

Гигантский всплеск интенсивности излучения линии пространственно-непрямых экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

© Е.С. Москаленко, В.В. Криволапчук, А.Л. Жмодиков

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

E-mail: Evgenii.Moskalenko@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 29 декабря 1999 г.
В окончательной редакции 20 февраля 2000 г.)

В настоящей работе исследуется низкотемпературная ($T \leq 30$ К) фотолюминесценция линии пространственно-непрямых экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As в зависимости от мощности оптической накачки и величины приложенного к образцу электрического поля. При определенных значениях внешнего электрического поля, температуры и оптической накачки обнаружен гигантский (в 3 раза) всплеск интенсивности люминесценции части спектрального контура линии непрямых экситонов. Кроме того, обнаружено, что эта часть контура линии непрямых экситонов изменяет свою интенсивность (флуктуирует) во времени с характерным периодом в десятки секунд. Полученные результаты обсуждаются в рамках модели бозе-эйнштейновской конденсации для системы двумерных бозонов, обладающих наряду со свободным, еще и дискретным спектром энергий, расположенным ниже дна зоны свободных состояний.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-18296).

Изучение свойств двойных квантовых ям (ДКЯ) привлекает в настоящее время значительный интерес исследователей как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Этот интерес обусловлен существованием в ДКЯ пространственно-непрямых экситонов (IX), образованных из электрона (e) и дырки (h), локализованных в различных квантовых ямах. Вследствие того, что e и h в IX разделены в реальном пространстве, IX обладает существенно большим излучательным временем жизни, чем прямой экситон (DX), образованный из e и h в одной и той же КЯ. Последнее обстоятельство позволяет на практике даже при малых плотностях оптической накачки получать газ IX достаточно большой плотности и, как следствие, ожидать проявления на опыте различных коллективных свойств в системе пространственно-разделенных электрон-дырочных пар (экситонов) большой плотности. Эти свойства были предсказаны теоретически в работах [1–3]. Детальный теоретический анализ системы пространственно-непрямых экситонов в ДКЯ, выполненный в работе [4], определил условия возникновения стабильной жидкой фазы IX, образование которой при $T = 1.8$ К в ДКЯ GaAs/AlGaAs было экспериментально показано в нашей предыдущей работе [5].

Одним из интересных коллективных свойств двумерных (квазидвумерных) бозонов большой плотности является возможность возникновения в такой системе при определенных условиях бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) — фазового перехода, при котором макроскопическое число частиц занимает одно (нижайшее по энергии всей системы) квантовое состояние. Хорошо известно [6], что БЭК невозможна в пространственно-однородной, чисто двумерной системе свободных бозо-

нов при $T \neq 0$, однако, как показано теоретически в работе [7], если система двумерных бозонов наряду со свободным обладает еще и дискретным спектром энергий, расположенных ниже дна зоны свободных состояний бозонов, то в этом случае БЭК имеет место и при $T \neq 0$.

Действительно, общее число свободных невзаимодействующих частиц (бозонов) N с энергетическим спектром $E = \hbar^2 k^2 / 2m$, где k — волновой вектор, а m — масса частиц, находящихся в объеме V при температуре T , равно сумме чисел заполнения одночастичных состояний N_k

$$N = \sum_k N_k = \int_0^\infty \frac{\rho(E) dE}{e^{(E-\mu)/k_B T} - 1}, \quad (1)$$

где $\rho(E)$ — плотность состояний, k_B — постоянная Больцмана, а μ — химический потенциал системы частиц; μ отрицателен и приближается к нулю (к уровню $E = 0$) по мере того как плотность газа частиц $n = N/V$ увеличивается. Эйнштейн и Бозе в 1924 г. поняли [8], что для идеального газа невзаимодействующих бозонов в трехмерном случае, когда $\rho(E) \propto E^{1/2}$, интеграл (1) имеет конечное значение $n_c(T)$ при $\mu \rightarrow 0$. Это означает, что свободные состояния ($E > 0$) не могут вместить большого числа частиц, и если концентрация бозонов в системе n превышает n_c , то все "дополнительные" частицы $n - n_c$ окажутся в состоянии $E = 0$ (эффект БЭК).

В двумерном случае $\rho(E)$ является константой и интеграл (1) расходится при $\mu \rightarrow 0$ и $T \neq 0$ из-за нулевого знаменателя на нижнем пределе интегрирования и, следовательно, БЭК в этом случае невозможна. Физически это означает, что максимальная заселенность свободных состояний ($E > 0$) бесконечна. Однако если в

системе двумерных бозонов наряду со свободными присутствуют еще и дискретные состояния (локализованные состояния, существование которых обусловлено наличием флуктуаций потенциала гетероинтерфейсов [9] — в нашем случае GaAs/AlGaAs) $\varepsilon_0, \varepsilon_1$ и т.д., такие, что $\varepsilon_0 < \varepsilon_1 < E = 0$, то ситуация существенно изменяется. В этом случае при увеличении числа бозонов в системе значение химического потенциала не может быть сколь угодно близко к значению $E = 0$ из-за требования $N(\varepsilon_0) \geq 0$, поэтому $(-\mu)_{\min} = |\varepsilon_0|$ и, следовательно, интеграл (1) имеет конечное значение [7]

$$n_c(T) = -\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \ln \left(1 - e^{-\frac{|\varepsilon_0|}{k_B T}} \right). \quad (2)$$

Поэтому, как только $n > n_c(T)$, локализованные состояния заполняются макроскопическим числом частиц: $n - n_c(T) = n(\varepsilon_0) + n(\varepsilon_1)$. Таким образом, если "классическая" БЭК (для свободных трехмерных бозонов) происходит в одно квантовое состояние $|\mathbf{k}\rangle = 0$, простирающееся когерентно по всему объему газа, то конденсация в локализованные состояния имеет место в ограниченной пространственной области. В этом смысле БЭК в системе двумерных бозонов, обладающих наряду со сплошным еще и дискретным спектром энергии, напоминает экспериментально обнаруженное явление БЭК атомов щелочных металлов в пространственно-ограниченных ловушках, создаваемых магнитным полем [10].

Исследование возможности реализации БЭК в объемных полупроводниковых и квантовых ямах (подробный обзор экспериментальных и теоретических работ представлен в книге [11]), ведущиеся на протяжении последних десятилетий, проявили ряд интересных свойств, однако полученные экспериментально свидетельства возможного проявления БЭК в этих объектах неоднозначны. Так, в работе [12] при достижении определенных пороговых условий было обнаружено резкое возрастание коэффициента диффузии непрямых экситонов в квантовой яме GaAs/AlAs, что объяснялось появлением сверхтекучести, которая, по мнению авторов, является свидетельством возникновения эффекта конденсации экситонов. Однако связь между явлениями сверхтекучести и БЭК не является однозначной [13]. Так, например, жидкий гелий рассматривается на протяжении многих лет в качестве классического объекта, в котором реализуется БЭК. В то же время, хотя явление сверхтекучести жидкого гелия, обнаруженное в 1938 г. [14], и было предложено [15] использовать в качестве критерия проявления БЭК, экспериментальное свидетельство БЭК в гелии было получено в сравнительно недавней экспериментальной работе [16], в которой был проведен анализ распределения импульсов атомов гелия методом рассеяния нейтронов.

Таким образом, вопрос о реализации БЭК в трехмерных и особенно в двумерных полупроводниковых кристаллах является в настоящее время открытым и нуждается в дальнейших исследованиях. Убедительным

доказательством проявления на опыте эффекта БЭК явилось бы экспериментальное измерение функции распределения экситонов по энергиям (импульсам).

В настоящей работе исследуется линия бесфононной люминесценции пространственно-непрямых экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As. Поскольку этот материал является прямозонным, то в излучательной рекомбинации принимают участие не все имеющиеся в системе свободные экситоны (в силу закона сохранения волнового вектора экситона в плоскости КЯ), а лишь их часть, находящаяся вблизи дна зоны свободных состояний (в пределах так называемого излучательного "пояса", энергетическая ширина которого Δ в значительной степени определяется взаимодействием экситонов с акустическими фононами [17]). Следовательно, наблюдаемая на опыте форма линии излучения непрямых экситонов не может отражать функцию распределения IX в экситонной зоне. В то же время в излучательной рекомбинации принимают участие все экситоны, занимающие локализованные состояния. Эти обстоятельства позволяют ожидать, что измеренная на опыте интенсивность излучения (пропорциональная числам заполнения частиц) из ДКЯ экситонов на локализованных состояниях и свободных экситонов проявит косвенным образом функцию распределения экситонов по свободным и локализованным состояниям и позволит обнаружить при достижении критических условий (2) эффект БЭК, предсказанный в [7] для системы двумерных бозонов.

Очевидным преимуществом системы IX в ДКЯ как потенциального объекта для наблюдения БЭК по сравнению с экситонами в одиночных квантовых ямах является возможность эффективно управлять излучательным временем жизни IX τ_R с помощью внешних воздействий. Так, например, приложенное к ДКЯ в направлении оси роста структуры z внешнее электрическое поле существенно уменьшает перекрытие волновых функций электрона и дырки в IX в направлении z , в результате чего значительно (до трех порядков [18]) увеличивается τ_R . Это позволяет системе IX более эффективно охлаждаться до температуры решетки, а также, что не менее важно, дает возможность увеличивать концентрацию газа IX, не увеличивая при этом мощности оптической накачки. Последнее обстоятельство играет существенную роль на опыте, так как позволяет значительно уменьшить разогрев образца фононами, неизбежно испускающимися при релаксации фотовозбужденных носителей и экситонов. Именно разогрев исследуемых образцов часто является основной причиной невозможности достижения критической температуры газа бозонов в экспериментах, использующих большие мощности оптической накачки для создания критической плотности бозонов, имеющих очень короткие времена жизни.

В настоящей работе обнаружено гигантское (в 3 раза) увеличение интенсивности люминесценции части спектрального контура линии IX в ДКЯ GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As при изменении температуры образца и величины внешнего электрического поля, приложенного к ДКЯ. Кроме

того, интенсивность люминесценции этой части спектрального контура IX флуктуирует с характерным временем в десятки секунд. Поскольку измеряемая на опыте интенсивность люминесценции отражает заселенность экситонами свободных и локализованных состояний, то такое необычное поведение линии IX может свидетельствовать о существенном изменении в распределении экситонов по свободным и локализованным состояниям. Мы обсуждаем такое поведение линии IX в рамках возможного возникновения явления БЭК в системе двумерных бозонов, находящихся в случайном потенциале, формируемом гетероинтерфейсами нашего образца.

1. Экспериментальные результаты

Исследование проводилось на образцах с двойными квантовыми ямами (детальное описание образцов представлено в нашей предыдущей работе [5]). Изучалась фотолюминесценция PL из слегка асимметричной двойной квантовой ямы, в которой толщины широкой (WW) и узкой (NW) ям GaAs равны 10.18 и 9.61 nm соответственно, а толщина разделяющего их барьера $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ равна 3.82 nm. Постоянное электрическое напряжение V_{dc} прикладывалось к двум индиевым контактам, нанесенным на подложку и сторону образца с ДКЯ [5]. Возбуждение и регистрация PL осуществлялись через небольшое отверстие в контакте со стороны ДКЯ. Образец исследовался либо при температуре откачанного жидкого гелия ($T = 1.8$ K), либо в диапазоне температур от 4.2 до 30 K. Возбуждение осуществлялось светом непрерывного титан-сапфирового лазера (длина волны $\lambda = 765.2$ nm, мощность оптического возбуждения ≤ 1 mW, диаметр сфокусированного лазерного пятна на образце составлял $120 \mu m$), что соответствует подбарьерному возбуждению ДКЯ. Спектры люминесценции ДКЯ регистрировались при помощи двойного дифракционного спектрометра ДФС-52 в режиме время-коррелированного счета фотонов.

На рис. 1 представлены спектры люминесценции ДКЯ в зависимости от V_{dc} при $T = 1.8$ K и плотности мощности оптического возбуждения $P = 5$ W cm⁻². Так, при $V_{dc} = 0$ (рис. 1, *a*) спектр излучения близок к ситуации плоских зон и состоит из двух линий, отвечающих люминесценции прямых экситонов из широкой DXW и узкой DXN ям соответственно. При V_{dc} , отличном от нуля (рис. 1, *b–e*), реализуется не прямой режим (вставка на рис. 1), при котором линия IX занимает нижайшее энергетическое положение в спектрах PL . При увеличении V_{dc} линии DXW , DXN и линия, отвечающая излучательной рекомбинации DXW , связанного на примеси $BDXW$, не изменяют своего спектрального положения (рис. 1, *b–e*), а линия IX монотонно смещается в сторону низких энергий.

Отметим, что в некотором диапазоне V_{dc} происходит гигантское (до 3 раз) увеличение интенсивности (всплеск) части контура спектральной линии IX

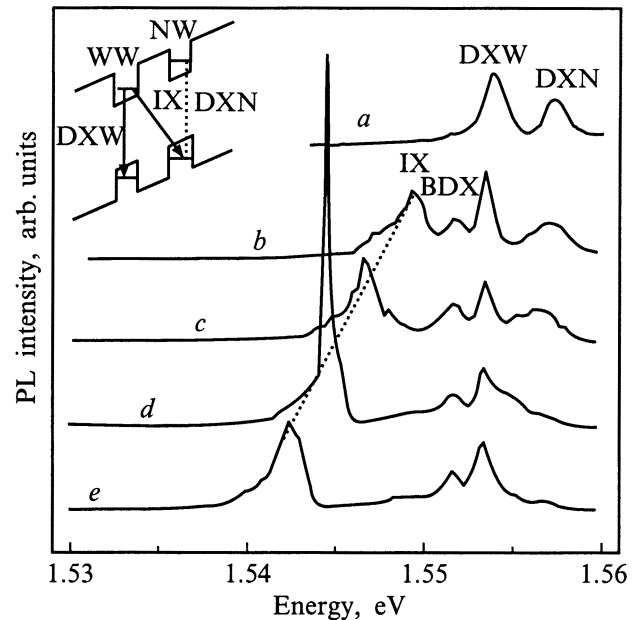


Рис. 1. Спектры люминесценции, зарегистрированные при $T = 1.8$ K, $P = 5$ W cm⁻² и различных значениях V_{dc} . V_{dc} (V): *a* — 0, *b* — 0.5, *c* — 1, *d* — 2, *e* — 3.5. На вставке схематически показан не прямой режим ДКЯ.

(рис. 1, *d*). Очень важным обстоятельством является отсутствие всплеска интенсивности непрямого экситона во всем исследованном спектральном диапазоне положений линии IX при любой температуре $4.2 \leq T \leq 30$ K и плотностях мощности оптического возбуждения $P \leq 5$ W cm⁻². При этих условиях опытов интегральная интенсивность люминесценции I_{IX} всей линии IX лишь монотонно уменьшается при ее смещении в сторону низких энергий. Зависимость интегральной интенсивности линии IX от ее спектрального положения, зарегистрированная при $P = 5$ W cm⁻² и $T = 10$ K, представлена на рис. 2, *a*. Наблюдаемое уменьшение I_{IX} при монотонном смещении линии IX в сторону низких энергий обусловлено увеличением излучательного времени жизни IX (следовательно, более существенной ролью процессов безызлучательной рекомбинации) вследствие уменьшения перекрытия волновых функций e и h , из которых образован IX.

Зависимость I_{IX} линии IX от ее спектрального положения при $P = 5$ W cm⁻² и $T = 1.8$ K представлена на рис. 2, *b*. Видно, что на фоне монотонного уменьшения I_{IX} (при смещении IX в сторону низких энергий) наблюдается рост интенсивности в некотором энергетическом интервале δ (рис. 2, *b*) положений линии IX. Зависимость I_{IX} от спектрального положения линии IX, зарегистрированная при $T = 1.8$ K и значительно меньших оптических накачках ($P \leq 1$ W cm⁻²), не проявила всплеска интенсивности, аналогичного случаю рис. 2, *b*, а обнаружила лишь небольшое (в пределах 15%) монотонное

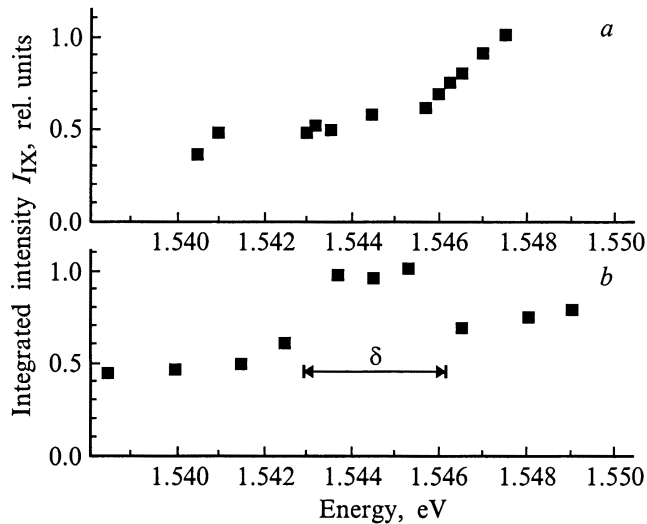


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности люминесценции I_{IX} линии IX от ее спектрального положения, зарегистрированная при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ и $T = 10$ (a), 1.8 К (b). δ указывает область спектральных положений линии IX, при которых наблюдается всплеск интенсивности IX.

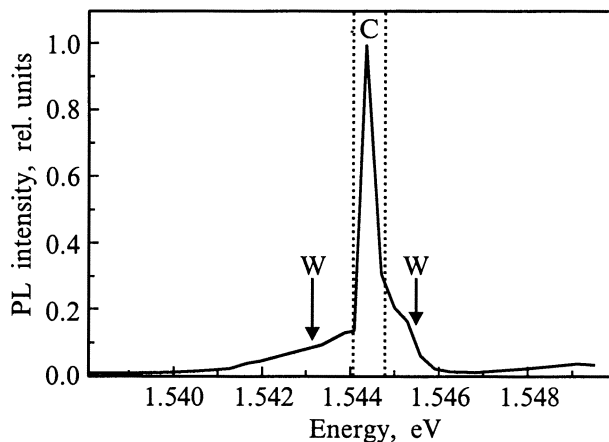


Рис. 3. Линия IX из спектра, представленного на рис. 1, d. Две вертикальные пунктирные линии разделяют различные спектральные области контура линии IX, которые проявляют (C) и не проявляют (W) значительные изменения интенсивности люминесценции во времени.

уменьшение I_{IX} при смещении линии IX в низкоэнергетическую сторону в том же самом спектральном диапазоне.

Измерения зависимости I_{IX} линии IX, имеющей спектральное положение, соответствующее случаю рис. 1, c, от температуры при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ обнаружили существенное (в 15 раз) монотонное уменьшение значения I_{IX} при увеличении температуры от 1.8 до 30 К. При значительно меньших оптических накачках ($P < 1 \text{ W cm}^{-2}$) зависимость I_{IX} от T остается качественно такой же, как и при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$, но темп температурного тушения I_{IX} заметно меньше (I_{IX} уменьшается в 8 раз

при изменении T от 1.8 до 30 К). Аналогичное поведение температурного тушения I_{IX} было обнаружено во всем исследованном спектральном диапазоне положений линии IX при $P < 1 \text{ W cm}^{-2}$, а также при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$, за исключением области δ спектральных положений линии IX (на рис. 2, b эта область ограничена значениями $1.543 < h\nu < 1.546 \text{ eV}$).

Спектральный контур линии IX рис. 1, d показан на рис. 3. Он состоит из узкой интенсивной линии (C) и "крыльев" (W) с существенно меньшей интенсивностью. Измерения временной эволюции интенсивности компоненты C и крыльев W показали, что интенсивность C в отличие от W флуктуирует (изменяется в 3 раза) с характерным временем в десятки секунд.

2. Обсуждение

Форма линии излучения экситонов в ДКЯ является неоднородной и определяется излучением экситонов из различных пространственных областей плоскости ДКЯ, отличающихся друг от друга толщинами слоев КЯ, флуктуациями состава барьеров ДКЯ, а также величиной локального электрического поля примесей. Интенсивность излучения каждого спектрального участка линии IX пропорциональна заселенности экситонами соответствующего пространственного участка в плоскости квантовой ямы.

Отметим, что экситоны в каждом пространственном участке могут занимать как локализованные, так и свободные состояния. Важным обстоятельством является то, что излучают не все свободные экситоны, а лишь те, которые находятся в излучательном поясе Δ вблизи дна экситонной зоны, что следует из закона сохранения импульса при акте излучательной рекомбинации. В то же время в излучательной рекомбинации принимают участие все экситоны, занимающие локализованные состояния. Следовательно, в интенсивность излучения линии IX в общем случае вносят вклад как локализованные, так и свободные экситоны из излучательного пояса Δ . Относительная же величина вклада от локализованных и свободных экситонов в результирующую интенсивность люминесценции линии IX (которая и регистрируется на практике) зависит от конкретных условий опытов.

Наши экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при всех спектральных положениях линии IX, за исключением области δ , значительный вклад в интенсивность PL линии непрямых экситонов при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ и $T = 1.8 \text{ K}$ вносит излучение свободных экситонов. Этот вывод основан на следующих соображениях. Излучательное время жизни свободных (локализованных) экситонов растет (не изменяется) с увеличением температуры [19]. В то же время в экспериментальной работе [20] было показано, что вероятность безызлучательной рекомбинации непрямых экситонов, находящихся на локализованных состояниях,

много меньше вероятности безызлучательной рекомбинации свободных IX, что объясняется значительно более эффективным транспортом свободных IX к центрам безызлучательной рекомбинации.

Наблюдаемое на опыте при всех спектральных положениях линии IX, за исключением области δ , значительное (в 15 раз) тушение I_{IX} при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ с ростом температуры $1.8 \leq T \leq 30 \text{ K}$, свидетельствующее об эффективности процессов безызлучательной рекомбинации, позволяет сделать предположение об определяющей роли вклада свободных экситонов в результирующую интенсивность PL линии IX. Это предположение подтверждается наблюдаемым на опыте значительно менее эффективным тушением I_{IX} при существенно меньших оптических накачках ($P < 1 \text{ W cm}^{-2}$) в том же самом диапазоне температур. Менее эффективное тушение в последнем случае связано с большей долей вклада локализованных состояний (так как с ростом P следует ожидать насыщения локализованных состояний) в результирующую интенсивность PL линии IX.

Вывод об определяющем вкладе свободных экситонов в наблюдаемую на опыте интенсивность PL линии IX, зарегистрированной вне спектральной области δ (рис. 2, *b*) при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ и $T = 1.8 \text{ K}$, находит дальнейшее подтверждение из сравнения зависимостей I_{IX} от V_{dc} (от спектрального положения линии IX), полученных при $T = 1.8 \text{ K}$ и различных P . При увеличении значения V_{dc} (смещения линии IX в сторону меньших энергий) время излучательной рекомбинации IX существенно увеличивается из-за уменьшения перекрытия волновых функций e и h в IX и, следовательно, если при данных экспериментальных условиях основной вклад в интенсивность PL линии IX вносят свободные (локализованные) экситоны, то I_{IX} должна (не должна) существенно уменьшаться. Действительно, из рис. 2, *b* видно, что I_{IX} , зарегистрированная при $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ и $T = 1.8 \text{ K}$, уменьшается приблизительно в 2 раза при смещении IX от $h\nu = 1.549$ до 1.5385 eV . В то же время аналогичные измерения при $T = 1.8 \text{ K}$ и $P < 1 \text{ W cm}^{-2}$ обнаружили лишь небольшое (15%) уменьшение I_{IX} при таких же спектральных смещениях линии IX. Таким образом, полученная совокупность экспериментальных данных по изучению тушения интегральной интенсивности линии IX в зависимости от внешних условий (V_{dc} , P и T) позволяет сделать вывод об определяющей роли вклада свободных экситонов в результирующую интенсивность PL линии IX при $T = 1.8 \text{ K}$ и $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$ во всей исследованной области положений IX, исключая область δ .

Значительное (в 3 раза) увеличение интенсивности люминесценции части спектрального контура линии IX (рис. 1, *d*) и, как следствие, увеличение в 1.5 раза I_{IX} , наблюдаемое в некотором энергетическом диапазоне δ положений линии IX (рис. 2, *b*), является аномальным в сравнении с монотонным уменьшением I_{IX} (и, что самое существенное, с отсутствием всплеска интенсивности) с увеличением V_{dc} при других условиях опытов (при

$T = 1.8 \text{ K}$ и $P < 1 \text{ W cm}^{-2}$, а также при $4.2 \leq T \leq 30 \text{ K}$ и любых $P \leq 5 \text{ W cm}^{-2}$). Это аномальное поведение линии IX указывает на то, что в излучении в случае рис. 1, *d* участвует значительно большее число частиц, чем в случаях рис. 1, *b*, *c* и *c*, т. е. при изменении условий опытов от случая рис. 1, *c* к случаю рис. 1, *d* существенно изменилась заселенность излучающих состояний.

Для объяснения этого обстоятельства предлагаем использовать модель БЭК, развитой для двумерного случая в работе [7]. Как хорошо известно, в чисто двумерном случае БЭК запрещена [6]. В то же время, если в системе бозонов (экситонов) наряду со свободными имеется локализованное состояние ε_0 , расположенное ниже дна экситонной зоны, то при расчете полного числа частиц n_c (2), которое может вместить зона свободных экситонных состояний, химический потенциал экситонов захватывается локализованным уровнем ε_0 , и вследствие этого n_c оказывается конечным. Поэтому как только концентрация экситонов в изучаемой системе n превышает n_c , то макроскопическое число частиц $n - n_c$ оказывается на низжайшем энергетическом состоянии всей системы бозонов (свободная зона и локализованное состояние), т. е. на локализованном состоянии.

Поскольку, как отмечалось выше, все локализованные экситоны принимают участие в излучательной рекомбинации, то факт значительного заселения излучательного состояния (локализованного) может объяснить существенное увеличение интенсивности линии IX. Наблюдаемое явление гигантского всплеска интенсивности IX обнаруживается на опыте при смещении линии IX вниз по энергии (изменении V_{dc} — рис. 1) вследствие увеличения радиационного времени жизни экситонов, приводящего как к увеличению концентрации экситонов (при постоянной оптической накачке), так и к их эффективной термализации к температуре решетки. Именно благодаря этим двум обстоятельствам, по нашему мнению, и происходит БЭК при изменении внешнего электрического поля от случая рис. 1, *c* к случаю рис. 1, *d*.

Оценим величину возможного увеличения интенсивности линии (части линии) IX при изменении внешнего поля. Предположим, что в случае рис. 1, *c* общая концентрация экситонов $n_1 = n_1^{\text{free}} + n_1(\varepsilon_0) \approx n_1^{\text{free}}$, где n_1^{free} — концентрация свободных экситонов, практически достигла значения n_c . При смещении линии IX в низкоэнергетическую сторону (случай рис. 1, *d*) оцененное нами увеличение общей концентрации экситонов n_2 составляет 30%, т. е. $n_2 = 1.3n_1$. Поскольку зона свободных экситонов не может вместить большего числа частиц, чем n_c , то в случае рис. 1, *d* следует ожидать следующего распределения экситонов по возможным состояниям (свободные и локализованные): $n_2 = 1.3n_1 = n_2^{\text{free}} + n_2(\varepsilon_0)$, где $n_2^{\text{free}} = n_1^{\text{free}} = n_c$ и $n_2(\varepsilon_0) = n_2 - n_2^{\text{free}} = 1.3n_1 - n_1^{\text{free}} = 1.3n_1^{\text{free}} - n_1^{\text{free}} = 0.3n_1^{\text{free}}$.

Как отмечалось выше, в интенсивности излучения вносят вклад все локализованные экситоны $n(\varepsilon_0)$ и лишь часть $n^{\text{free}}(\Delta)$ от общего числа свободных экситонов n^{free} , находящаяся в излучательном поясе Δ . Поэтому

если в случае рис. 1, α интенсивность люминесценции была пропорциональна $n_1^{\text{free}}(\Delta)$, то в случае рис. 1, d интенсивность стала пропорциональна $n_1^{\text{free}}(\Delta) + 0.3n_1^{\text{free}}$. Таким образом, ожидаемая на опыте величина α увеличения интенсивности линии (части линии) IX может быть представлена в виде

$$\alpha = \frac{n_1^{\text{free}}(\Delta) + 0.3n_1^{\text{free}}}{n_1^{\text{free}}(\Delta)} = 1 + \frac{0.3}{\beta}, \quad (3)$$

где $\beta = n_1^{\text{free}}(\Delta)/n_1^{\text{free}}$. Распределение n^{free} по энергиям описывается статистикой Бозе–Эйнштейна, поэтому для оценки величины β необходимо знать значения величин $|\mu| = \varepsilon_0$ и Δ . Последнюю величину можно оценить для GaAs из соображений закона сохранения импульса при излучении свободного экситона, что приводит к значению $\Delta = 0.06 \text{ meV}$. Значение величины $|\mu| = \varepsilon_0$ можно выбрать, исходя из следующих рассуждений. Поскольку, как мы предполагаем, при реализации эффекта БЭК в наших опытах в интенсивность PL линии IX значительный вклад вносит макроскопическое число экситонов, заселяющее локализованное состояние ε_0 , то типичные значения величины ε_0 должны быть связаны со спектральной шириной (полушириной) части линии IX, на которой и наблюдается всплеск интенсивности (область C линии IX на рис. 3). Полуширина (полная ширина) части C линии IX составляет 0.4 meV (1 meV), и для оценки при $T = 1.8 \text{ K}$ величины β мы используем значения $0.4 < \varepsilon < 1 \text{ meV}$. Как показывает расчет, величина $\beta \approx 0.2$ и изменяется в небольших (5%) пределах при изменении значения ε_0 от 0.4 до 1.0 meV . Это позволяет получить значение $\alpha \approx 2.5$, что находится в хорошем соответствии с наблюдаемым на опыте увеличением (в 3 раза) интегральной интенсивности части C спектрального контура линии IX (рис. 3).

Кроме того, как отмечалось выше, роль процессов безызлучательной рекомбинации существенно меньше для локализованных, чем для свободных экситонов [20], поэтому появление макроскопической заселенности экситонами локализованного состояния должно приводить к дополнительному увеличению результирующей интенсивности PL линии IX.

Отметим, что в отличие от β n_c меняется значительно при изменении ε_0 от 0.4 до 1.0 meV . Так, формула (2) дает при $T = 1.8 \text{ K}$ для GaAs $n_c = 1.51 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ при $\varepsilon_0 = 0.4 \text{ meV}$, а при $\varepsilon_0 = 1 \text{ meV}$ $n_c = 0.34 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Такие относительно небольшие концентрации $n_c \sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$ заведомо достигаются при наших экспериментальных условиях возбуждения $P = 5 \text{ W cm}^{-2}$.

Отсутствие всплеска интенсивности при $T = 1.8 \text{ K}$ и $P < 1 \text{ W cm}^{-2}$, а также при $|4.2| \leq T \leq 30 \text{ K}$ и любых $P \leq 5 \text{ W cm}^{-2}$ означает, что критические условия (критическая концентрация частиц и критическая температура) для наблюдения БЭК реализуются в наших опытах лишь при минимальной (максимальной) температуре (оптической накачке) из всего исследованного в настоящей работе диапазона значений T и P .

Важно отметить, что всплеск интенсивности наблюдается только в определенной части спектрального контура линии IX. Поскольку каждая часть неоднородно-уширенного спектрального контура соответствует различным пространственным областям плоскости квантовой ямы, отличающимся друг от друга величиной случайного потенциала гетероинтерфейсов, то отсюда следует, что БЭК реализуется только в части пространственной области пятна возбуждения поверхности квантовой ямы. Очень важным свидетельством того, что в различных пространственных областях ДКЯ (в пределах пятна возбуждения) происходят принципиально различные по своей природе процессы, является факт долговременных (10 s) флуктуаций интенсивности части линии IX (спектральная часть C контура IX на рис. 3) и отсутствие флуктуаций во времени других частей линии IX (спектральные части W контура IX на рис. 3).

Качественно поведение линии IX можно понять, проводя аналогию между БЭК экситонов на локализованных состояниях (ловушках) в ДКЯ и явлением БЭК в атомах щелочных металлов в магнитных ловушках. Действительно, и в том и в другом случае конденсация происходит в ловушках — пространственно ограниченных областях. В последнее время в понимании явления БЭК атомов в ловушках достигнут определенный прогресс. Так, в работе [21] предсказано существование метастабильности конденсатных атомов, а в работе [22] рассчитана динамика коллапса и роста числа частиц конденсата в ловушке и показано, что эволюция числа частиц в конденсате характеризуется долговременными (десятки секунд) осцилляциями. Поскольку величина всплеска интенсивности линии IX определяется именно концентрацией сконденсированных (в данных опытах — на ловушках, обусловленных существованием локализованных состояний) частиц, то наблюдаемые на опыте долговременные флуктуации части спектрального контура C линии IX могут свидетельствовать о единой природе причин, обуславливающих динамику роста и коллапса конденсатных Бозе-частиц в случае непрямых экситонов в ДКЯ и в случае атомов щелочных металлов в магнитных ловушках.

Таким образом, наблюдаемая совокупность экспериментальных данных, описывающих эволюцию линии излучения IX (а именно появление при определенных значениях V_{dc} , T и P гигантского увеличения интенсивности части спектрального контура линии IX, сопровождающегося долговременными осцилляциями) может, на наш взгляд, свидетельствовать о появлении в системе непрямых экситонов большой плотности бозе-эйнштейновского конденсата, образующегося на локализованных состояниях (ловушках) в двойных квантовых ямах. При этом существует ряд принципиальных вопросов, требующих дальнейших детальных исследований, а именно: насколько пространственно-непрямые экситоны являются ”хорошими” бозонами; форма потенциала ловушек; условия образования и возможного исчезновения

ловушек для экситонов; особенности механизмов излучения в случае значительной (либо ограниченной пространственной областью ловушки) длины когерентности излучающих состояний (роль сверхизлучения).

Авторы выражают благодарность сотрудникам факультета физики Ноттингемского университета (Великобритания) Т.С. Ченгу и С.Т. Фоксону за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
- [2] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
- [3] D. Yoshioka, A.H. MacDonald. J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
- [4] Ю.Е. Лозовик, О.Л. Берман. ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).
- [5] В.В. Криволапчук, Е.С. Москаленко, А.Л. Жмодиков, Т.С. Ченг, С.Т. Фоксон. ФТТ **41**, 325 (1999).
- [6] P.C. Hohenberg. Phys. Rev. **158**, 3837 (1967).
- [7] J.F. Jan, Y.C. Lee. Phys. Rev. **B58**, R1714 (1998).
- [8] A. Einstein. Sitzber. Kgl. Preuss. Acad. Wiss. 261 (1924); S.N. Bose. Z. Phys. **26**, 178 (1924).
- [9] Y.C. Lee, C.S. Chu, E. Castano. Phys. Rev. **B27**, 6137 (1983).
- [10] F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, S. Stringari. Rev. of Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
- [11] S.A. Moskalenko, D.W. Snoke. Bose–Einstein condensation of excitons and biexcitons and coherent nonlinear optics with excitons. Cambridge University Press, Cambridge (2000), in press.
- [12] L.V. Butov, Z. Zrenner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
- [13] D.W. Snoke, G. Baym. In: Bose–Einstein condensation / Ed. by A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari. Cambridge University Press, Cambridge (1995). P. 1.
- [14] P. Kapitza. Nature **141**, 74 (1938); J.F. Allen, A.D. Misener. Nature **141**, 75 (1938).
- [15] F. London. Nature **141**, 643 (1938).
- [16] P.E. Sokol. In: Bose–Einstein condensation / Ed. by A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari. Cambridge University Press, Cambridge (1995). P. 51.
- [17] L. Schultheis, A. Honold, J. Kuhl, K. Kohler. Phys. Rev. **B34**, 9037 (1986).
- [18] A. Alexandrou, J.A. Kash, E.E. Mendez, M. Zachau, J.M. Hong, T. Fukuzawa, Y. Hase. Phys. Rev. **B42**, 9225 (1990).
- [19] J. Feldman, G. Peter, E.O. Gobel, P. Dawson, K. Moore, C.T. Foxon, R.J. Elliott. Phys. Rev. Lett. **59**, 2337 (1987).
- [20] G.D. Gilliland, A. Antonelli, D.J. Wolford, K.K. Bajaj, J. Klem, J.A. Bradley. Phys. Rev. Lett. **71**, 3717 (1993).
- [21] Yu. Kagan, G.V. Shlyapnikov, J.T.M. Walraven. Phys. Rev. Lett. **76**, 2670 (1996).
- [22] C.A. Sackett, H.T.C. Stoof, R.G. Hulet. Phys. Rev. Lett. **80**, 2031 (1998).