

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С НАКЛОНЕННЫМИ ЗОНАМИ

В.Б.Тимофеев, А.В.Ларионов, П.С.Дорожкин, М.Байер^{*1)}, А.Форхел^{*1)},
Ж.Страка^{*1)}

*Институт физики твердого тела, РАН
142432 Черноголовка, Россия*

** Universität Würzburg, Technische Physik, Am Hubland,
D-97074 Würzburg, Deutschland*

Поступила в редакцию 15 мая 1997 г.

При приложении электрического напряжения к двойным квантовым ямам, выращенных на основе $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ гетероструктур с контактными областями (n-i-p структуры), в одной из квантовых ям появляется двумерный (2D) электронный газ. В условиях подсветки, генерирующей электронно-дырочные пары, фотовозбужденные дырки локализуются в соседней квантовой яме и излучательно рекомбинируют с 2D-электронами (туннельная рекомбинация через барьер). Возникновение вырожденного 2D-электронного газа, его энергия основного состояния и плотность устанавливаются по структуре уровней Ландау в спектрах люминесценции и возбуждения люминесценции, а также по осцилляциям интенсивности излучательной рекомбинации в магнитном поле в условиях детектирования непосредственно на уровне Ферми. Плотность электронов регулируется напряжением между контактными областями и возрастает при увеличении наклона зон. При фиксированном наклоне зон плотность 2D-электронов ограничена сверху их резонансным туннелированием в соседнюю квантовую яму и последующей прямой рекомбинацией с фотовозбужденными дырками.

PACS: 71.35.Ji, 71.70.Ej, 75.70.Cn

1. Туннельно связанные квантовые системы, двойные квантовые ямы (ДКЯ) и сверхрешетки, давно находятся в фокусе интересов, касающихся исследований полупроводниковых гетероструктур [1–4]. В случае ДКЯ с приложенным электрическим смещением, наклоняющим зоны, этот интерес, в частности, связан с ожидаемой возможностью оптического возбуждения экситонов, у которых электрон и дырка находятся в разных ямах, разделенных барьером. Такие экситоны называют пространственно непрямыми (interwell), в отличие от пространственно прямых (intrawell), когда электрон и дырка находятся в одной квантовой яме. Пространственно не прямые экситоны должны иметь большие времена жизни (большие времена туннельной рекомбинации через барьер), поэтому их нетрудно накапливать, а сам газ таких экситонов, казалось, может быть охлажден до достаточно низких температур. В теоретических работах предсказываются очень интересные коллективные свойства такого газа взаимодействующих экситонов при достижении критических плотностей и низких температурах [6–9]. Есть сообщения об обнаружении неожиданных коллективных свойств во взаимодействующем газе таких экситонов [5].

2. Цель настоящего сообщения – продемонстрировать, что в n-i-p $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ ДКЯ с наклоненными зонами события развиваются по другому сценарию. Неравновесные e-h-пары, пространственно разделенные барьером из-за наклона зон, оказываются в основном локализованными в плоскостях ям

¹⁾ M.Bayer, A.Forchel, J.Straka

на флуктуациях случайного потенциала, если их плотность меньше плотности поверхностных состояний ($n_c \sim 10^{10} - 10^{11} \text{см}^{-2}$), а температуры достаточно низкие. Люминесценция в этом случае определяется главным образом излучательной рекомбинацией локализованных в плоскостях, случайно распределенных $e-h$ -пар, у которых электрон и дырка разделены барьером. Если плотность неравновесных электронов (или дырок) превысит критическую плотность локализованных состояний, определяющую порог подвижности, в соответствующем канале (квантовой яме) возникнет двумерный газ. Мы покажем, что в рассматриваемых структурах возникает 2D-электронный газ.

3. В работе исследовались $n-i-n$ AlGaAs/GaAs ($x = 0.2$) ДКЯ, выращенные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на буферной подложке n -GaAs, ориентированной вдоль кристаллографического направления (001). Концентрация легирующей примеси n -типа (Si) в подложке составляла $3 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. Ширины GaAs-квантовых ям и AlGaAs-барьера между ними были соответственно 100 и 45 Å. ДКЯ находились симметрично между изолирующими слоями AlGaAs с толщинами по 3000 Å. Непосредственно за изолирующими слоями находились легированные слои AlGaAs ($n(\text{Si}) = 3 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$), которые имели металлическую проводимость. Таким образом структуры представляли собой конденсатор, в середине которого размещалась ДКЯ. В отсутствие электрического напряжения структуры демонстрировали свойства, соответствующие режиму плоских зон. При приложении напряжения, изгибающего зоны, через структуру начинал протекать ток. При максимально использованных напряжениях (± 3 В) плотность темнового тока через структуру не превышала 10мА/см^2 .

Образцы помещались в гелиевом криостате внутри сверхпроводящего соленоида. Все эксперименты велись при температуре 2К. Фотовозбуждение и сбор сигнала люминесценции осуществлялись с помощью световодной техники. Люминесценция возбуждалась Ne-Ne-лазером, генерирующем неравновесные $e-h$ -пары в квантовых ямах. Спектры возбуждения люминесценции измерялись с помощью Ti-сапфирового лазера, который, в свою очередь возбуждался всеми линиями генерации Ar-лазера. Сигнал люминесценции детектировался охлаждаемым фотоумножителем и регистрировался в режиме счета фотонов.

4. На рис.1 показаны спектры люминесценции, соответствующие излучательной рекомбинации 2D-электронов, которые появляются при приложении напряжения, в нижней, наклоненной полем квантовой яме, с фотовозбужденными дырками в соседней квантовой яме (схема оптических переходов показана на рис.2). Такая рекомбинация имеет туннельную природу и определяется перекрытием волновых функций 2D-электронов и дырок, "просачивающихся" под барьер, который пространственно разделяет эти носители. Естественно, что спектр люминесценции, благодаря наклону зон, расположен со стороны меньших энергий относительно терма прямого, симметричного экситонного состояния на тяжелой дырке, $1sHH$, в соседней квантовой яме, где концентрация электронов мала (см. рис.2).

В нулевом магнитном поле спектр люминесценции имеет форму близкую к прямоугольной, что отражает постоянство плотности состояний 2D-электронов и слабую зависимость вероятности излучательной рекомбинации от волнового вектора [10]. Ширина спектра соответствует фермиевской энергии 2D-электронов. В магнитном поле, перпендикулярном слоям, начиная с $B \geq 1.5$ Тл в спектре появляется структура, связанная с ландауовским квантованием электронов. По величине расщепления нетрудно найти их циклотронную

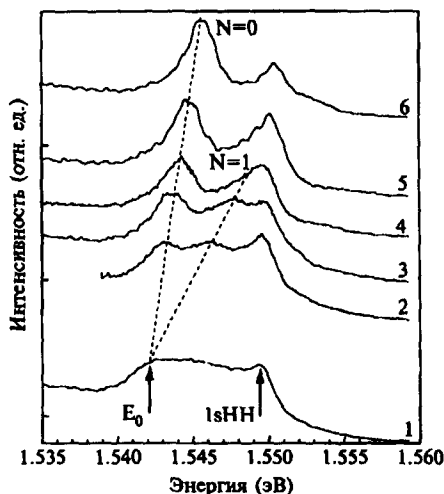


Рис.1. Спектры излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками из соседней квантовой ямы в зависимости от величины магнитного поля. Цифрам 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствуют магнитные поля 0, 1.5, 2, 2.5, 3, 4 Тл. Приложенное внешнее напряжение составляет - 2.5 В

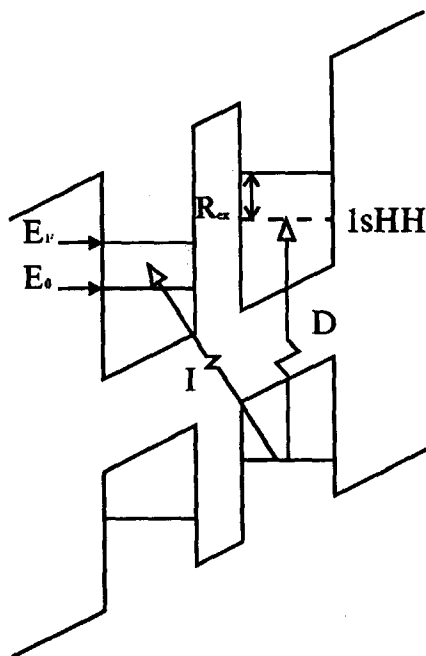


Рис.2. Схема оптических переходов в AlGaAs/GaAs ($x = 0.2$) ДКЯ при приложенном внешнем напряжении. Стрелками изображены переход излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками из соседней квантовой ямы (непрямой переход), а также переход, соответствующий терму прямого экситона на тяжелой дырке - 1sHH (прямой переход)

массу $m_e \approx 0.07m_0$. Измеренные расщепления в спектре люминесценции при разных величинах B можно использовать также для построения веера уровней Ландау (см.рис.3а, светлые точки). Из такого построения нетрудно определить энергию дна 2D-электронной зоны - E_0 (эта энергия соответствует нижайшему электронному уровню размерного квантования в нижней, наклоненной электрическим полем, квантовой яме), а также уровень Ферми 2D-электронов - E_F . Найденная отсюда концентрация 2D-электронов составляет $n_s \approx 2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Подчеркнем, что спектры люминесценции и их форма не зависели от мощности лазерного возбуждения в интервале 10мкВт - 5мВт. Это означает, что в исследованном интервале оптических накачек 2D-электронный канал может заполняться электронами из n-контактной области.

Плотность электронов можно найти в независимом оптическом эксперименте. Для этого следует детектировать интенсивность люминесценции 2D-электронов непосредственно на уровне Ферми в функции магнитного поля. Наблюдаемые в таком эксперименте осцилляции интенсивности рекомбинационного излучения, показанные на рис.3б непрерывной кривой, отражают осцилляции плотности состояний на уровне Ферми. Фермиевская энергия и плотность 2D-электронов определяются по периоду этих осцилляций в обрат-

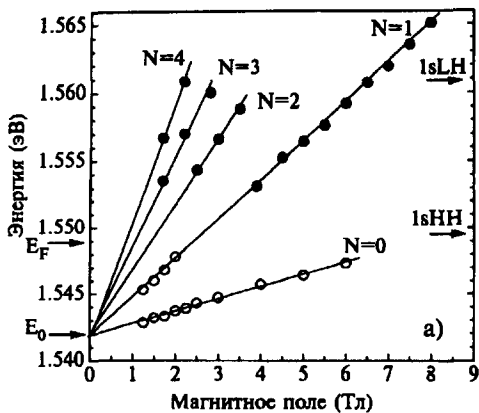


Рис.3. а) Веер уровней Ландау 2D-электронов. Светлые точки соответствуют люминесценции, а темные – возбуждения люминесценции 2D-электронов. Стрелками показаны положения уровня Ферми и дна подзоны 2D-электронов, а также положения термов прямого экситона на легкой 1sLH и тяжелой 1sHH дырках. Приложенное внешнее напряжение составляет – 2,5 В. б) Осцилляции интенсивности, соответствующие излучательной рекомбинации 2D-электронов с фотовозбужденными дырками из соседней квантовой ямы, при детектировании непосредственно на уровне Ферми. Приложенное внешнее напряжение составляет – 2,5 В.

ном магнитном поле. Обнаруженные осцилляции интенсивности люминесценции являются, по сути, оптическим аналогом шубниковских осцилляций [10].

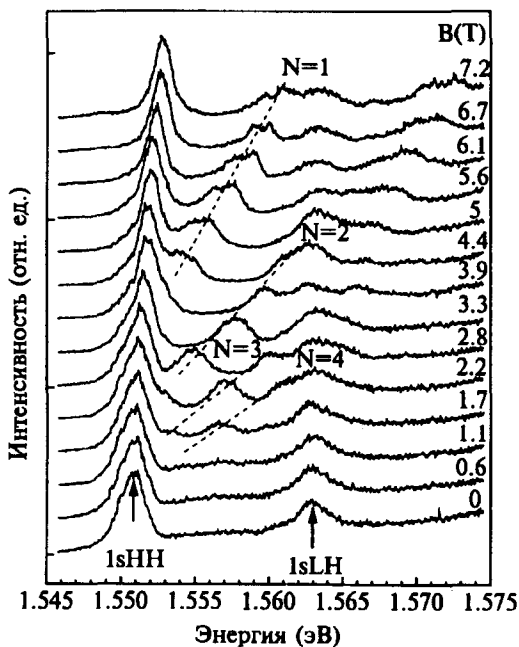


Рис.4. Спектры возбуждения люминесценции 2D-электронов в зависимости от величины магнитного поля. Стрелками показаны положения термов прямого экситона на легкой 1sLH и тяжелой 1sHH дырках при $B = 0$ Тл. Пунктирные прямые соответствуют оптическим переходам на незаполненные уровни Ландау, расположенные непосредственно над уровнем Ферми. Приложенное внешнее напряжение составляет – 2,5 В

Структура уровней Ландау 2D-электронов обнаруживается и в спектрах возбуждения люминесценции. Речь в данном случае идет об оптических переходах на незаполненные уровни Ландау, расположенные непосредственно над

уровнем Ферми. Эти спектры представлены на рис.4, где прежде всего доминируют линии основных состояний экситонов с тяжелыми, $1sHH$, и легкими, $1sLH$, дырками. Эти экситонные линии отвечают прямым переходам в экситонные состояния в квантовой яме, свободной от 2D-электронного газа. В спектрах, измеренных в магнитном поле, наряду с основными экситонными линиями появляется новая дискретная структура линий. Эти линии быстро движутся в сторону больших энергий с ростом магнитного поля, в отличие от линий основных экситонных состояний, испытывающих относительно небольшой диамагнитный сдвиг. Спектральные позиции этих линий, измеренные при разных величинах магнитного поля, представлены на рис.3а (темные точки). Видно, что энергии этих линий с удивительной точностью укладываются на все уровни Ландау. Совершенно очевидно, что обнаруженная в спектрах возбуждения люминесценции в магнитном поле дискретная структура отвечает оптическим переходам на незаполненные уровни Ландау 2D-электронов, расположенные выше уровня Ферми. Оптические переходы в рассматриваемом случае происходят между состояниями дырок в одной из ям и уровнями Ландау 2D-электронов в другой яме. Из законов сохранения следует, что оптический переход соответствует рождению $e-h$ -пары в квантовой яме, где нет 2D-электронов, с последующим резонансным туннелированием фотовозбужденного электрона в соседнюю яму на уровень Ландау. Удивительным остается, почему такие переходы имеют столь большую силу осциллятора, сравнимую с переходом в основное экситонное состояние.

С помощью описанной техники изучалось поведение 2D-электронного газа при различных приложенных напряжениях. Оказалось, что положение уровня Ферми всегда пиннингуется спектральной позицией $1sHH$ -экситона в соседней яме. Это означает, что при фиксированном напряжении плотность 2D-электронов ограничивается сверху процессами их резонансного туннелирования в соседнюю яму, связывания с фотовозбужденными дырками в прямой $1sHH$ -экситон и последующей излучательной аннигиляцией этих экситонов. Плотность 2D-электронов можно варьировать с помощью приложенного напряжения, регулирующего наклон электронных зон и, тем самым, изменяющего положение дна зоны двумерных электронов — E_0 . Было установлено, что свободный 2D-электронный газ исчезает при напряжениях $V_g \approx 0.7$ В. Отсюда оценивалась критическая плотность поверхностных электронных состояний, соответствующих порогу подвижности или переходу металл-изолятор в 2D-канале. Эта плотность оказалась равной $n_0 \approx 5 \cdot 10^{10}$ см⁻². При таких и меньших концентрациях неравновесных $e-h$ -возбуждений в спектрах люминесценции проявляется излучательная рекомбинация локализованных в плоскостях, случайно распределенных электронно-дырочных пар, у которых электрон и дырка пространственно разделены барьером. Однако эта тема самостоятельного обсуждения и ему будет посвящена отдельная публикация.

Авторы благодарны И.В.Кукушкину за интересные обсуждения затронутых в статье вопросов. Мы благодарим Российский фонд фундаментальных исследований (грант 96-02-17535), научно-техническую программу "Физика твердотельных наноструктур" и INTAS (грант 576i-95), за оказанную финансовую поддержку данным исследованиям.

2. M.N.Islam, R.L.Hillman, D.A.Miller et al., Appl. Phys. Lett. **50**, 1098 (1987).
3. J.E.Golub, K.Kash, J.P.Harbison, and L.T.Florez, Phys. Rev. **B41**, 8564 (1990).
4. T.Fukuzawa, E.E.Mendez, and J.M.Wang, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
5. L.V.Butov, A.Zrenner, G.Abstreiter et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
6. Yu.E.Lofovik and V.Yudson, ZhETF **71**, 738 (1976).
7. I.V.Lerner and Yu.E.Lofovik, ZhETF **78**, 1167 (1980).
8. D.Yoshioka and MacDonald, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
9. X.M.Chen and J.J.Quinn, Phys. Rev. Lett. **67**, 895 (1991).
10. I.V.Kukushkin and V.B.Timofeev, Advances in Physics **45**, 147-242 (1996).