

# Флуктуации интенсивности излучения экситонного Бозе-конденсата в двойных квантовых ямах GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As

© Р.В. Кузьмин, **В.В. Криволапчук**, Е.С. Москаленко, М.М. Мездрогина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: KuzminRoman@inbox.ru

(Поступила в Редакцию 16 сентября 2009 г.)

Исследованы флуктуации во времени интенсивности фотолюминесценции непрямых экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As. Поведение флуктуаций интенсивности в зависимости от внешних управляющих параметров, таких как температура и электрическое напряжение, прикладываемое перпендикулярно структуре, показало, что они являются непосредственным проявлением Бозе-конденсации. Найдено, что одновременно с флуктуациями интенсивности ток, протекающий перпендикулярно структуре, также испытывает значительные флуктуации. Анализ возможных причин возникновения таких флуктуаций привел к выводу о необходимости учета туннельных переходов в системе экситонного Бозе-конденсата.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-02-00854, 07-08-00542, „Сильнокоррелированные системы“ Президиума РАН, СПб НЦ РАН-08.

## 1. Введение

Бозе-эйнштейновская конденсация (БЕК) экситонов привлекает к себе внимание с 60-х годов. Интерес вызван тем, что такое фундаментальное явление, как переход макроскопического числа частиц в единое когерентное состояние, в экситонной системе становится возможным наблюдать при относительно высоких температурах.

Существенных успехов в этом направлении в последнее время удалось добиться на двойных связанных квантовых ямах (DQW). Отличительной особенностью DQW, облегчающей условия наблюдения конденсации, является существование в такой системе пространственно-непрямых экситонов (IX), образованных электронами  $e$  и дырками  $h$ , локализованными в разных ямах. Вследствие такого пространственного разделения носителей время жизни IX существенно возрастает по сравнению со временем жизни прямых экситонов, состоящих из электронов и дырок, находящихся в одной яме. Причем имеется возможность управлять этим временем путем приложения электрического поля, перпендикулярного плоскости квантовых ям. При этом становится возможным получить термализованный газ экситонов достаточно высокой плотности и наблюдать их переход в коллективную фазу при температурах в несколько градусов Кельвина.

Теоретические работы, рассматривающие двумерные экситонные системы и, в частности, системы с пространственно разделенными электрон-дырочными слоями, какими являются DQW в электрическом поле, ведутся уже достаточно давно [1–4]. Основной их результат заключается в том, что в таких системах уже при гелиевых температурах возможен фазовый переход экситонов в конденсированное состояние, хотя и немного отличающийся от БЕК в обычном понимании этого явления, описанного Эйнштейном и Лондоном [5].

На сегодняшний день имеются экспериментальные результаты [6–14], подтверждающие теоретические расчеты и свидетельствующие о переходе непрямых экситонов в двойных квантовых ямах в состояние конденсации Бозе-Эйнштейна. Этот переход сопровождается интересным явлением, отмечаемым в некоторых работах [6,7] и заключающимся в появлении значительных флуктуаций во времени интенсивности излучения непрямых экситонов.

Несмотря на имеющиеся простые объяснения, причина возникновения этого явления по-прежнему остается неясной и требует исследования. Поэтому целью настоящей работы являлось изучение флуктуаций во времени интенсивности люминесценции непрямых экситонов, возникающих при их переходе в конденсированное состояние.

В ходе работы исследовано поведение флуктуаций в зависимости от температуры и электрического напряжения, прикладываемого перпендикулярно структуре. Найдена корреляция флуктуаций интенсивности и флуктуаций тока, протекающего перпендикулярно плоскости структуры. Обнаружено, что исчезновение и появление флуктуаций при изменении внешних параметров происходит одновременно с изменением формы линии непрямых экситонов, которая отражает фазовое состояние системы, т.е. флуктуации интенсивности линии непрямых экситонов являются непосредственным проявлением Бозе-конденсации.

## 2. Образцы и детали эксперимента

Исследованные образцы были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на (001) подложке GaAs толщиной 0.4 mm при температуре 630°C. Последовательно выращены тонкий (1 μm) буферный слой GaAs и три пары несимметричных квантовых ям

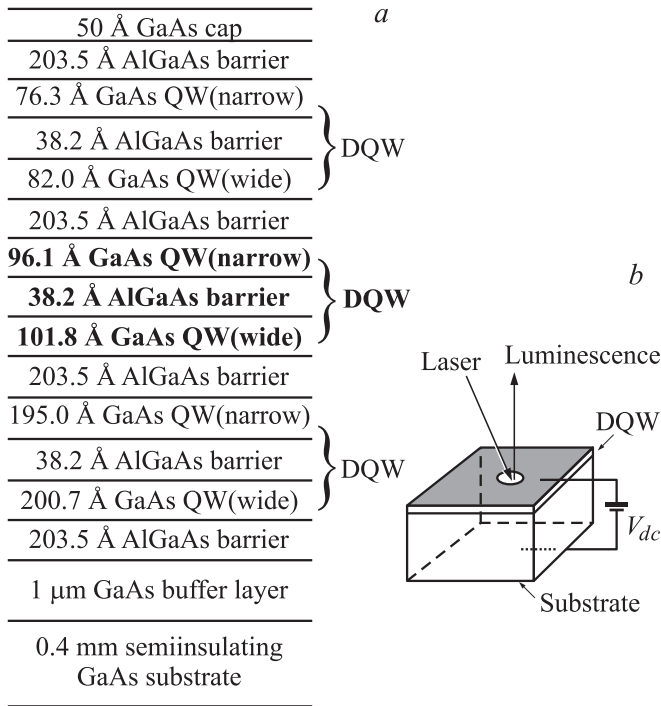


Рис. 1. Структура образца (а) и схема эксперимента (б).

(КЯ) с толщинами (КЯ/барьер  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ /КЯ в нм) 20.1/3.8/19.5, **10.2/3.8/9.6** и 8.2/3.8/7.6, а также защитный слой GaAs (5 нм) на лицевой границе образца. Связанные КЯ отделены друг от друга и от буферного слоя барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  толщиной 20 нм. Схематично архитектура образца приведена на рис. 1, а. Жирным шрифтом выделена двойная квантовая яма, на которой проводились основные измерения. Все экспериментальные результаты, приводимые в работе, получены на этой DQW.

Для приложения электрического напряжения ( $V_{dc}$ ) на образце были созданы контакты Шоттки. Возбуждение и регистрация фотолюминесценции (ФЛ) осуществлялись через небольшое отверстие ( $0.2 \times 0.2$  мм) в контакте со стороны DQW (рис. 1, б). Пятно лазерного возбуждения позиционировалось либо в центре отверстия, либо на его крае.

Образец освещался светом непрерывного полупроводникового лазера с длиной волны  $\lambda = 660$  нм, что соответствует подбарьерному возбуждению DQW, и максимальной плотностью мощности возбуждения  $I_p = 2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Измерения проводились в температурном диапазоне 1.6–4.2 К. Температура образца  $T$  изменялась путем откачки паров жидкого гелия и определялась по давлению этих паров с помощью ртутного манометра.

Спектры фотолюминесценции DQW регистрировались при помощи двойного дифракционного спектрометра ДФС-52 с обратной линейной дисперсией 0.6 нм/мм в режиме времякоррелированного счета фотонов.

### 3. Результаты и их обсуждение

3.1. Влияние электрического поля на систему с DQW. Спектр фотолюминесценции несимметричной DQW GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  в отсутствие внешнего электрического поля представлял собой набор узких линий, ширина и положение которых соответствуют рекомбинации прямых экситонов каждой из ям (рис. 2). Самая высокоэнергетическая линия (DXN) соответствует излучению прямого экситона из узкой ямы, а линия с меньшей энергией (DXW) — прямому экситону из широкой ямы. Третья, самая низкоэнергетическая линия, вероятно, соответствует локализованному экситону [15].

При приложении напряжения к контактам на поверхностях образца возникающее электрическое поле приводит к перераспределению носителей между ямами. Электроны и дырки, туннелируя через барьер, оказываются в разных ямах и образуют не прямые экситоны. При этом из спектра (рис. 3) исчезают линии излучения DXN и DXW и появляется линия излучения не прямых экситонов, которая с ростом поля смещается в сторону меньших энергий. Вследствие малости интеграла перекрытия волновых функций  $e$  и  $h$  времена жизни IX достаточно большие. Поэтому они термализуются и локализуются на флуктуациях случайного потенциала, обусловленного существованием различных пространственных областей в плоскости DQW, отличающихся друг от друга толщинами КЯ, флуктуациями состава барьеров, а также величиной локального электрического поля примесей. При этом в спектре фотолюминесценции видна широкая линия IX (кривая, измеренная при  $V_{dc} = 4.51$  В, рис. 3), отражающая распределение не прямых экситонов по случайному потенциалу. При дальнейшем увеличении напряжения ширина на половине высоты (FWHM) этой линии существенно уменьшается, достигая значе-

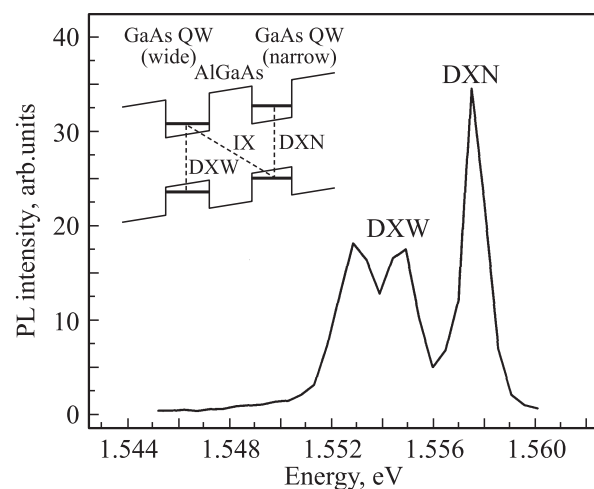
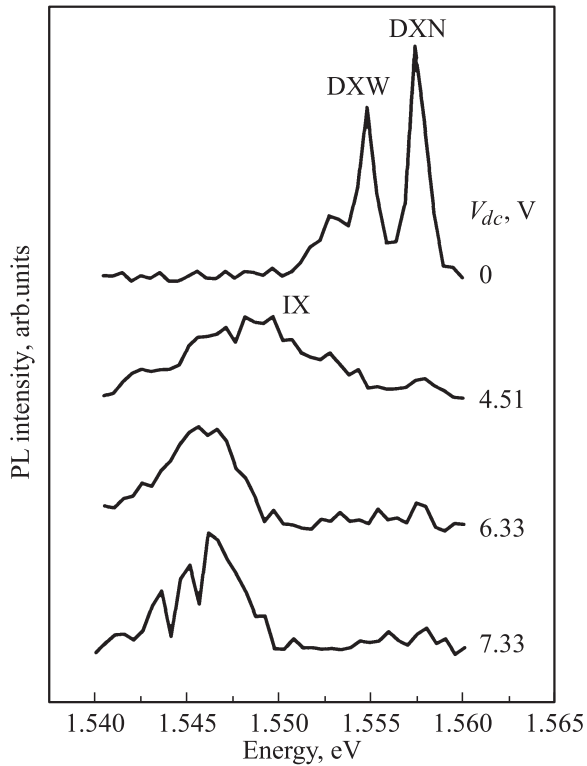


Рис. 2. Спектр ФЛ DQW GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ , измеренный при  $V_{dc} = 0$  В,  $T = 4.2$  К,  $I_p = 2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  и возбуждении ФЛ в центре отверстия в металлическом контакте. На вставке — энергетическая диаграмма связанных квантовых ям в электрическом поле.



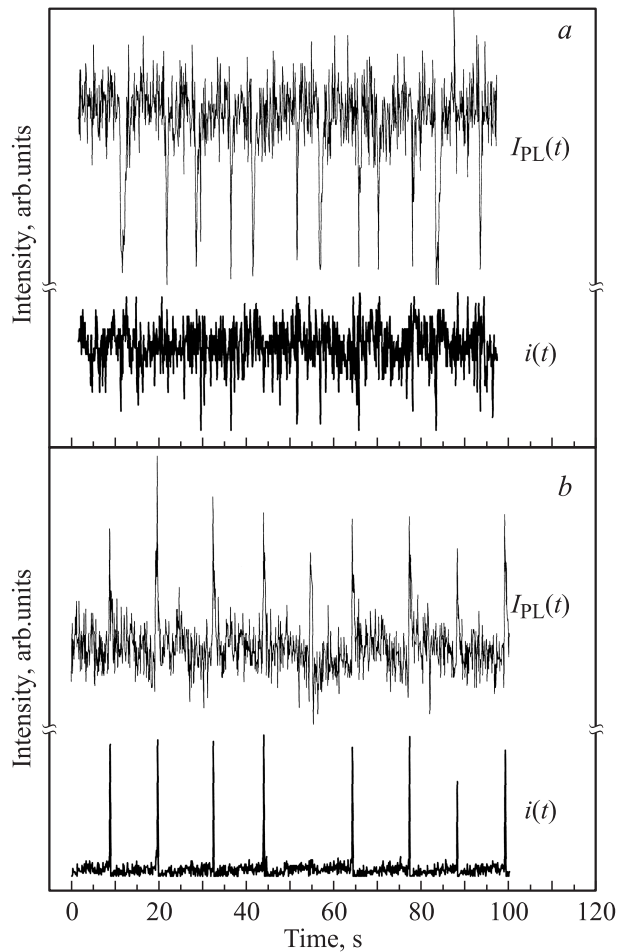
**Рис. 3.** Спектры ФЛ DQW GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As, измеренные при  $T = 1.6$  К,  $I_p = 80 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  и различных значениях  $V_{dc}$ . Возбуждение ФЛ осуществлялось в центре отверстия в металлическом контакте.

ния  $4 \text{ meV}$ . Подобное поведение уже наблюдалось во многих работах [7–14] и связывалось с переходом IX в состояние бозе-эйнштейновской конденсации.

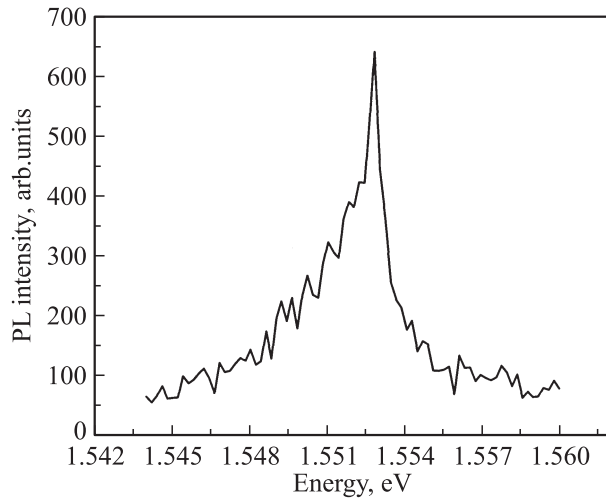
Действительно, оценка концентрации экситонов  $n$  исходя из использовавшейся мощности возбуждения показывает, что в условиях эксперимента, проводимого в настоящей работе, для системы не прямых экситонов в DQW GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As реализуется предел низкой плотности,  $na^* \ll 1$ , где  $a^*$  — радиус экситона. Поэтому экситонная система может быть описана как слабонеидеальный газ бозонов и при понижении температуры должна переходить в состояние Бозе-конденсации. Непрямые экситоны в двойной квантовой яме являются двумерной системой, поэтому образование единого конденсированного состояния будет происходить путем фазового перехода Костерлица–Таулеса [16] при температуре перехода  $T_{KT}$ . В некотором интервале температур  $T_{KT} < T < T_0$  ( $T_0$  — критическая температура локальной конденсации) в системе будет существовать локальная конденсация, происходящая в латеральных ловушках, вызванных флуктуациями потенциала. В случае DQW в электрическом поле, являющейся системой с пространственно разделенными электронами и дырками, существенное значение для такой локальной конденсации имеет расстояние между слоями  $e$  и  $h$  ( $D$ ). Переход происходит, согласно [2], только если это расстояние меньше некоторого критического ( $D_{cr}$ ):  $D < D_{cr} = 1.1a^*$ .

Для DQW GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As, исследовавшейся в настоящей работе, ширина барьера  $3.8 \text{ nm}$ , ширины ям  $9.6$  и  $10.2 \text{ nm}$ ,  $a^* \approx 12.2 \text{ nm}$ , т.е. соотношение  $D < 1.1a^*$  выполняется. Однако при достаточно сильных электрических полях, когда электроны и дырки сосредоточены у противоположных сторон квантовых ям,  $D > 1.1a^*$ , и конденсированное состояние является метастабильным. Следовательно, в исследуемой системе в некотором интервале температур ( $T_{KT} < T < T_0$ ) и электрических полей должны существовать области локальной конденсации. Расчет величины  $T_{KT}$ , выполненный в [2], для исследуемой DQW дает значение  $T_{KT} \approx 1.7$  К. Оценка  $T_0$  исходя из создаваемых в настоящей работе концентраций экситонов приводит к  $T_0 \sim 5$  К [4].

3.2. Исследование флуктуаций интенсивности линии излучения не прямых экситонов. Одновременно с уменьшением ширины линии IX (рис. 3) ее интенсивность  $I_{PL}$  демонстрирует значительные флуктуации во времени (зависимость  $I_{PL}(t)$  на рис. 4, а). Видно, что флуктуации в данном случае



**Рис. 4.** Зависимости  $I_{PL}(t)$  и  $i(t)$ , измеренные при  $T = 1.6$  К,  $I_p = 80 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $V_{dc} = 4.42$  В и возбуждении ФЛ в центре отверстия (а), а также  $V_{dc} = 7.77$  В и возбуждении ФЛ вблизи края металлического контакта (б). Измерение  $I_{PL}(t)$  проводилось в спектральном диапазоне  $0.2 \text{ meV}$ .



**Рис. 5.** Спектр ФЛ DQW GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As, измеренный при  $V_{dc} = 7.77$  В,  $T = 1.6$  К,  $I_p = 80$  мВт · см<sup>-2</sup> и позиционировании пятна лазерного возбуждения вблизи края металлического контакта.

имеют характер осцилляций с периодом порядка 10 с. Важно, что появление флукутаций интенсивности линии IX и уменьшение ее ширины происходят практически одновременно.

Помимо флукутаций  $I_{PL}$  было обнаружено, что и ток, протекающий перпендикулярно структуре ( $i$ ), также испытывает флукутации во времени (зависимость  $i(t)$  на рис. 4, а), коррелирующие с флукутациями интенсивности (рис. 4, а).

Сразу следует отметить, что наблюдаемые флукутации не являются проявлением какой-либо нестабильности или шумов экспериментальной установки. Никаких осцилляций не было обнаружено в измеренных временных зависимостях мощности лазера, напряжения источника питания, шумов системы регистрации сигнала фотолюминесценции. Температура также оставалась стабильной с точностью не ниже 0.01 К. Существенно также, что значительные флукутации интенсивности излучения имеются только на линиях не прямых экситонов и отсутствуют, например, в излучении буферного слоя GaAs. Это говорит о том, что рассматриваемое явление связано только с системой не прямых экситонов.

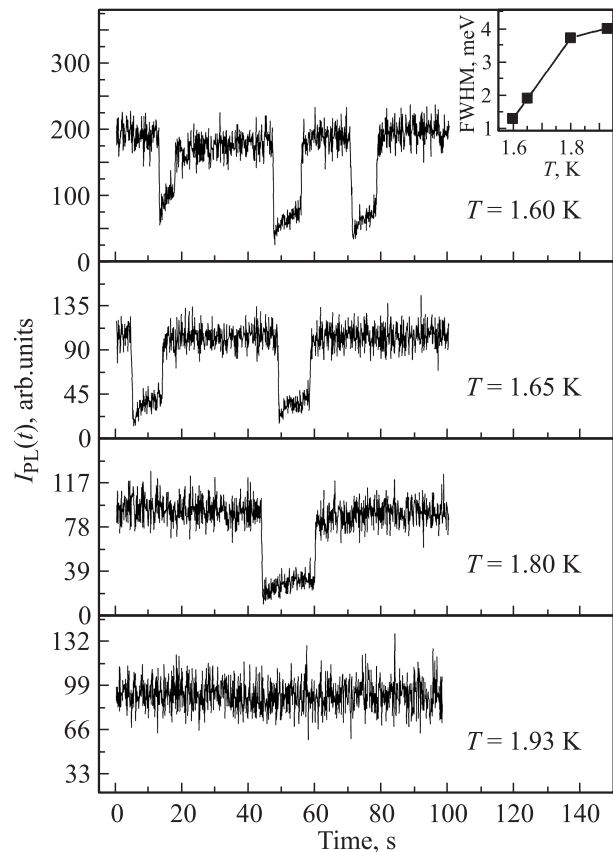
Все описанные выше результаты были получены при возбуждении фотолюминесценции в центре отверстия, созданного в металлическом контакте, нанесенном на поверхность образца. На рис. 4, б приводятся аналогичные флукутации, но при позиционировании пятна лазерного возбуждения вблизи края отверстия. Видно (ср. рис. 4, а и б), что в последнем случае флукутации как  $I_{PL}$ , так и  $i$  становятся значительно интенсивней. Это должно быть связано с тем, что при возбуждении вблизи края отверстия конденсация происходит в электростатической ловушке макроскопического размера, возникающей рядом с краем металлического контакта [17,18]. Подтверждением этого может служить линия фотолю-

минесценции не прямых экситонов (рис. 5), которая в отличие от предыдущего случая (рис. 3) существенно уже (FWHM < 0.9 meV).

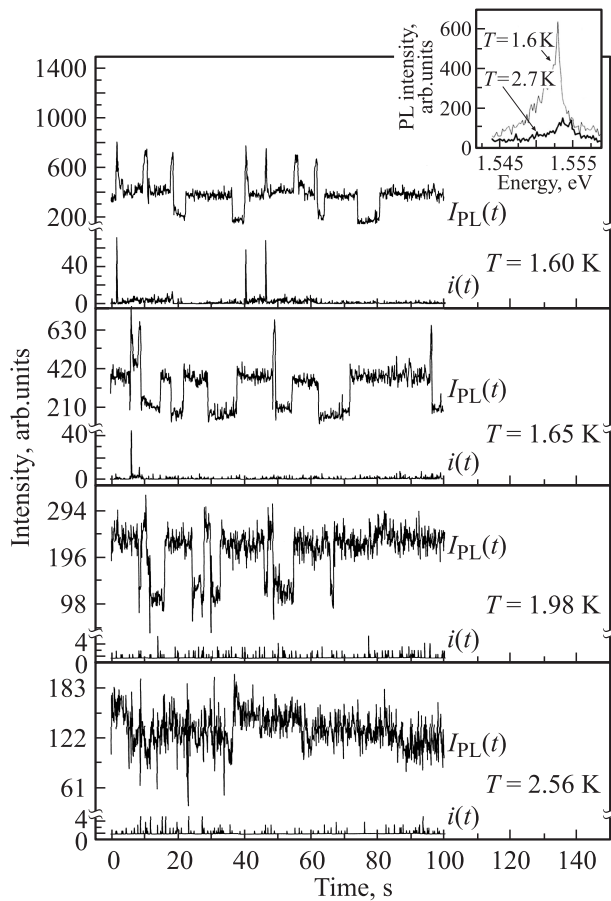
В случае возбуждения в центр отверстия (рис. 4, а) области локальной конденсации имеют небольшие, микроскопические размеры и в пятне возбуждения лазера содержится большое их число. При этом экситоны из каждой такой локальной области излучают ФЛ на разных энергиях. Это приводит к тому, что при наступлении конденсации линия не прямых экситонов сужается, но все еще остается достаточно широкой (кривая  $V_{dc} = 7.33$  В на рис. 3).

Экспериментальные результаты, полученные при различных температурах образца, показали, что и осцилляции интенсивности, и ширина линии очень чувствительны к температуре. Изменение флукутаций интегральной интенсивности линии IX при различных температурах показано на рис. 6. Видно, что рост  $T$  приводит сначала к увеличению периода и уменьшению глубины модуляции флукутаций, а затем к их полному исчезновению.

На вставке к рис. 6 показана зависимость FWHM линии IX от температуры, из которой видно, что с



**Рис. 6.** Зависимости  $I_{PL}(t)$ , измеренные в спектральном диапазоне 2.4 meV при  $V_{dc} = 5.97$  В,  $I_p = 80$  мВт · см<sup>-2</sup> и различных значениях температуры. Возбуждение ФЛ осуществлялось в центре отверстия в металлическом контакте. На вставке — зависимость FWHM линии IX от температуры, измеренная при тех же условиях.



**Рис. 7.** Зависимости  $I_{PL}(t)$  и  $i(t)$ , измеренные в спектральном диапазоне  $2.4 \text{ meV}$  при возбуждении ФЛ вблизи края металлического контакта,  $V_{dc} = 7.77 \text{ V}$ ,  $I_p = 80 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  и различных значениях температуры. На вставке — спектры ФЛ, измеренные при тех же условиях и значениях температуры  $T = 1.6$  и  $2.7 \text{ K}$ .

ростом  $T$  линия IX уширяется одновременно с исчезновением осцилляций интенсивности.

Аналогичное поведение, но с некоторыми особенностями демонстрирует и линия излучения, возникающая при позиционировании пятна лазерного возбуждения вблизи края металлического контакта. Эволюция флуктуаций ее интенсивности с ростом температуры представлена на рис. 7 (зависимости  $I_{PL}(t)$ ). Видно, что с увеличением  $T$  осцилляции постепенно затухают и в конце концов исчезают совсем, при этом их форма меняется сложным образом (рис. 7). Важным является то, что в отличие от предыдущего случая флуктуации пропадают при существенно большей температуре. По нашему мнению, это связано с тем, что электростатическая ловушка на краю металлического контакта обладает большей глубиной по сравнению с ловушками, вызванными флуктуациями случайного потенциала [19]. Поэтому требуются большие температуры для разрушения такого конденсата.

Флуктуации тока (зависимости  $i(t)$  на рис. 7), так же как и интенсивности (зависимости  $I_{PL}(t)$  на рис. 7), про-

падают с увеличением температуры. Изменение формы линии IX с ростом  $T$  показано на вставке к рис. 7. Увеличение температуры приводит к значительному уменьшению интенсивности этой линии и к исчезновению узкой компоненты на высокоэнергетическом краю (вставка к рис. 7). Таким образом, как появление, так и исчезновение флуктуаций интенсивности линии IX происходит практически одновременно с изменением ее ширины.

Итак, можно сделать вывод, что флуктуации во времени интенсивности линии люминесценции не прямых экситонов и ее форма, а именно ширина, непосредственно связаны друг с другом и, по-видимому, являются проявлениями фазового перехода не прямых экситонов в состояние бозе-эйнштейновской конденсации.

**3.3. О природе флуктуаций.** Однако по-прежнему остается неясной причина возникновения таких флуктуаций. Одной из возможных причин может быть экранирование экситонных состояний, возникающее при определенном пороговом значении концентрации свободных носителей, имеющих в яме и барьере.

Действительно, при достижении концентрацией двумерных электронов некоторого порогового значения происходит резкое уменьшение энергии связи экситона и силы осциллятора экситонного перехода [20], что приводит к изменению спектрального положения соответствующей линии излучательной рекомбинации, уменьшению ее интенсивности и даже исчезновению. Это явление также очень чувствительно к температуре.

Изменения величины напряжения, прикладываемого к DQW, меняет плотность носителей в структуре и, в частности, в барьере. При достижении плотностью определенного порогового значения можно наблюдать смещение линии и изменение ее интенсивности, вызванные экранировкой. При этом можно ожидать появление флуктуаций спектрального положения и интенсивности линии. Однако подобное объяснение флуктуаций интенсивности линии IX не является верным, поскольку имеется ряд противоречий.

Во-первых, как наблюдалось нами на опыте, увеличение спектрального диапазона, в котором регистрируется сигнал люминесценции, не приводит к исчезновению флуктуаций интенсивности; следовательно, спектральное смещение линии не является их причиной. Во-вторых, дальнейшее увеличение напряжения, приводящее к росту концентрации носителей, в рамках данного объяснения должно было бы привести к полному исчезновению линии экситонной люминесценции. Однако в эксперименте этого не наблюдалось. Линия излучения IX оставалась при исчезновении флуктуаций интенсивности, но при этом ее ширина увеличивалась, что и должно происходить в рамках модели конденсации, когда расстояние между  $e$  и  $h$  слоями начинает превышать критическое  $D > D_{cr} = 1.1a^*$  и конденсированная фаза перестает быть стабильной. Таким образом, причину возникновения флуктуаций интенсивности линии излучения не прямых экситонов следует искать в свойствах самой конденсированной фазы.

Существенным, по-видимому, для понимания механизма возникновения флуктуаций является тот факт, что экситоны имеют конечное время жизни. В самом деле, теоретические работы, в частности [2], описывают переход экситонной системы в конденсированное состояние в пренебрежении туннельными переходами, т.е. экситоны считаются бесконечно долго живущими. Однако такое описание является совершенно недопустимым для системы DQW GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As, изучаемой в этой и во многих других экспериментальных работах, так как именно благодаря туннельным переходам мы и регистрируем фотолюминесценцию.

Наличие таких переходов, как было показано еще в [1], приводит к фиксации фазы параметра порядка  $\varphi$  и разрушению когерентного состояния. При этом пренебрежение туннельными переходами [1] оправдывается тем, что время фиксации фазы обратно пропорционально матричному элементу перехода, который считается очень малым, так что времена оказываются астрономически большими. Однако в случае изучаемой экспериментально системы DQW Ga/As/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As матричный элемент туннельного перехода не является малым. Рассчитаем его, используя формулу для вероятности туннелирования [21]

$$T_{ab} = \frac{4k_1^2 k_2^2}{(k_1^2 + k_2^2) \text{Sh}^2 a k_2 + 4k_1^2 k_2^2}, \quad (1)$$

где  $k_1 = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ ,  $k_2 = \sqrt{2m(U-E)/\hbar^2}$ ,  $m = 0.067m_0$  — эффективная масса электрона в GaAs,  $a = 4 \text{ nm}$  — ширина барьера,  $U = 0.26 \text{ eV}$  — высота барьера,  $E = 0.03 \text{ eV}$  — энергия электрона в яме. Для системы DQW GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As получаем значение  $I/T_{ab} \sim 90 \text{ s}$ , т.е. когерентное состояние должно разрушаться в течение этого времени. Разрушение конденсата может быть одной из возможных причин возникновения флуктуаций.

На временах, меньших этого характерного значения, либо в случае малых вероятностей туннелирования учет туннельных переходов, выполненный в работах [22–25], приводит к зависимости фазы параметра порядка от координат и времени (см. уравнение (6) в [25]). Существенным является то, что при этом в системе должен возникать осциллирующий туннельный ток, пропорциональный  $A \sin \varphi + \sin 2\varphi$ , где  $A$  — коэффициент, учитывающий туннелирование. Подобный ток может приводить к осцилляциям интенсивности фотолюминесценции, которая пропорциональна числу прошедших через барьер носителей, а следовательно, величине тока.

Еще одним возможным эффектом, приводящим к флуктуациям интенсивности линии IX и являющимся также следствием наличия туннельных переходов, может быть интерференция излучения от отдельных частей конденсата. Действительно, излучение конденсированных экситонов является когерентным, и его фаза, согласно [26], определяется фазой параметра порядка, которая варьируется в пределах локальной области

конденсации. При измерении фотолюминесценции излучение от отдельных частей конденсата складывается и интерферирует, в результате чего в суммарном сигнале должны появляться биения интенсивности, вызванные временной зависимостью фазы параметра порядка.

Таким образом, учет туннельных переходов при конденсации не прямых экситонов позволяет качественно описать возможные причины возникновения значительных флуктуаций интенсивности их люминесценции. При этом, по-видимому, в эффект дают вклад все три описанных выше процесса: разрушение когерентного состояния, осциллирующий туннельный ток и интерференция от отдельных частей конденсата.

Интересно отметить серию работ [27–29], в которых подобные флуктуации интенсивности линии люминесценции двумерных электронов наблюдались в режиме квантового эффекта Холла и также интерпретировались в рамках образования когерентного упорядоченного состояния. Подобное поведение, по-видимому, является общим для таких систем.

## 4. Заключение

В настоящей работе исследовано поведение флуктуаций интенсивности линии излучения не прямых экситонов в зависимости от температуры и электрического напряжения, прикладываемого перпендикулярно структуре. Обнаружено, что исчезновение и появление флуктуаций при изменении внешних параметров происходит одновременно с изменением формы линии IX, которая отражает фазовое состояние системы не прямых экситонов, т.е. флуктуации интенсивности линии IX являются непосредственным проявлением Бозе-конденсации не прямых экситонов. Найдена корреляция во флуктуациях интенсивности излучения конденсата не прямых экситонов и тока, протекающего перпендикулярно структуре. Показано, что учет туннельных переходов при конденсации не прямых экситонов является необходимым и позволяет качественно описать возможные причины возникновения значительных флуктуаций интенсивности их люминесценции.

## Список литературы

- [1] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
- [2] Ю.Е. Лозовик, О.Л. Берман. ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).
- [3] X. Zhu, P.B. Littlewood, M.S. Hybertsen, T.M. Rice. Phys. Rev. Lett. **74**, 1633 (1995).
- [4] J.F. Jan, Y.C. Lee. Phys. Rev. B **58**, R 1714 (1998).
- [5] F. London. Phys. Rev. **54**, 947 (1938).
- [6] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
- [7] В.В. Криволапчук, Е.С. Москаленко, А.Л. Жмодиков, Т.С. Ченг, С.Т. Фоксон. ФТТ **41**, 325 (1999).
- [8] V.V. Krivolapchuk, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov. Phys. Rev. B **64**, 045 313 (2001).
- [9] В.В. Криволапчук, А.Л. Жмодиков, Е.С. Москаленко. ФТТ **48**, 139 (2006).

- [10] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соерсен. Письма в ЖЭТФ **71**, 174 (2000).
- [11] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев. Письма в ЖЭТФ **73**, 342 (2001).
- [12] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни, С.В. Дубонос, И. Хвам, К. Соерсен. Письма в ЖЭТФ **75**, 689 (2002).
- [13] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соерсен. Письма в ЖЭТФ **75**, 233 (2002).
- [14] А.А. Дрёмин, В.Б. Тимофеев, А.В. Ларионов, И. Хвам, К. Соерсен. Письма в ЖЭТФ **76**, 526 (2002).
- [15] A.V. Akimov, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, D.A. Mazurenko, A.A. Karlyanskii, L.J. Challis, T.S. Cheng, C.T. Foxon. ФТТ **39**, 735 (1997).
- [16] J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless. J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
- [17] A.T. Hammack, N.A. Gippius, S. Yang, G.O. Andreev, L.V. Butov, M. Hanson, A.C. Gossard. J. Appl. Phys. **99**, 066 104 (2006).
- [18] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. УФН **176**, 651 (2006).
- [19] R. Raraport, G. Chen. J. Phys.: Cond. Matter **19**, 295 207 (2007).
- [20] С.И. Губарев, О.В. Волков, В.А. Ковальский, Д.В. Кулаковский, И.В. Кукушкин. Письма в ЖЭТФ **76**, 673 (2002).
- [21] Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. Ч. 1. Атомная физика. Мир, М. (1986). 416 с.
- [22] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. Письма в ЖЭТФ **25**, 18 (1977).
- [23] Yu.E. Lozovik, V.I. Yudson. Solid State Commun. **22**, 117 (1977).
- [24] I.O. Kulik, S.I. Shevchenko. Solid State Commun. **21**, 409 (1977).
- [25] А.В. Ключник, Ю.Е. Лозовик. ЖЭТФ **76**, 671 (1979).
- [26] J. Fernandez-Rossier, C. Tejedor, R. Merlin. Solid State Commun. **108**, 473 (1998).
- [27] М.В. Лебедев, И.В. Кукушкин, О.В. Волков, А.Л. Парахонский, Ю. Смет, К. фон Клитцинг. Письма в ЖЭТФ **77**, 345 (2003).
- [28] М.В. Лебедев, О.В. Волков, А.Л. Парахонский, В.А. Ковальский, И.В. Кукушкин. Письма в ЖЭТФ **80**, 363 (2004).
- [29] М.В. Лебедев, И.В. Кукушкин, А.Л. Парахонский, В.Е. Кирпичев, О.В. Волков, К. фон Клитцинг. Письма в ЖЭТФ **82**, 138 (2005).