

Электрооптическая ловушка для дипольных экситонов в GaAs/AlAs диоде Шоттки с одиночной квантовой ямой

А. В. Горбунов¹⁾, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 31 октября 2011 г.

В GaAs/AlAs диоде Шоттки с одиночной GaAs квантовой ямой шириной 400 Å реализована электрооптическая ловушка для пространственно-непрямых дипольных экситонов. В условиях приложенного к затвору напряжения смещения ловушка для экситонов возникала при кольцевом освещении структуры непрерывным либо импульсным лазером, генерирующим горячие электронно-дырочные пары в квантовой яме. Барьер для экситонов, накапливаемых внутри освещаемого кольца, возникал вследствие экранирования приложенного электрического поля неравновесными носителями непосредственно в области возбуждения. Экситоны накапливались внутри кольца за счет амбиполярного дрейфа носителей и диполь-дипольного экситонного отталкивания в области оптической накачки. Для накапливаемых таким образом дипольных экситонов в середине кольцевой электрооптической ловушки наблюдалось существенное сужение линии люминесценции с ростом плотности возбуждения, указывающее на их коллективное поведение.

1. Ранее сообщалось о наблюдении бозе-конденсации пространственно-непрямых дипольных экситонов, которые в условиях фотовозбуждения накапливались в кольцевых электростатических ловушках вблизи периметра окон в металлическом затворе Шоттки в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двойной или одиночной квантовой ямой при приложенном электрическом смещении [1–4]. В таком типе ловушек при оптимальных напряжениях смещения, когда еще удается скомпенсировать избыточные заряды и поддерживать систему электрически нейтральной [2, 5], времена жизни дипольных экситонов оставались слишком короткими, около 1 нс [6]. Поэтому исследуемый экситонный газ не успевал остывать до решеточных температур (в этих экспериментах температура решетки находилась вблизи 1.6 К). Помимо этого, экситоны в данном случае накапливались непосредственно в “горячей” области фотовозбуждения, что сопровождалось несомненным разогревом неравновесной электронной системы. В результате экситонный бозе-конденсат в таких ловушках и при таком способе фотовозбуждения оказывался сильно обедненным, а узкая линия люминесценции экситонного конденсата, вырастающая с накачкой пороговым образом, всего лишь вдвое превышала интенсивность фона, связанного с локализованными состояниями и собственно надконденсатными возбуждениями. В данном сообщении предлагается вести работу с

электрооптической ловушкой, в которой дипольные экситоны накапливаются в холодной области структуры, вдали от места фотовозбуждения, а времена жизни экситонов составляют десятки наносекунд и на два порядка как минимум превосходят времена энергетической релаксации дипольных экситонов на фонах [7]. Мы представим наши наблюдения поведения дипольных экситонов, накапливаемых в таких ловушках.

Принцип действия электрооптической ловушки для экситонов нетрудно понять, используя достаточное по мощности и подходящее по спектральной области лазерное фотовозбуждение в форме кольца, проецируемого на поверхность гетероструктуры. Непосредственно в кольцевой области фотовозбуждения генерируемые светом электронно-дырочные пары экранируют приложенное электрическое поле. В результате здесь величина шарковского сдвига для состояний дипольных экситонов уменьшается, что приводит к возникновению латерального потенциального барьера для таких экситонов. Само же электрическое поле в области кольцевого по форме фотовозбуждения становится сильно неоднородным, и латеральная компонента этого неоднородного поля приводит к амбиполярному дрейфу носителей в плоскости квантовой ямы. В конечном итоге амбиполярный дрейф носителей и диполь-дипольное отталкивание приводят к накоплению дипольных экситонов в центральной неосвещенной части кольца, которая является холодной областью.

¹⁾ e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Ранее уже было продемонстрировано [8, 9], что использование кольцевого по форме лазерного возбуждения на поверхности структуры с двойной квантовой ямой (ДКЯ) GaAs/AlGaAs позволяет накапливать в центре кольца пространственно-непрямые экситоны, температура которых близка к температуре решетки. Однако известно, что структуры с ДКЯ, которые содержат туннельно-прозрачный AlGaAs межъямный барьер, являющийся источником флуктуаций случайного потенциала, по своему качеству существенно уступают структуре с широкой одиночной квантовой ямой, в которой спектральная ширина линии люминесценции прямого экситона может быть почти на порядок уже: 0.15–0.20 мэВ вместо 1.0–1.5 мэВ [2, 5] в случае ДКЯ.

В данной работе электрооптическая ловушка для пространственно-непрямых экситонов реализована на структуре с одиночной квантовой ямой GaAs/AlAs шириной 400 Å.

2. Исследуемая структура представляет собой квантовую яму GaAs шириной 400 Å, заключенную между барьерными слоями AlAs толщиной по 2000 Å. Нижним затвором служит легированный кремнием слой GaAs толщиной 1000 Å, а верхним – затвор Шоттки (полупрозрачная пленка Au/Cr толщиной 150 Å). Расстояние между затворами 0.46 мкм.

Образец помещался в гелиевый оптический криостат, конструкция которого позволяет с помощью микроскопного объектива с числовой апертурой $N.A. = 0.28$ и свободным рабочим отрезком 33.5 мм получать при температуре $T = 1.6$ К пространственное разрешение $\gtrsim 1.5$ мкм для света с длиной волны $\lambda \gtrsim 800$ нм. Увеличенное изображение поверхности образца проецировалось с помощью оптической системы на входную щель спектрометра с охлаждаемой кремниевой ССD-камерой. Использование спектрометра, передающего изображение из плоскости входной щели в плоскость выходной щели без искажений (*imaging spectrometer*), давало возможность: а) регистрировать в нулевом порядке дифракционной решетки изображение образца в различных областях спектра, применяя узкополосные интерференционные светофильтры; б) регистрировать спектры люминесценции с пространственным разрешением вдоль спектральной щели.

Для возбуждения фотолюминесценции использовались непрерывные одномодовые полупроводниковые лазеры с длинами волн $\lambda = 405$ нм (надбарьерное возбуждение: энергия фотона больше ширины запрещенной зоны в барьере AlAs) и $\lambda = 658$ нм (подбарьерное возбуждение). Их излучение фокусировалось на поверхности образца либо в однородное пятно раз-

мером около 20 мкм, либо в кольцо тем же самым объективом, который использовался для сбора света люминесценции. Для формирования кольцевого пятна лазерный пучок пропускаться через маску-трафарет (непрозрачная пленка Au/Cr на стеклянной подложке) с набором кольцевых отверстий разных размеров. Изображение одного из отверстий проецировалось на поверхность образца так, чтобы диаметр кольца составлял от 20 до 40 мкм.

Исследование кинетики фотолюминесценции производилось при помощи преобразователя время-амплитуда. В качестве источников фотовозбуждения применялись импульсные полупроводниковые лазеры: а) подбарьерный ($\lambda = 659$ нм, длительность импульса $t_p = 200$ пс); б) надбарьерный ($\lambda = 405$ нм, $t_p = 80$ пс). Для детектирования использовался кремниевый лавинный фотодиод в режиме счета фотонов, на приемную площадку которого фокусировался свет фотолюминесценции от образца, прошедший через монохроматор. Временное разрешение системы составляло ≈ 0.4 нс. Кинетику рекомбинации можно было контролировать с пространственным разрешением, используя дополнительную щель в плоскости промежуточного изображения образца и проецируя на входную щель спектрометра различные участки из области люминесценции.

3. Эволюция спектра люминесценции из квантовой ямы под действием внешнего электрического поля была исследована как при непрерывном, так и при импульсном фотовозбуждении. Общие закономерности оказались следующими. В спектрах доминирует узкая линия экситонной люминесценции, ширина которой в режиме плоских зон (напряженность электрического поля $F \approx 0$) не превышает 0.6–0.7 мэВ. С увеличением электрического поля эта линия сдвигается в сторону малых энергий. При этом ширина ее возрастает до $\lesssim 1.5$ мэВ, но площадь под ней практически не меняется вплоть до $F \lesssim 20$ кВ/см. При более высоких полях интенсивность линии быстро падает, а ширина растет, так что при $F \gtrsim 30$ кВ/см спектральный вес уменьшается на порядок. На рис. 1а приведена серия спектров фотолюминесценции для различной напряженности электрического поля при использовании импульсного надбарьерного лазера. Видно, что в случае надбарьерного возбуждения при напряженности $0 \lesssim F \lesssim 15$ кВ/см наблюдаются две линии, расстояние по энергии между которыми монотонно возрастает с полем от 1 до 3 мэВ. При малых полях доминирует низкоэнергетичная “красная” компонента, но доля высокоэнергетичной “синей” постепенно растет: к $F \lesssim 10$ кВ/см она становится основной, а

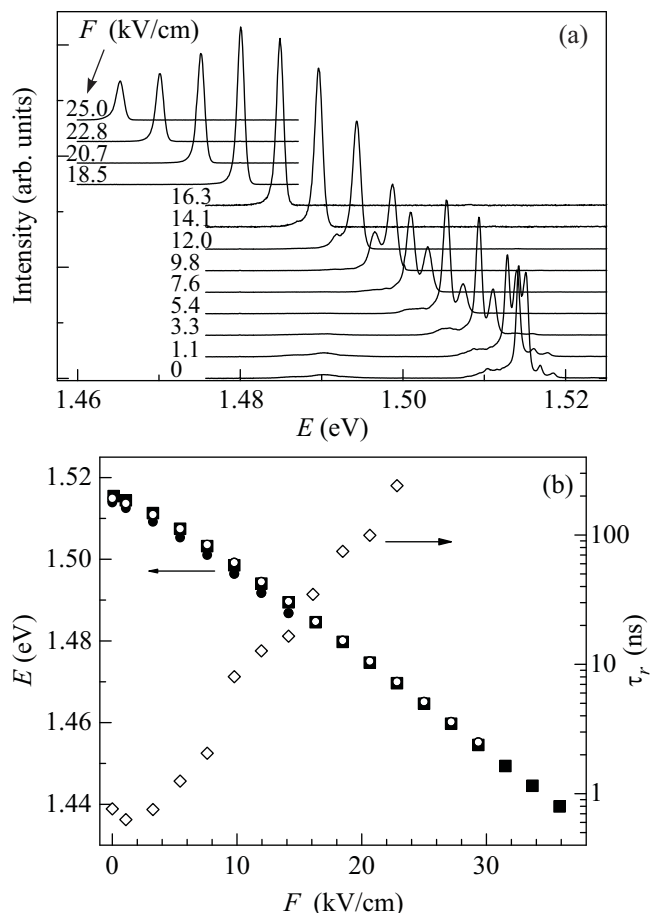


Рис. 1. Влияние внешнего электрического поля на спектры фотолюминесценции в квантовой яме GaAs/AlAs шириной 400 Å. (а) Серия спектров при различной напряженности приложенного электрического поля F (кольцевое пятно \varnothing 20 мкм от импульсного надбарьерного лазера: $\lambda = 405$ нм, $t_p = 80$ пс, $f_p = 10$ МГц, $P = 2$ мВт). (б) Энергетическое положение линии непрямого экситона при подбарьерном (квадраты) и надбарьерном (кружки) фотовозбуждении, а также время излучательной рекомбинации τ_r (ромбы) (подбарьерный лазер, однородное пятно) в зависимости от напряженности поля F

при $F > 15$ кВ/см “красная” линия полностью исчезает. При малых электрических полях со стороны высоких энергий можно видеть две слабые линии, отстоящие от основной на 1.8 и 3.3 мэВ (при непрерывном надбарьерном возбуждении эти линии отсутствуют). Широкая полоса люминесценции с максимумом вблизи 1.49 эВ, заметная при $F \gtrsim 0$, имеет примесную природу и не сдвигается при изменении электрического поля.

Энергетическое положение E линии экситонной люминесценции в зависимости от электрического поля показано на рис. 1b. На начальном участке (при

малых значениях поля) эта зависимость нелинейна, но в дальнейшем выходит на линейный участок. Поскольку линейный эффект Штарка описывается выражением $\Delta E = ed_{\text{eff}}F$, где e – заряд электрона, а d_{eff} – эффективное расстояние, на которое разнесены электрон и дырка, из угла наклона соответствующей прямой получается $d_{\text{eff}} \approx 230$ Å, а дипольный момент экситона составляет $\approx 1.1 \cdot 10^3$ Д. Наклон прямой не зависит от способа фотовозбуждения.

В исследованном диапазоне электрических полей кинетика рекомбинации непрямого экситона хорошо описывается экспоненциальным законом: $I(t) = I_0 \exp(-t/\tau_r)$. Из рис. 1b видно, что в условиях импульсного подбарьерного фотовозбуждения однородным лазерным пятном время рекомбинации τ_r растет с увеличением электрического поля по экспоненциальному закону и при $F \approx 23$ кВ/см достигает 240 нс. Отклонение от экспоненты при малых значениях поля связано с недостаточным временным разрешением лавинного фотодиода.

При использовании кольцевого лазерного фотовозбуждения (см. рис. 2a) спектральные и пространственные характеристики люминесценции диполярных экситонов сильно зависят как от интенсивности фотовозбуждения, так и от величины приложенного электрического поля. При малых интенсивностях и небольших полях люминесценция наиболее интенсивна непосредственно под лазерным пучком и ее пространственное распределение повторяет вид лазерного кольца. Но с увеличением мощности накачки и/или напряженности поля ситуация меняется: интенсивность люминесценции под лазерным пучком становится ниже, чем в непосредственной близости от него. В результате наблюдаются два кольца люминесценции: одно – внутри лазерного кольца, освещающего структуру, а другое – снаружи. С ростом накачки и/или электрического поля размер внешнего кольца растет, а внутреннее кольцо люминесценции постепенно превращается в диск (см. рис. 2b). На рис. 2c приведены нормированные распределения интенсивности отраженного от образца лазерного излучения (рис. 2a) и света люминесценции (рис. 2b) вдоль вертикального диаметрального сечения ($x = 0$).

Рисунок 3 демонстрирует спектры люминесценции диполярных экситонов при кольцевом фотовозбуждении, снятые с пространственным разрешением. Они получены проецированием на входную щель спектрометра увеличенного изображения аксиально-симметричной картины люминесценции, так что щелью вырезается узкая центральная полоска вдоль диаметра кольца. На рис. 3a вдоль вертикаль-

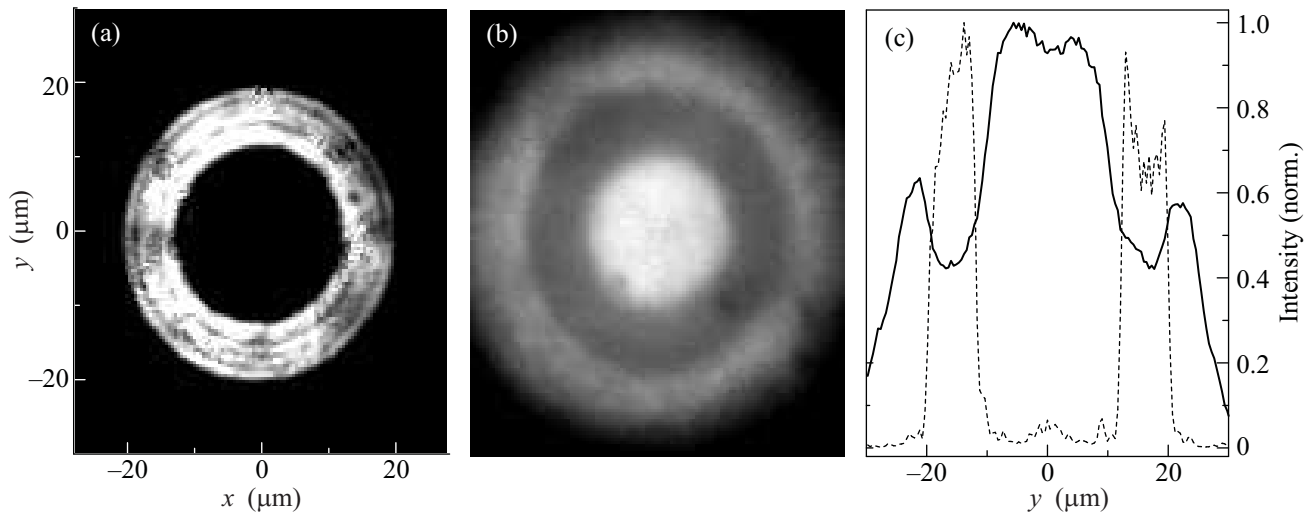


Рис. 2. Кольцевое фотовозбуждение непрерывным надбарьерным лазером ($\lambda = 405$ нм, $P = 72$ мкВт). (а) Лазерное пятно на поверхности образца. (б) Пространственное распределение люминесценции непрямого экситона. (с) Распределение интенсивности лазерного излучения (штриховая линия) и люминесценции (сплошная кривая) вдоль вертикального диаметра кольца ($x = 0$). Напряженность поля $F = 14$ кВ/см

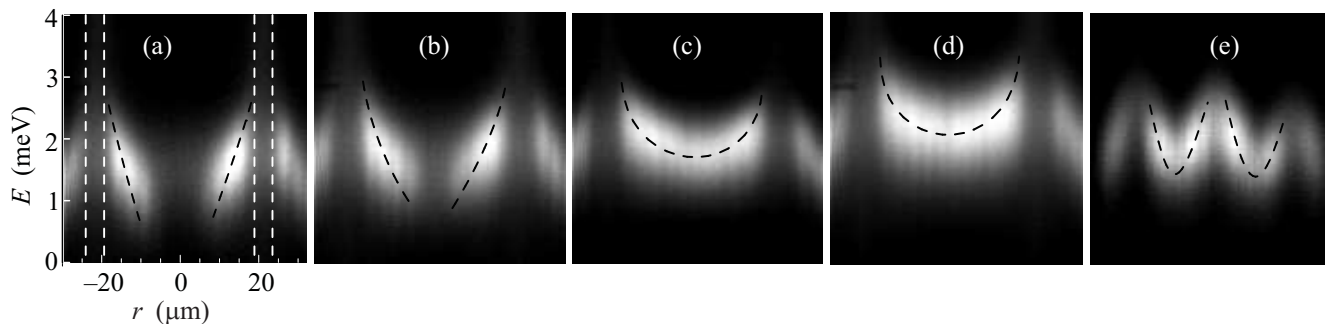


Рис. 3. Спектры фотолуминесценции с пространственным разрешением. (а)–(д) – Кольцевое возбуждение непрерывным подбарьерным лазером ($\lambda = 658$ нм, кольцо $\varnothing 40$ мкм, мощность накачки $P = 47, 69, 110$ и 130 мкВт соответственно). По вертикали – энергия фотона E , по горизонтали – координата r вдоль диаметра кольца. Область кольцевой лазерной накачки находится внутри двух пар белых штриховых отрезков. Темная штриховая линия – траектории дрейфа экситонов в координатах $r-E$. (е) – Возбуждение двумя надбарьерными лазерами ($\lambda = 405$ нм): непрерывным в кольцо $\varnothing 40$ мкм, мощность $P_{\text{out}} = 10$ мкВт; импульсным ($t_p = 80$ пс, $f_p = 100$ МГц) в пятно $\varnothing 5$ мкм, средняя мощность $P_{\text{in}} = 3$ мкВт. Напряженность поля $F = 14$ кВ/см

ной оси отложена энергия E испускаемых фотонов (отсчитываемая от нижней кромки кадра), вдоль горизонтальной – пространственная координата r с нулем отсчета в центре лазерного кольца. Таким образом, эти спектры несут информацию о возникающем потенциальном профиле для экситонов. В серии спектров на рис. 3а–д увеличивается мощность накачки (от 47 до 130 мкВт) при постоянной напряженности поля $F = 14$ кВ/см. Границы области лазерного кольца показаны на рис. 3а белой вертикальной штриховой линией. Серыми штриховыми отрезками отмечена траектория дрейфа экситонов в координатах $r-E$. Эта траектория становится замкнутой, когда длина пробега экситонов достигает величины

радиуса лазерного кольца (см. рис. 3с, д). Рост накачки и увеличение длины пробега приводят к двум эффектам: а) радиальное распределение интенсивности люминесценции становится более однородным; б) глубина потенциального профиля заметно уменьшается. Действительно, если на рис. 3а перепад энергии между началом и концом траектории экситонного дрейфа составляет ≈ 2 мэВ, то на рис. 3д глубина прогиба пунктирной кривой не превышает 1.2 мэВ. Дальнейшее увеличение накачки делает этот профиль совсем плоским. Эволюция потенциального профиля ловушки с ростом напряженности электрического поля при фиксированной накачке происходит совершенно так же: кольцо превращается в однородно излуча-

ющий диск, а перепад потенциала от края к центру уменьшается до нуля. В частности, при мощности $P = 110 \text{ мкВт}$ и увеличении напряженности поля F от 12 до 15 кВ/см с шагом 1 кВ/см получаются картины, очень близкие к рис. 3а–d соответственно. Разумеется, при этом нужно учесть монотонный сдвиг линии люминесценции в сторону низких энергий с ростом поля.

Спектральная ширина линии максимальна непосредственно в области лазерного возбуждения, где она составляет 1.4–1.5 мэВ, а минимальна в пятнах наибольшей яркости внутри лазерного кольца (1.0–1.1 мэВ). В центре кольца она составляет 1.4–1.5 мэВ, пока люминесценция сама имеет кольцевой вид, и уменьшается до $\approx 0.9 \text{ мэВ}$, когда кольцо только что превратилось в диск (рис. 3с). При последующем уменьшении глубины ловушки линия снова начинает уширяться. Максимально достижимая глубина зависит от размера лазерного кольца: чем больше его диаметр, тем более глубокую (но и более широкую в латеральном направлении) ловушку можно реализовать. В частности, при $\varnothing 40 \text{ мкм}$ глубину ловушки удается сделать $\gtrsim 1 \text{ мэВ}$ (см. рис. 3d).

Для создания электрооптической ловушки можно использовать непрерывное фотовозбуждение, как подбарьерное, так и надбарьерное. Качественных отличий при этом не наблюдается. Кроме того, ловушку удавалось реализовать, формируя кольцевое пятно от импульсного надбарьерного лазера с частотой следования импульсов $f_p = 1 \text{ МГц}$ и выше. Серия спектров люминесценции в зависимости от внешнего электрического поля в центре именно такой ловушки приведена на рис. 1а. Спектры в ней отличаются от случая непрерывного возбуждения однородным лазерным пятном заметно меньшей шириной линии непрямого экситона ($\Delta E_{\text{FWHM}} \lesssim 1.1 \text{ мэВ}$ при $F \lesssim 20 \text{ кВ/см}$). Кроме того, наличествует пара слабых линий со стороны высоких энергий при $F \gtrsim 0$, которых нет при непрерывном надбарьерном возбуждении.

Время излучательной рекомбинации в электрооптической ловушке, создаваемой импульсным лазером, зависит от электрического поля в целом так же, как и при однородном пятне фотовозбуждения (рис. 1b). Измерения кинетики люминесценции с пространственным разрешением показали, что вариации времени жизни невелики: при $F = 14.3 \text{ кВ/см}$ непосредственно в лазерном кольце $\tau_r \approx 25 \text{ нс}$, вне кольца $\tau_r = 32 \text{ нс}$, а внутри (в центре ловушки) $\tau_r = 30 \text{ нс}$.

Совместив кольцевую лазерную подсветку с фокусировкой в центр кольца излучения второго ла-

ра, можно сформировать *кольцевую электрооптическую ловушку*: при определенной комбинации величины приложенного электрического поля и мощностей лазеров непрямые экситоны концентрируются вдоль периметра окружности в промежутке между лазерным кольцом и лазерным пятном в центре. На рис. 3е показан пример ловушки с кольцевым потенциальным профилем глубиной около 1.5 мэВ.

Спектральные параметры экситонной люминесценции из этой ловушки приведены на рис. 4. Накопление экситонов в кольцевой ловушке в

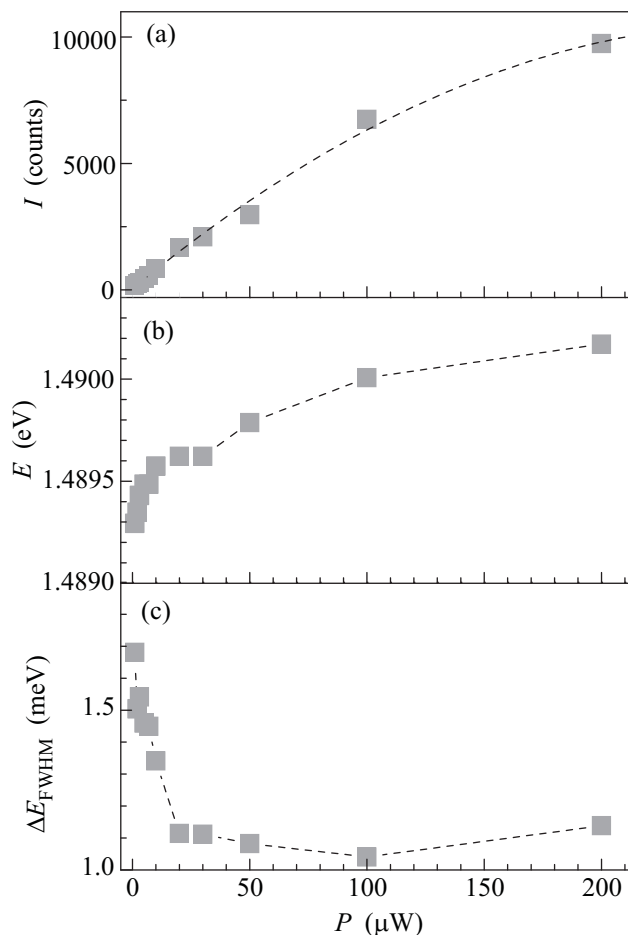


Рис. 4. Интенсивность I (а), энергия (b) и ширина (c) линии фотолюминесценции непрямого экситона в зависимости от мощности накачки в кольцевой оптической ловушке, соответствующей рис. 3е

диапазоне мощностей накачек $P \lesssim 20 \text{ мкВт}$ сопровождается сужением линии от 1.7 до 1.1 мэВ и одновременным сдвигом в сторону высоких энергий на 0.3 мэВ. С дальнейшим ростом накачки сдвиг замедляется и достигает 0.9 мэВ при $P = 200 \text{ мкВт}$. Сужение также становится более медленным, а при $P \gtrsim 100 \text{ мкВт}$ сменяется слабым уширением. Для сравнения укажем, что при однородном пятне

фотовозбуждения в том же диапазоне накачек ширина линии вырастает к 30 мкВт от 1.3 до 1.7 мэВ и далее остается в пределах 1.7–1.8 мэВ, а темп сдвига в синюю сторону оказывается приблизительно постоянным.

Кольцевая оптическая ловушка была экспериментально реализована и с помощью только одного лазера. Для этого использовалась маска-трафарет в виде кольца с кругом в центре или двух концентрических колец. Поскольку в этом случае нельзя независимо менять интенсивности накачки в наружной и внутренней областях фотовозбуждения, для оптимизации условий накопления экситонов в кольце между ними требуется подбор геометрических параметров.

4. Таким образом, в структуре с одиночной квантовой ямой GaAs/AlAs шириной 400 Å удастся достичь времен излучательной рекомбинации непрямого экситона в десятки и сотни нс. При этом наблюдается быстрый дрейф экситонов из области фотовозбуждения на расстояния в десятки мкм. Максимальная наблюдавшаяся скорость движения экситонов составляет $5 \cdot 10^4$ см/с.

К электрической нейтральности квантовая яма наиболее близка в режиме плоских зон (при $F \gtrsim 0$). Только при этом в спектре наблюдаются более высокие по энергии линии, очевидно связанные с возбужденными состояниями экситона [2, 5]. В случае надбарьерного фотовозбуждения они возникают только в импульсном режиме в центре ловушки. При этом относительная интенсивность “синей” линии гораздо выше, чем при возбуждении непрерывным лазером. Можно предположить, что линия, наблюдаемая при подбарьерном возбуждении, а также “синяя” компонента дублета при надбарьерном отвечают нейтральной ситуации, а “красная” линия связана с заряженным экситонным комплексом.

Формирование потенциальной ловушки для дипольных экситонов внутри лазерного кольца с очевидностью следует из спектров, измеренных с пространственным разрешением (рис. 3). Но даже при $\varnothing 40$ мкм сделать ловушку глубже 1.5 мэВ не удастся: мешают экранирование внешнего поля неравновесными носителями и диполь-дипольное отталкивание между экситонами, также приводящее к увеличению энергии фотона. Как только длина пробега экситонов приближается к радиусу кольца и концентрация их на дне ловушки начинает заметно расти, энергия испускаемых фотонов начинает увеличиваться, а глубина ловушки – уменьшаться. Применение пятна фотовозбуждения более сложной формы либо двух лазеров качественно новых результатов не дает: от того, что экситоны накапливаются не в круговой, а

в кольцевой области, ничего существенно не меняется. Регулярной структуры пятен люминесценции, подобной наблюдавшейся в кольцевой электростатической ловушке [1–4], не образуется. Однако следует заметить, что там все интересные коллективные эффекты проявлялись при диаметре ловушки 5–7 мкм и ее глубине 3–5 мэВ, т.е. при параметрах, которые вряд ли можно реализовать с электрооптической ловушкой.

Наиболее заметным эффектом, отличающим экситоны в электрооптической ловушке от экситонов при однородном фотовозбуждении, является сужение линии люминесценции и ее сдвиг в сторону высоких энергий при малых мощностях оптической накачки. Качественно и количественно эти эффекты одинаковы как в кольцевой, так и в круговой электрооптической ловушке (сужение линии от 1.5–1.7 мэВ до ≈ 1 мэВ и ее сдвиг на ≈ 0.3 мэВ). Уменьшение ширины линии с накачкой, т.е. с увеличением концентрации экситонов, говорит о сужении распределения не прямых экситонов в \mathbf{k} -пространстве, что может быть свидетельством начала фазового перехода.

Времена жизни экситонов заметно отличаются внутри и снаружи электрооптической ловушки. Можно предположить, что τ_r снижается с ростом экситонной концентрации из-за возрастания роли экситон-экситонного рассеяния. Однако на фоне экспоненциальной зависимости от внешнего электрического поля эта зависимость является слабой. Поэтому в первом приближении для оценки времени жизни в ловушке можно пользоваться результатами измерений для однородного пятна фотовозбуждения.

Все измерения в данной работе выполнены при температуре $T \simeq 1.6$ К. Этого вполне достаточно для того, чтобы реализовать электрооптическую ловушку глубиной $\lesssim 1.5$ мэВ. Но для достижения условий экситонной бозе-конденсации представляется целесообразным понижение температуры ниже $T = 1$ К. Это входит в наши ближайшие планы.

Авторы благодарят А.И. Ильина (ИПТМ РАН) за выполнение электронной литографии при подготовке образцов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Программы Президиума РАН по наноструктурам и Программы Отделения физических наук РАН по сильнокоррелированным системам.

1. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006).
2. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006).

3. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, Phys. Stat. Solidi (c) **5**, 2379 (2008).
4. В. Б. Тимофеев, А. В. Горбунов, Д. А. Демин, ФНТ **37**, 229 (2011).
5. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).
6. А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **86**, 48 (2007).
7. A. L. Ivanov, P. B. Littlewood, and H. Haug, Phys. Rev. B **59**, 5032 (1999).
8. A. T. Hammack, M. Griswold, L. V. Butov et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 227402 (2006).
9. A. T. Hammack, L. V. Butov, L. Mouchliadis et al., Phys. Rev. B **76**, 193308 (2007).