

Московский ордена Трудового Красного Знамени физико-технический  
институт  
(государственный университет)  
Факультет общей и прикладной физики  
Кафедра физики твердого тела  
Институт физики твердого тела РАН

Дёмин Д.А.

Фазовая диаграмма бозе-конденсации диполярных  
экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах

Бакалаврская работа

*Научный руководитель  
к.ф.-м.н. Горбунов А.В.*

Черноголовка  
Июнь 2009

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение.</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Бозе-конденсация в латерально ограниченной двумерной системе</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Мотивация работы и ее цели</b>	<b>5</b>
<b>4</b>	<b>Экспериментальная установка</b>	<b>5</b>
4.1	Криостат . . . . .	5
4.2	Образец . . . . .	5
4.3	Оптическая схема . . . . .	6
<b>5</b>	<b>Результаты эксперимента</b>	<b>7</b>
5.1	Спектры излучения не прямых экситонов . . . . .	7
5.2	Фазовая диаграмма . . . . .	10
5.3	Оценка критической концентрации экситонов . . . . .	10
5.4	Зависимость между моментами первого и второго порядка для линии излучения непрямого экситона . . . . .	10
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>10</b>

## 1 Введение.

Экситоны представляют собой связанное состояние двух фермионов – электрона и дырки, поэтому они являются составными бозонами. Возможность бозе-конденсации в экситонном газе активно изучалась в последнее время. Бозе-эйнштейновская конденсация в разреженном газе была впервые обнаружена в ультрахолодных атомах с целочисленным спином. Температура перехода в экспериментах была порядка 1 мК, что обуславливается большими массами атомов и низкими плотностями газа в магнитных ловушках.

Эффективная же масса экситонов в полупроводниках порядка или меньше массы электрона. Гораздо выше и характерные концентрации газа изучаемых частиц. Поэтому температура конденсации экситонного газа может быть довольно большой (гелиевые температуры – порядка 1 К).

Большой интерес в последнее время привлекает двумерный газ пространственно-непрямых экситонов. Были исследованы свойства экситонного газа как в двойных квантовых ямах в  $n-i-n$ -структурах, так и в одиночных квантовых ямах. Интерес к последним был вызван в первую очередь с желанием снизить порог подвижности экситонов в двумерном газе. Проблема структур с двойной квантовой ямой заключалась в том, что тонкий (несколько монослоев) AlGaAs барьер невозможно сделать идеальным; при этом отклонения даже на один монослой приводили к значительному увеличению амплитуды случайного потенциала в системе и, как следствие, высоки были накачки, необходимые для преодоления порога подвижности. Это было, в частности, продемонстрировано в работе [1]

В работе [2] было установлено, что отказ от тонкого промежуточного AlGaAs-барьера при прочих равных условиях ведет к существенно уменьшению амплитуды случайного потенциала. Это позволяет продвинуться в область более низких концентраций экситонов, а значит, и более низких температур конденсации. Целью настоящей работы является изучение фазовой диаграммы бозе-эйнштейновского перехода при температурах вплоть до  $T_{min} = 0,45 \text{ K}$ .

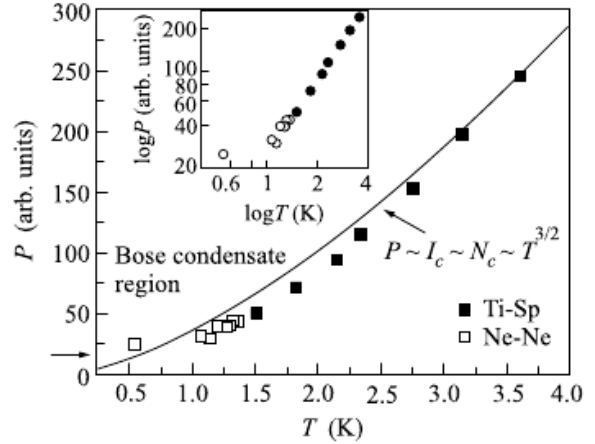


Рис. 1. Фазовая диаграмма бозе-конденсации в газе непрямых экситонов в образце с двойной квантовой ямой. График взят из работы [1].

## 2 Бозе-конденсация в латерально ограниченной двумерной системе

Фазовый переход, изучаемый в настоящей работе, не является бозе-эйнштейновской конденсацией в привычном понимании, потому что она просто невозможна при конечных температурах в чисто двумерных структурах. Действительно, в 2D плотность состояний на одну проекцию спина, равная  $g_2 = \frac{m}{2\pi\hbar^2}$  постоянна, потому что концентрация частиц определяется интегралом

$$N = g \int_0^{\infty} n(\epsilon) g_2 d\epsilon = g \int_0^{\infty} \frac{g_2 d\epsilon}{e^{(\epsilon-\mu)/T} - 1}$$

где  $g$  – степень спинового вырождения ( $g = 4$  для исследуемых экситонов, состоящих из электрона и тяжелой дырки). Отсюда

$$\mu = T \ln \left( 1 - e^{-\frac{N}{g_2 T}} \right).$$

Видно, что  $\mu = 0$  только при  $T = 0$ . Ситуация, однако, меняется, если поместить двумерный газ в латеральную ловушку. Этот случай был разобран в работе [3]. В этом случае критическая температура становится отличной от нуля и приближенно равняется ( $N_{ex}$  – плотность

экситонов,  $m_{ex}$  – их масса,  $S$  – площадь ловушки):

$$k_B T_c \approx \frac{2\pi\hbar^2 N_{ex}}{g m_{ex} \ln(N_{ex} S/g)}. \quad (1)$$

Видно, что она логарифмически зависит от количества частиц в системе  $N_{ex} S$  и в термодинамическом пределе обращается в нуль, как того и следовало ожидать. Оценки для типичных параметров ловушки микронных размеров ( $m_{ex} = 0,2m_e$ ,  $N_{ex}/g = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) дают значение  $T_c = 0,9 \text{ К}$ . Следует, однако, помнить, что формула (1) получена в приближении невзаимодействующих частиц, а потому она может служить лишь для оценок применительно к экситонному газу.

Ранее ([1]) для создания требуемого латерального ограничения использовали методику прерывания роста гетероструктуры, что создавало крупномасштабные флуктуации случайного потенциала (микронного масштаба). Однако геометрия таких ловушек была неконтролируема, а их положение приходилось определять опытным путем. В данной работе была использована кольцевая потенциальная яма, образующаяся вокруг пятимикронного отверстия в металлической маске на поверхности образца при приложении к ней электрического потенциала (подробное описание см. в секции Образец).

Для оценки плотности пространственно-непрямых экситонов было учтено, что они обладают дипольным моментом даже в основном состоянии, причем дипольные моменты разных экситонов сонаправлены. Это приводит к их взаимному отталкиванию, причем энергия такого взаимодействия в расчете на одну частицу тем больше, чем больше концентрация экситонов в системе. Соответственно, за счет отталкивательного взаимодействия с ростом концентрации экситонов растет и энергия их рекомбинации. Другими словами, увеличение концентрации экситонного газа приводит к сдвигу линии излучения в область высоких энергий. Более того, при увеличении концентрации растет и частота межэкситонных соударений, приводящая к уменьшению времени когерентности, что проявляет себя в уширении линии.

Следуя работам [4, 5], для численных оценок сдвига линии воспользуемся простой моделью,

в которой дырки отделены от электронов диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon$  толщиной  $d$  и образуют двумерный газ. Сила взаимодействия между двумя непрямыми экситонами как функция от расстояния между ними  $r$  в классическом случае  $U(r) = e^2/\epsilon \cdot (1/r - 1/\sqrt{r^2 + d^2})$ , где  $e$  – заряд электрона. Поправка к энергии непрямого экситона в таком случае задается выражением

$$\delta E = \int_0^\infty U(r) n_X d^2 r \quad (2)$$

Вычисляя (2), получаем, что  $\delta E = \frac{e^2 d}{\epsilon \epsilon_0} \cdot n_X$  (СИ), это так называемая формула Гаусса. Более аккуратные расчеты, выполненные в [4] показывают, что выражение (2) верно с точностью до комплексного множителя  $f(T)$ , действительная часть которого определяет сдвиг линии, а мнимая – ее уширение. В пределе низких температур он равен

$$f(T) = \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \sqrt[3]{\frac{\pi \epsilon \epsilon_0}{2 e^2}} T d, \quad (3)$$

Эта модификация формулы Гаусса была выведена в предположении, что межэкситонное взаимодействие ничем не экранировано. Наличие свободных зарядов и ионизованных примесных центров сильно меняет простую линейную зависимость между сдвигом линии и концентрацией экситонов; отличие это тем больше, чем больше концентрация примеси. В работе [2] при использовании аналогичных образцов объемная концентрация примесей составляла порядка  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Ширина ямы  $d = 250 \text{ \AA}$ ; в итоге поверхностная концентрация остаточных примесей  $n_{imp} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . На схеме (рис. 2) видно, при наличии примеси (например, n-типа, как изображено на схеме) изначально в GaAs и AlGaAs уровни Ферми различны. При установлении контакта между полупроводниками электроны начинают перемещаться из области с большим химпотенциалом в область, где он меньше; при этом за счет перераспределения зарядов в структуре установится единый уровень Ферми (рис. 3). Однако теперь примеси в GaAs ионизованы, поэтому образующиеся в квантовой яме экситоны будут связываться с ними в трионные комплексы (энергия связи триона больше энергии связи непрямого экситона).

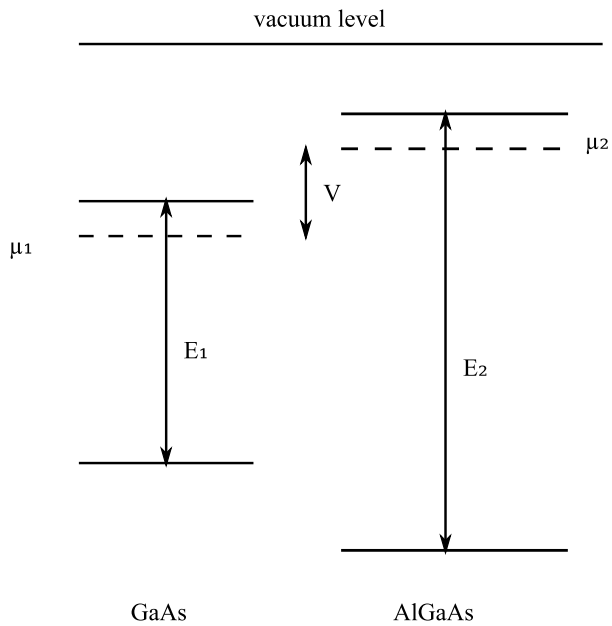


Рис. 2. Схема зон в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре. Между слоями GaAs и AlGaAs нет контакта,  $E_1$ ,  $E_2$  – ширины запрещенных зон,  $V$  – встроенный потенциал,  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  – уровни Ферми.

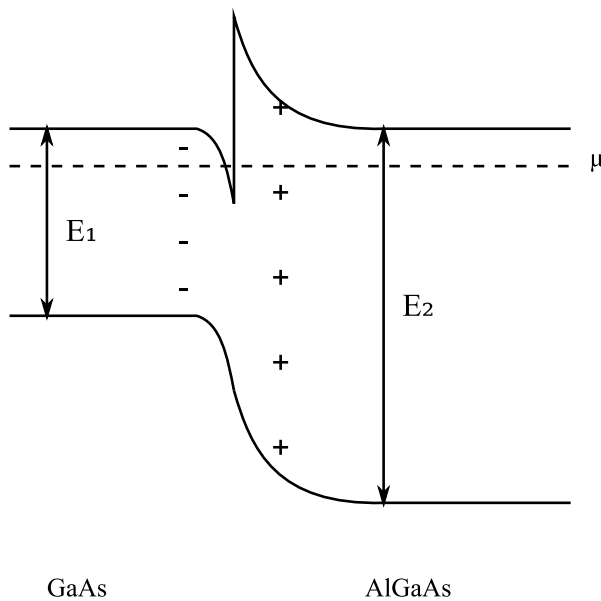


Рис. 3. Энергетические зоны в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре после установления термодинамического равновесия.

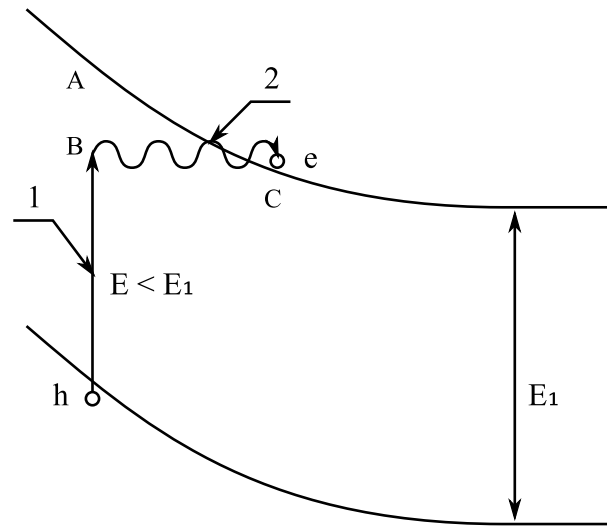


Рис. 4. Схема образования электрон-дырочной пары при  $E < E_g$ . 1 – возбуждение электрона в промежуточное состояние, 2 – туннелирование в зону проводимости.

Таким образом, наличие в системе заряженных центров приводит к уменьшению концентрации экситонного газа и появлению трионных состояний, линии излучения которых сдвинуты в красную сторону относительно линий излучения соответствующих им экситонов. Малая интенсивность трионной линии служила критерием электронейтральности среды.

Частично “разрядить” гетерограницу GaAs/AlGaAs можно, облучая ее лазером с длиной волны, меньшей, чем ширина запрещенной зоны барьера. Дело в том, что на гетерогранице возможны переходы, изображенные на рис. 4 (активация+туннелирование). Коэффициенты прохождения электронов и дырок через треугольный барьер ABC различны; благодаря этому возможно частично скомпенсировать заряд в квантовой яме.

Экранировка экситон-экситонного взаимодействия приводит к тому, что при малых значениях мощности надбарьерного лазера сдвиг линии происходит за счет изменения концентрации не непрямых экситонов, а свободных зарядов в квантовой яме. Формула (2, 3) может быть использована в данном случае лишь для оценки сверху на концентрацию экситонов.

### 3 Мотивация работы и ее цели

Несмотря на то, что фазовая диаграмма бозе-конденсации экситонного газа была получена ранее в работе [1], оставалось несколько нерешенных проблем:

- отклонения экспериментальной кривой перехода от теоретической. Действительно ли они связаны с высоким порогом подвижности экситонного газа?
- практически неконтролируемая потенциальная ловушка в указанной работе, основанная на широкомасштабных флуктуациях случайного потенциала. В связи с этим представляли интерес измерения в условиях кольцевой латеральной ловушки, имеющей более предсказуемую геометрию.

Также было интересным изучение влияния свободных зарядов и ионизованных примесных центров, неизбежно образующихся в гетеропереходах, на газ экситонов (в частности – на критические концентрации последних) и подбор таких условий фотовозбуждения, при которых была бы достигнута электронейтральность квантовой ямы.

### 4 Экспериментальная установка

#### 4.1 Криостат

В работе использовался гелиевый криостат с  $^3\text{He}$ -камерой, предназначенный для работ в диапазоне температур от 0.5 до 4.2 К. Он состоит из внешнего корпуса, внутри которого размещены азотный и  $^4\text{He}$  резервуары. Внутренние части криостата защищены вакуумной рубашкой; кроме того, резервуар с  $^4\text{He}$  также окружен охлаждаемым азотом медным экраном. Резервуар с  $^3\text{He}$ , в свою очередь, окружен охлаждаемым  $^4\text{He}$  экраном.

При откачке  $^4\text{He}$  температура в резервуаре понижается до  $T = 1.5\text{K}$ , и на медных тарелках держателя образца начинается конденсация  $^3\text{He}$ , который в итоге полностью заливает

образец (всего  $^3\text{He}$  в системе, состоящей из ресивера, угольного насоса и герметичного резервуара в криостате, 25 литров при 0.9 атм, что соответствует объему жидкого  $^3\text{He}$  около  $40\text{ см}^3$ ). Дальнейшее охлаждение осуществляется с помощью откачки паров  $^3\text{He}$  криоабсорбционным насосом, при этом минимальная достижимая температура  $T_{min} = 0.45\text{K}$ . Эта температура может непрерывно поддерживаться в криостате в течение 20 часов.

В корпусе криостата и камере с  $^3\text{He}$  имеются оптические окна; для уменьшения потока тепла извне они размещены также на экранах, охлаждаемых азотом и  $^4\text{He}$ . Чтобы уменьшить расстояние от внешнего окна до образца ( $d = 30\text{ мм}$ ), хвостовик криостата выполнен прямоугольным.

Контроль температуры образца осуществлялся калиброванным  $\text{RuO}_2$ -резистором, размещенным во вставке в непосредственной близости от образца. Измерения сопротивления производились по четырехточечной схеме с помощью селективного усилителя с синхронным детектором EG&G (модель 5209). Нагрев измерительного резистора, сопротивление которого в зависимости от температуры составляло  $R = 5 \dots 11\text{ кОм}$ , при измерениях был сведен к минимуму (при рабочем токе  $I = 0,1\text{ мкА}$  выделяемая мощность не более  $10^{-10}\text{ Вт}$ ).

#### 4.2 Образец

Образец представлял собой  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $x = 0,33$  фотодиод Шоттки; ширины запрещенных зон при гелиевых температурах:  $\Delta_{\text{GaAs}} = 1,52\text{ эВ}$ ,  $\Delta_{\text{AlGaAs}} = 1,94\text{ эВ}$ . В нем широкая ( $250\text{ \AA}$ ) квантовая яма GaAs заключалась между затворами, которыми служили

- золотая маска на поверхности (напылялась на промежуточный слой Cr)
- электронный газ в легированной квантовой яме GaAs толщиной 30 нм.

Приложенное к электродам напряжение смещения создавало “перекос” зон в квантовой яме, необходимый для пространственного разделения электронов и дырок, создающихся в образце при фотовозбуждении (рис. 5).

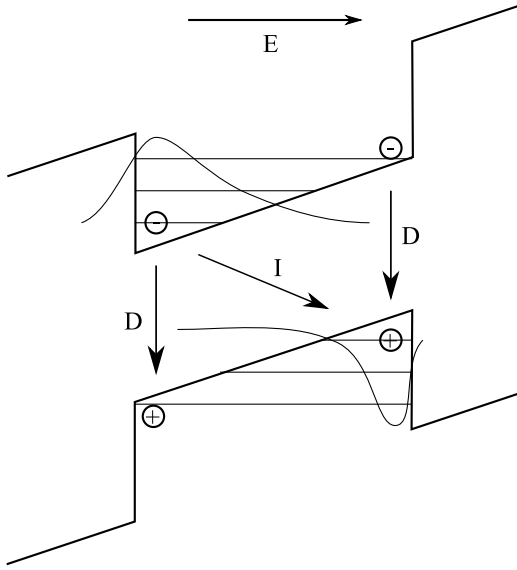


Рис. 5. Схема оптических переходов в 2D структуре с широкой GaAs/AlGaAs квантовой ямой. Переход D относится к прямому экситону, I – к непрямому.

Использование одиночной квантовой ямы (вместо двойных в [1]) позволило значительно уменьшить амплитуду случайного потенциала, основным источником которого в случае двойной ямы являлся четырехслойный AlGaAs межъямный барьер. Это привело, в частности, к значительному (на порядок) уменьшению ширины линии излучения пространственно-непрямого экситона: в образце с двойной квантовой ямой она составляла  $w_{DQW} \approx 2$  мэВ, в одиночной же яме  $w_{SQW} = 0,2 \dots 0,3$  мэВ.

Фотовозбуждение экситонов в проводилось с помощью двух полупроводниковых лазеров через круглые окна в непрозрачной золотой маске на поверхности образца (выбиралось одно окно). Отверстия в маске, в свою очередь, служили для создания потенциальной ловушки, ограничивающей экситоны в плоскости образца. Диаметры отверстий – 5 и 10 мкм, однако в работе использовалось пятимикронное отверстие (критерием отбора служила минимальность ширины линии, соответствующей пространственно-непрямому экситону). Профиль потенциальной ловушки, создаваемой круглым отверстием в плоском конденсаторе без учета эффекта пере-

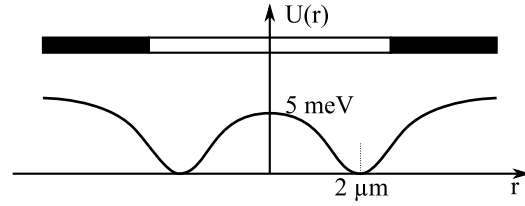


Рис. 6. Профиль кольцевой ловушки, создаваемой отверстием в верхнем электроде.  $r$  – расстояние от центра отверстия в маске. Видно, что радиус ловушки ( $r_{trap} = 2$  мкм) меньше радиуса отверстия ( $2r = 5$  мкм)

распределения зарядов, был рассчитан в [6], ее примерный профиль приведен на рис. 6. Наличие зарядов в пространстве между электродами несколько меняет профиль ловушки – в экспериментах потенциальный минимум находился не под маской, как это следует из расчетов, а вне ее, образуя соосное с отверстием кольцо.

### 4.3 Оптическая схема

Фотовозбуждение велось в непрерывном режиме двумя полупроводниковыми лазерами с длинами волн 659 нм ( $\hbar\omega = 1,88$  эВ) и 782 нм ( $\hbar\omega = 1,59$  эВ). Интенсивность света каждого лазера регулировалась с помощью наборов нейтральных светофильтров. Изображения рабочего отверстия в маске, через которое велось фотовозбуждение, проецировалось на входную щель монохроматора Acton SpectraPro SP-2500i (фокусное расстояние 500 мм, относительное отверстие  $f/6.5$ ) с охлаждаемой пелтье-элементом ПЗС-камерой PIXIS 256 (разрешение 1024x256, размер пикселя – 26 мкм). При использовании дифракционной решетки с числом штрихов  $1800 \text{ мм}^{-1}$  дисперсия составляла  $0.6 \text{ нм/мм}$ . Для предотвращения попадания лазерного света в монохроматор и нежелательной засветки ПЗС-камеры использовался интерференционный фильтр с шириной полосы пропускания  $\delta\lambda = 10 \text{ нм}$ . Особенностями данной оптической схемы является возможность проводить наблюдения как при малом ( $\approx 5$ ), так и при большом ( $\approx 150$ ) увеличении, причем, так как данный спектрограф относится к классу “imaging”, то изображение на его входной щели без искажений воспроизводится на ПЗС-камере. На данном

этапе, однако, работа проводилась без пространственного разрешения.

Для оперативного контроля перемещений образца в криостате при его охлаждении или отогревании применялась вспомогательная ПЗС-камера с монитором, что позволяло в промежутках между измерениями производить необходимые коррекции положения образца относительно оптической оси установки.

## 5 Результаты эксперимента

### 5.1 Спектры излучения не прямых экситонов

Характерная серия спектров излучения приведена на рис. 8. На нем видно, что при малых накачках линия излучения непрямого экситона отсутствует. Однако при превышении фотовозбуждением некоторой мощности линия появляется, причем ее интенсивность растет пороговым образом. Видно, что линия излучения непрямого экситона (*I*) наблюдается на фоне некоторой широкой линии, которая соответствует излучению надконденсатных частиц и участков, расположенных вне кольцевой ловушки (напомню, что для увеличения интенсивности сигнала работа проводилась при малом увеличении, поэтому рассматривался спектр излучения от всего отверстия). На рис. 9 показана аналогичная серия, измеренная при  $T = 0,45 \text{ K}$ . Видно, что пороговая мощность надбарьерного лазера существенно (в несколько раз) уменьшилась.

При увеличении мощности накачки узкая линия непрямого экситона сдвигается в область более высоких энергий и уширяется, причем сдвиг и уширение – величины одного порядка (рис. 10). Линия также меняется при увеличении температуры: из рис. 11 видно, как уменьшается интенсивность линии при изменении температуры от  $0,45 \text{ K}$  до  $4,2 \text{ K}$ . На этих спектрах было проведено вычитание фоновой линии. Проводилось также и разложение линии непрямого экситона на два контура (наилучшие результаты дало использование гауссовой кривой для аппроксимации фоновой линии, а линия, соответствующая излучению конденсата, представлялась как лоренцев осциллятор). Выяснилось, однако, что эта простая модель хорошо работа-

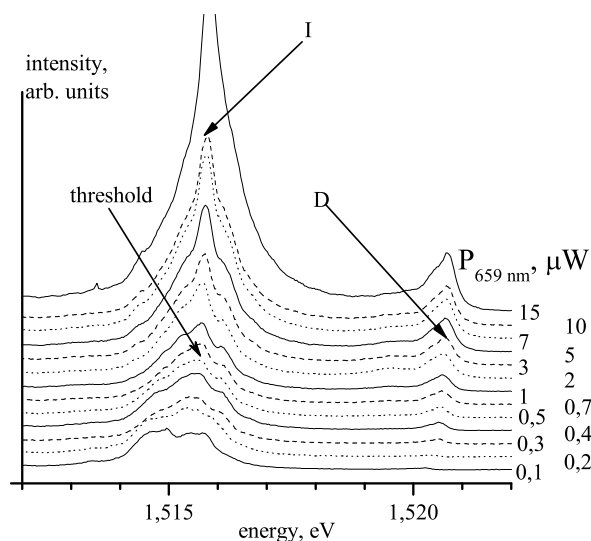


Рис. 8. Спектральная серия при температуре  $T = 4,2 \text{ K}$ . *D* – линия излучения внутриямного, *I* – непрямого экситона. Стрелкой отмечен спектр, на котором появляется линия *I*.

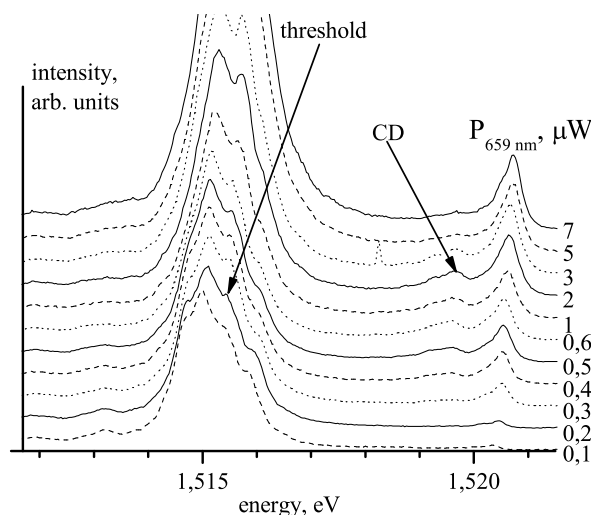
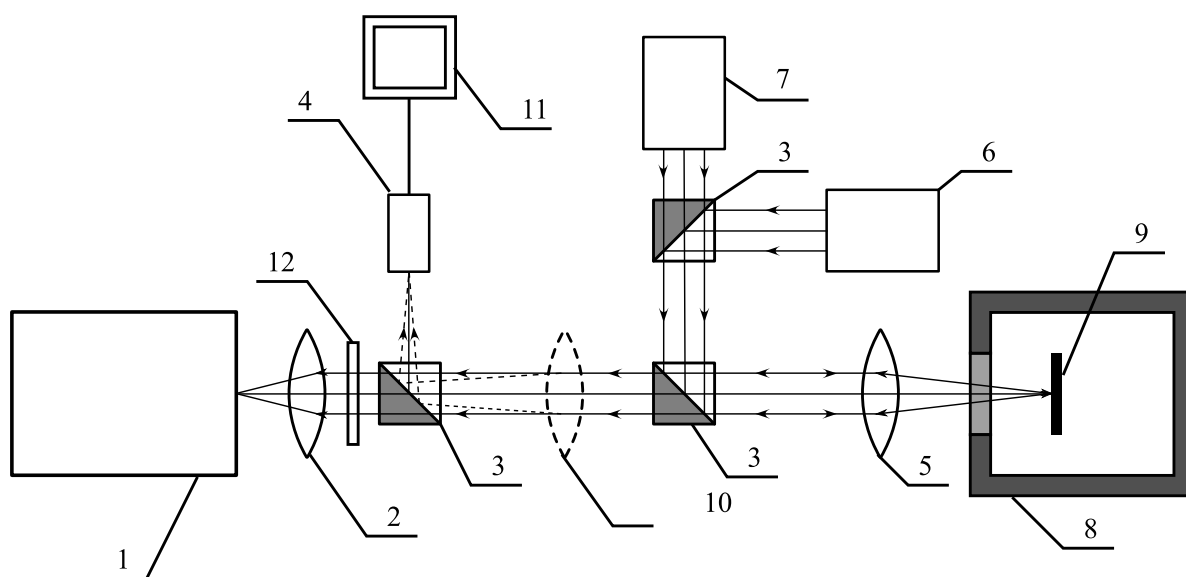


Рис. 9. Спектральная серия при температуре  $T = 0,45 \text{ K}$ .



- |  |                               |
|--|-------------------------------|
| 1. Спектрометр с CCD-камерой.                        | 8. Криостат.                  |
| 2. Объектив (F=90 мм).                               | 9. Образец.                   |
| 3. Светорасщепительные кубики.                       | 10. Объектив (F = 360 мм).    |
| 4. Микроскоп с CCD-камерой.                          | 11. Монитор.                  |
| 5. Объектив (F=20 мм, длина рабочего отрезка 34 мм). | 12. Интерференционный фильтр. |
| 6. Лазер (659 нм).                                   |                               |
| 7. Лазер (782 нм).                                   |                               |

Рис. 7. Схема установки

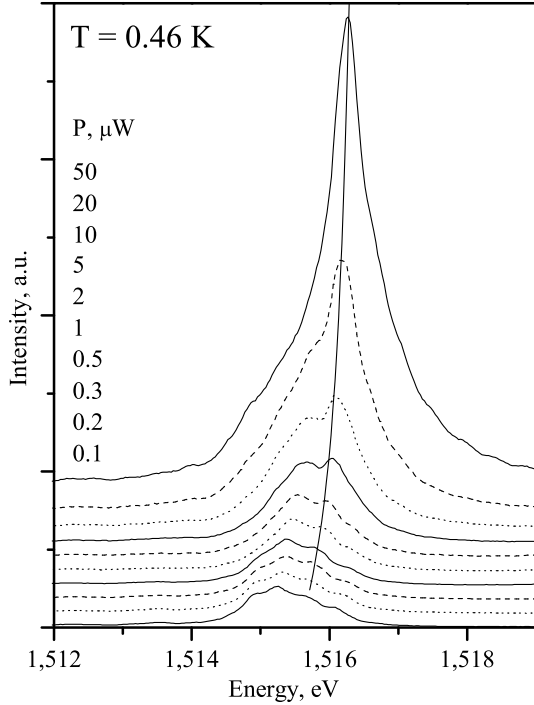


Рис. 10. Зависимость положения линии от мощности накачки надбарьерным лазером. Мощность подбарьерного лазера фиксирована:  $P_{782nm} = 10$  мкВт,  $T = 0,46$  К.

ет только при высоких мощностях надбарьерной накачки ( $P_{659nm} > 1...2$  мкВт), а в околопороговой области становится существенной сложная структура фоновой линии, которую уже не удастся описать гауссовым распределением.

Линия CD на рис. 9 соответствует заряженному экситонному комплексу. Была проделана работа по подбору таких условий фотовозбуждения, при которых эта линия в районе порога была бы минимальна. Отсутствие этой линии говорит об электронейтральности системы. В результате было выявлено, что в районе порога заряды в потенциальной яме компенсируются при комбинировании надбарьерного ( $\lambda = 659$  нм соответствует энергии фотона, достаточной для рождения электрон-дырочных пар как в яме, так и в AlGaAs барьерах) и подбарьерного с длиной волны  $\lambda = 782$  нм (его энергия

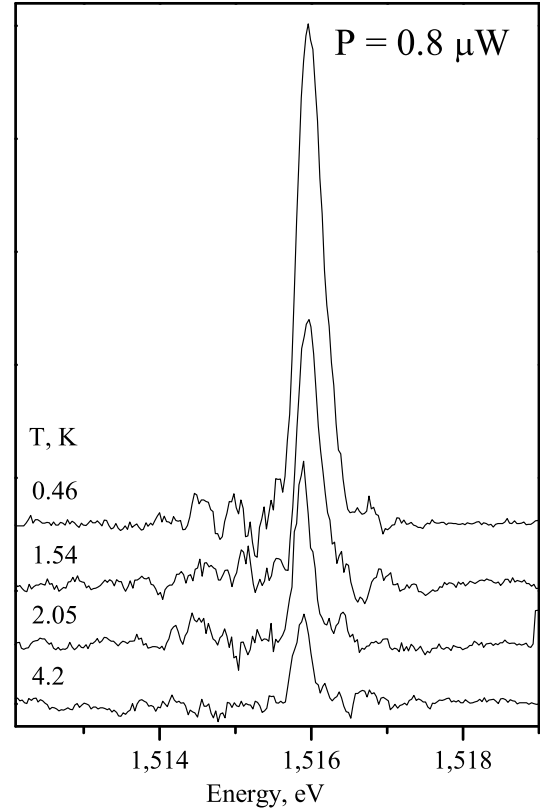


Рис. 11. Линия излучения непрямого экситона при фиксированной мощности накачки в зависимости от температуры. Фон вычтен.

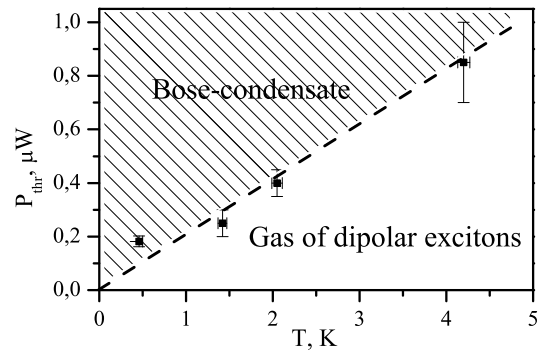


Рис. 12. Фазовая диаграмма бозе-конденсации в двумерном газе не прямых экситонов.

больше ширины запрещенной зоны в GaAs, равной  $E_g = 1.52$  эВ, но меньше ширины запрещенной зоны  $Al_xGa_{1-x}As$ , равной 1,94 эВ для  $x = 0,33$ ). Оптимальная мощность подбарьерного лазера составляла  $P_{782nm} = 10$  мкВт.

## 5.2 Фазовая диаграмма

В результате была получена зависимость пороговой мощности надбарьерного лазера от температуры образца (рис.12). Линия раздела фаз бозе-конденсата и газа экситонов оказалась близка к прямой, как это и следует из формулы (1). Отклонения от линейности при малых температурах гораздо меньше, чем в фазовой диаграмме экситонов в связанных квантовых ямах (рис.1). Это говорит о том, что нелинейность при низких температурах связана в первую очередь с сильной локализацией экситонов на случайном потенциале, амплитуда которого в данной работе была, как уже упоминалось выше, существенно ниже, чем в [1].

## 5.3 Оценка критической концентрации экситонов

Не совсем обычны координаты, в которых построена фазовая диаграмма. Представляется естественным использование переменных “температура–концентрация”. В случае, когда в газе экситонов нет свободных зарядов, можно провести оценки, воспользовавшись формулами (2, 3). Если считать, что плотность экситонов пропорциональна интенсивности фотовозбуждения, то получим линейную зависимость между мощностью накачки и сдвигом энергии непрямого экситона. Зависимость, получившаяся в эксперименте, представлена на рис.13. Видно, что линейная зависимость, следующая из (2, 3), не выполняется в широкой области накачек, что говорит о сильной экранировке экситон-экситонного взаимодействия свободными зарядами. Она не учитывается в использованной простой модели, поэтому оценки, проведенные с помощью модифицированной формулы Гаусса, завышены. Так, для  $T = 2,0$  К она равна  $n_{ex} = 0,95 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

## 5.4 Зависимость между моментами первого и второго порядка для линии излучения непрямого экситона

Был проведен также анализ зависимости уширения линии непрямого экситона от ее сдвига с ростом накачки; экспериментальные результаты приведены на рис.14. Выяснилось, что при мощности накачки, превышающей пороговую, в исследуемом температурном диапазоне ( $T = 0,45 \dots 4,2$  К) эта зависимость линейна, причем коэффициент пропорциональности между шириной линии и ее сдвигом не зависит от температуры и равен

$$\frac{dw}{d\delta E} = (0,8 \pm 0,2)$$

## 6 Заключение

Экспериментально построена кривая фазового перехода в латерально ограниченном двумерном газе пространственно-непрямых экситонов в GaAs/AlGaAs квантовой яме. Подтверждено влияние свободных зарядов на температуру перехода; путем варьирования мощности надбарьерного и подбарьерного лазеров подобраны условия фотовозбуждения, минимизирующие заряд гетерограницы. Сравнение полученной фазовой кривых для случая одиночной и двойных квантовых ям, показало, что ее отклонения от теоретической зависимости (1) определяются в основном порогом подвижности экситонного газа.

Было также показано, что, несмотря на оптимизацию условий фотовозбуждения, свободные заряды существенно влияют на межэкситонное взаимодействие. Поэтому не представлялось возможным использование модифицированной формулы Гаусса для определения критических концентраций экситонов.

В доступном для измерений температурном диапазоне установлена линейная зависимость между шириной линии излучения пространственно-непрямого экситона и ее сдвигом с ростом мощности фотовозбуждения при условии превышения им порогового значения. Эта зависимость пока не получила теоретического обоснования.

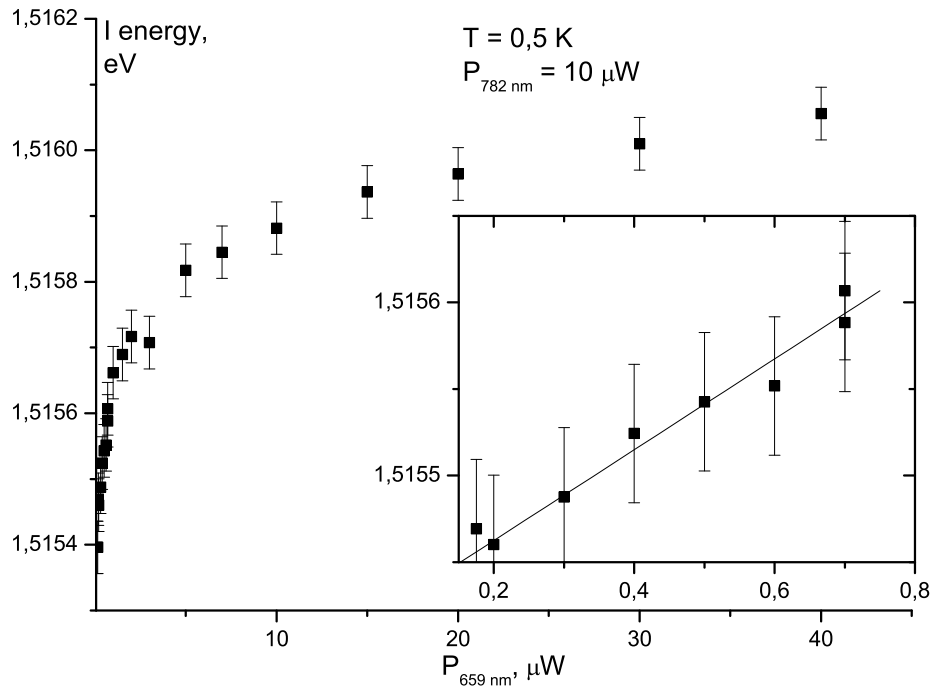


Рис. 13. Зависимость положения линии излучения непрямого экситона от мощности накачки надбарьерным лазером. На вставке в увеличенном масштабе показан участок кривой вблизи порога.

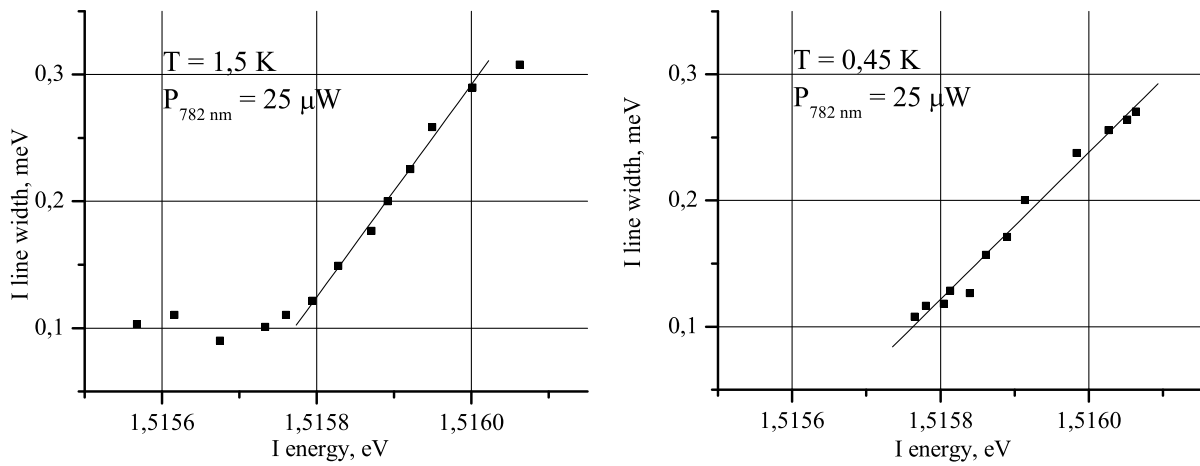


Рис. 14. Зависимость ширины линии излучения непрямого экситона от его энергии при  $T = 0,45 \text{ K}$  и  $T = 1,5 \text{ K}$ .

## Список литературы

- [1] А. Дремин, В. Тимофеев, А. Ларионов, Й. Хвам и К. Соеренсен. Фазовая диаграмма бозе-конденсации межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах. *Письма в ЖЭТФ*, 76, 526 (2002).
- [2] В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. ф. Клитцинг и В. Дитче. Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой одиночной GaAs/AlGaAs квантовой яме в сильном электрическом поле. *Письма в ЖЭТФ*, 83, 647 (2006).
- [3] W. Ketterle and N. J. van Druten. Bose-einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions. *Phys. Rev. A*, 54, 656 (1996).
- [4] C. Schindler and R. Zimmermann. Analysis of the exciton-exciton interaction in semiconductor quantum wells. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 78, 045313 (2008).
- [5] M. Stern, V. Garmider, E. Segre, M. Rappaport, V. Umansky, Y. Levinson, and I. Bar-Joseph. Photoluminescence ring formation in coupled quantum wells: Excitonic versus ambipolar diffusion. *Physical Review Letters*, 101, 257402 (2008).
- [6] Л.А.Максимов и Т.В.Хабарова. Электростатическая кольцевая ловушка для межъямных экситонов в двойных квантовых ямах. *Доклады академии наук*, 415, 193 (2007).