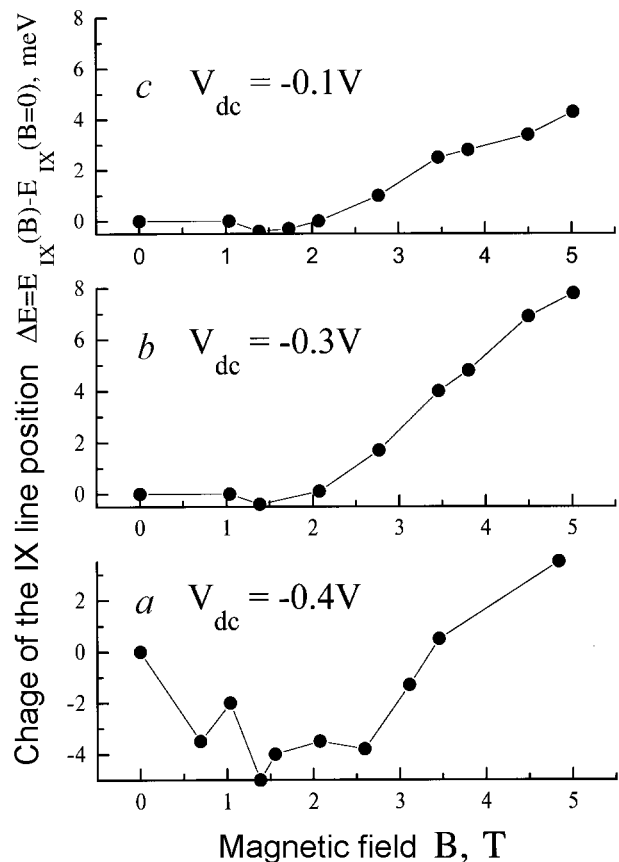


Рис. 3. Зависимость ΔE от B при различных значениях $V_{dc} = -0.4$ (a), -0.3 (b) и -0.1 V (c).

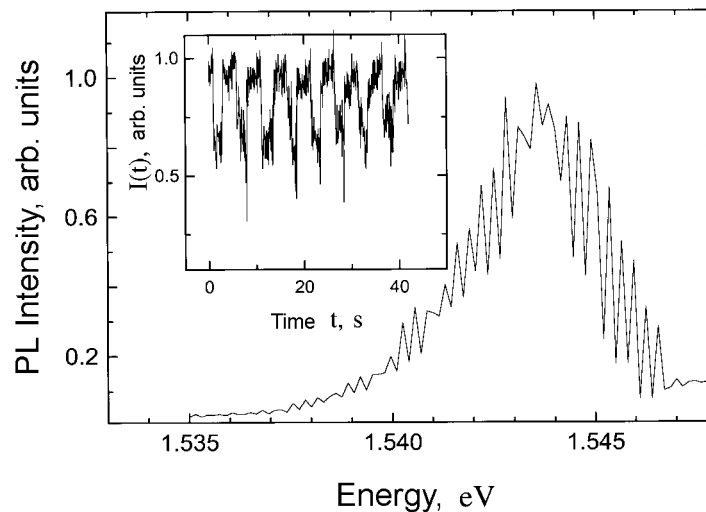


Рис. 4. Спектральный профиль линии IX, полученный при $V_{dc} = -0.5\text{ V}$ и $B = 2\text{ T}$. На вставке — зависимость $I(t)$, зарегистрированная при $h\nu = 1.545\text{ eV}$.

Проведенные эксперименты по определению зависимости тока от магнитного поля при надбарьерном ($\lambda = 632.8\text{ nm}$) и подбарьерном ($\lambda = 730.3\text{ nm}$) возбуждении показали, что характер блокировки зависит от того, рождаются или нет электронно-дырочные пары в барьерах (AlGaAs) в результате фотовозбуждения. В этой связи один из возможных механизмов блокировки представляется следующим: на процесс туннелирования носителей через барьер (и следовательно, ток) значительное влияние оказывает взаимодействие (захват, рассеяние) носителей с примесями, локализованными в барьерах AlGaAs. Эффективность этих процессов зависит от протяженности волновой функции зарядов в плоскости квантовых ям: чем больше эта величина, тем более эффективно происходит захват носителей примесью барьера и тем больше ток. Магнитное поле, приложенное в направлении роста, локализует носители в плоскости слоев с характерным параметром локализации, равным магнитной длине — λ_B , тем самым уменьшая вероятность прохождения носителей сквозь барьер, и, следовательно, уменьшает ток.

Важной особенностью линии IX является наблюдение аномально больших флуктуаций интенсивности ее спектрального контура, представленного на рис. 4. Значительные флуктуации интенсивности ФЛ линии IX в ДКЯ GaAs/AlAs наблюдались ранее в [4,5] и объяснялись наличием доменов конденсированного состояния IX.

В настоящей работе мы измерили во времени интенсивности $I(t)$ отдельной флуктуации контура линии IX. Зависимость $I(t)$ для $h\nu = 1.545\text{ eV}$ показана на вставке рис. 4. Как видно, $I(t)$ имеет четко выраженную амплитудную модуляцию с периодом $\approx 5\text{ s}$. Такое поведение является необычным для излучательных характеристик электронных (экситонных) переходов в GaAs. Следует отметить, что глубина амплитудной модуляции не зависит от ширины изучаемого спектрального диапазона в пределах контура линии IX. Также отсутствует

корреляция между флуктуациями интенсивностей ФЛ линии IX и флуктуациями тока через структуру. Причина возникновения низкочастотных колебаний и их связь с коллективными явлениями не ясна и требует дальнейших исследований. Заметим, что это явление может быть использовано для создания микроэлектронных генераторов (переключателей) герцового диапазона частот.

Авторы благодарны А.А. Каплянскому, Р.А. Сурису, О.В. Константинову и В.Б. Тимофееву за интересные обсуждения результатов и проф. Л.Дж. Чаллису за внимание к работе.

Финансовая поддержка осуществлялась РФФИ (96-02-16952a) и частично INTAS-94-295.

Список литературы

- [1] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. ЖЭТФ **71**, 2, 738 (1976).
- [2] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ЖЭТФ **80**, 4, 1488 (1981).
- [3] D. Yoshioka, A.H. MacDonald. J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 12, 4211 (1990).
- [4] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett. **73**, 2, 304 (1994).
- [5] Л.В. Бутов, А. Цреннер, М. Хагн, Г. Абштрайтер, Г. Бом, Г. Вайманн. УФН **166**, 7, 801 (1996).
- [6] В.Б. Тимофеев, А.В. Ларионов, П.С. Дорожкин, М. Байер, А. Форхел, Ж. Страка. Письма в ЖЭТФ **65**, 11, 840 (1997).
- [7] E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, A.V. Akimov, A.A. Kaplyanskii, L.J. Challis, T.S. Cheng, O.H. Hughes. Ann. Phys. **4**, 127 (1995).
- [8] D.A. Masurenko, A.V. Akimov, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, A.A. Kaplyanskii, L.J. Challis, T.S. Cheng, C.T. Foxon. Acta Phys. Pol. **90**, 5, 895 (1995).
- [9] M. Bauer, V.B. Timofeev, F. Faller, T. Gutbrod, A. Forchel. Phys. Rev. **B54**, 2, 8799 (1996).
- [10] I.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A.V. Petinova, K. Eberl. Phys. Rev. **B52**, 16, 12 153 (1995).