

Электрооптическая ловушка для дипольных экситонов

© А.В. Горбунов[¶], В.Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

В диоде Шоттки на основе гетероструктуры GaAs/AlAs с одиночной квантовой ямой GaAs 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 или 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. Введение

В исследованиях, направленных на реализацию экситонной бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК), вопрос потенциальной ловушки для экситонов занимает очень важное место. В свое время были представлены весьма впечатляющие свидетельства эффективного накопления пространственно-непрямых (дипольных) экситонов в естественных ловушках, связанных с крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала в структурах с туннельно-связанными двойными квантовыми ямами (ДКЯ) GaAs/AlGaAs. Было обнаружено, что интенсивность экситонной фотолюминесценции может локально, в областях микрометрового масштаба, возрасти в десятки раз [1]. Оказалось, что в подобной ловушке с характерными размерами в области 1 мкм спектральной линии люминесценции пространственно-непрямого экситона свойственно пороговое возникновение с ростом мощности фотовозбуждения и быстрое исчезновение с повышением температуры, а ее спектральная ширина вблизи порога может составлять всего 0.3 мэВ [2]. Поэтому особенно актуальна задача приготовления контролируемой потенциальной ловушки, параметрами которой можно было бы управлять и таким образом оптимизировать накопление в ней экситонов для достижения критических условий БЭК. Хотя в экспериментах уже применялись разнообразные виды таких ловушек, основанные на различных физических принципах, — электростатические [3–5], магнитные [6], деформационные, использующие поле упругих напряжений [7] и др., — работы по созданию оптимальной потенциальной ловушки для исследований экситонной конденсации продолжают и сегодня.

Ранее нами сообщалось о наблюдении бозе-конденсации пространственно-непрямых, дипольных экситонов, которые накапливались при фотовозбуждении в кольцевой электростатической ловушке вблизи периметра окна диаметром 5 мкм в затворе Шоттки в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с двойной или одиночной

квантовой ямой в условиях приложенного электрического смещения [8–11]. В таком типе ловушек при оптимальных напряжениях смещения, когда еще удается скомпенсировать избыточные заряды и поддерживать систему электрически нейтральной [9,12], времена жизни дипольных экситонов оставались слишком малыми, ~ 1 нс [13], и поэтому исследуемый экситонный газ не успевал остывать до решеточных температур (в этих экспериментах температура решетки была вблизи 1.6 К). Кроме того, экситоны в этом 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 2 порядка, как минимум, превосходят времена энергетической релаксации дипольных экситонов на фотонах [14]. 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 штарковского сдвига для состояний дипольных экситонов уменьшается, что приводит к возникновению латерального потенциального барьера для таких экситонов. Само же электрическое поле в области кольцевого по

[¶] E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

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 между дипольными экситонами приводят к накоплению дипольных экситонов в центральной, неосвещенной части кольца, которая является холодной областью гетероструктуры.

Ранее уже было показано [15,16], что использование кольцевого по форме лазерного возбуждения на поверхности структуры с двойной квантовой ямой 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 межъямный барьер AlGaAs, 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 меньше: 0.15–0.2 вместо 1.0–1.5 мэВ [9,12] 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. Методика эксперимента

Исследуемая структура представляет собой квантовую яму GaAs шириной 400 Å, заключенную между нелегированными барьерными слоями AlAs толщиной по 2000 Å. Нижним затвором служит расположенный сразу за барьером легированный кремнием n^+ -слой GaAs толщиной 1000 Å, а верхним — затвор Шоттки: полупрозрачная пленка Au/Cr толщиной 150 Å. Расстояние между затворами составляет 0.46 мм.

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 для света с длиной волны $\lambda \geq 800$ нм пространственное разрешение ≥ 1.5 мкм при температуре $T = 1.6$ К. Увеличенное изображение поверхности образца проецировалось с помощью оптической системы на входную щель спектрометра с охлаждаемой кремниевой CCD-камерой. Использование спектрометра, передающего изображение из плоскости входной щели в плоскость выходной щели без искажений (imaging spectrometer), давало возможность: а) регистрировать изображение образца в нулевом порядке дифракционной решетки в различных областях спектра, применяя узкополосные интерференционные светофильтры; б) регистрировать спектры люминесценции с пространственным разрешением в направлении вдоль спектральной щели.

Для возбуждения фотолюминесценции использовались непрерывные одномодовые полупроводниковые лазеры с длинами волн излучения $\lambda = 405$ 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 размером ~ 20 мкм, либо в кольцо — тем же самым объективом, который использовался для сбора света люминесценции. Для формирования кольцевого пятна лазерный пучок пропусклся через маску-графарет (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: подбарьерный ($\lambda = 659$ нм, длительность импульса $t_p = 200$ пс) и надбарьерный ($\lambda = 405$ нм, $t_p = 80$ пс). Для детектирования использовался кремниевый лавинный фотодиод в режиме счета фотонов, на приемную площадку которого фокусировался сигнал фотолюминесценции от образца, прошедший через монохроматор. Временное разрешение системы составляло ~ 0.4 нс. Кинетику рекомбинаций 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. Экспериментальные результаты

3.1. Однородное пятно фотовозбуждения

Эволюция спектра люминесценции из квантовой ямы под действием внешнего электрического поля была исследована как при непрерывном, так и при импульсном над- и подбарьерном фотовозбуждении. Общие закономерности следующие. 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 меньших 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 электрических полях интенсивность линии быстро падает, а ширина растет, так что при $F \gtrsim 30$ кВ/см спектральный вес уменьшается на порядок. В случае надбарьерного возбуждения при напряженности $0 \leq F \leq 15$ кВ/см наблюдаются две линии, расстояние по энергии между которыми монотонно возрастает с полем от 1 до 3 мэВ. При малых полях сильнее низкоэнергетичная „красная“ компонент, но доля высокоэнергетичной „синей“ постепенно растет: к $F \lesssim 10$ кВ/см она становится основной, а 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 соответственно. Эти линии

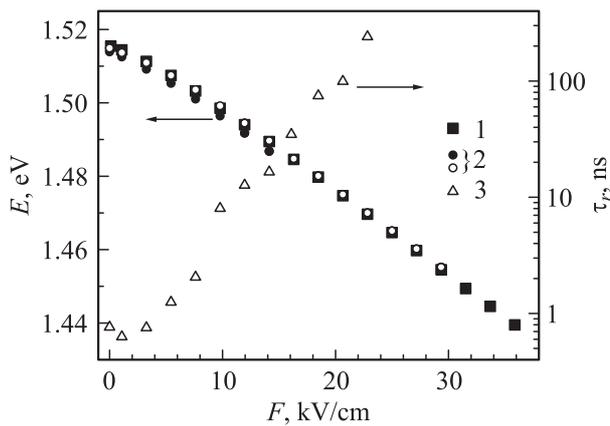


Рис. 1. Энергетическое положение E линии непрямого экситона в квантовой яме GaAs/AlAs шириной 400 Å при подбарьерном (1) и надбарьерном (2) фотовозбуждении однородным пятном, а также время излучательной рекомбинации τ_r (3) (подбарьерное возбуждение) в зависимости от напряженности электрического поля F .

отсутствуют при непрерывном надбарьерном возбуждении, но есть при импульсном.

Энергетическое положение E линии экситонной люминесценции в зависимости от электрического поля показано на рис. 1. На начальном участке при малых значениях электрического 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, то из угла наклона соответствующей прямой получается $d_{\text{eff}} \approx 230 \text{ \AA}$, и дипольный момент экситона составляет $\sim 1.1 \cdot 10^3 \text{ Д}$. Наклон прямой от способа фотовозбуждения не зависит.

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

3.2. Кольцевое возбуждение — электрооптическая ловушка

При использовании кольцевого лазерного фотовозбуждения спектральные и пространственные характеристики люминесценции дипольных экситонов сильно зависят как от интенсивности фотовозбуждения, так и от величины приложенного электрического поля. При малых накачках и небольших полях люминесценция

наиболее интенсивна непосредственно под лазерным пучком и ее пространственное распределение повторяет вид лазерного кольца. Однако с увеличением мощности накачки и(или) напряженности поля ситуация меняется: интенсивность люминесценции под лазерным пучком становится ниже, чем в непосредственной близости от него. Таким образом, наблюдаются два кольца люминесценции: одно внутри лазерного кольца, освещающего структуру, а другое снаружи. С дальнейшим ростом накачки и(или) напряженности электрического поля размер внешнего кольца растет, а внутреннее кольцо люминесценции постепенно превращается в диск (см. рис. 2, а). На рис. 2, б приведены нормированные распределения интенсивности отраженного от образца лазерного излучения и люминесценции непрямого экситона вдоль вертикального диаметрального сечения картины на рис. 2, а.

На рис. 3 показаны примеры спектров люминесценции дипольных экситонов при кольцевом фотовозбуждении, зарегистрированных с пространственным разрешением. Они получены проецированием на входную щель спектрометра увеличенного изображения аксиально-симметричной картины люминесценции, так что сквозь щель проходит только узкая центральная полоска вдоль диаметра кольца. На рис. 3, а вдоль вертикальной оси отложена энергия E испускаемых фотонов, отсчитываемая от нижней кромки кадра, а вдоль горизонтальной — пространственная координата r с нулем отсчета в центре лазерного кольца. Таким образом, эти спектры несут информацию о потенциальном профиле для не прямых экситонов, возникающем в плоскости квантовой ямы. Границы области лазерного кольца показаны белыми вертикальными штриховыми линиями. Серыми штриховыми отрезками отмечены траектории дрейфа экситонов в координатах $r-E$. Они не пересекаются, пока длина пробега экситонов меньше радиуса лазерного кольца (см. рис. 3, а) — внутри кольца фотовозбуждения наблюдается кольцо люминесценции. Рост экситонной концентрации с увеличением мощности накачки P и(или) рост времени жизни экситонов с увеличением напряженности электрического поля F приводят к увеличению длины их пробега. Здесь следует отметить, что при $F = 10 \text{ кВ/см}$ длина пробега экситона $l_x \approx 10 \text{ мкм}$, а в области $F \geq 20 \text{ кВ/см}$ радиальный размер внешнего кольца люминесценции превышает 100 мкм, т. е. в диапазоне $20 \leq F \leq 30 \text{ кВ/см}$ характерные длины пробега экситонов составляют сотни микрометров. Естественно, что в результате роста l_x внутреннее кольцо люминесценции трансформируется в диск. При этом: а) радиальное распределение интенсивности люминесценции внутри лазерного кольца становится более однородным, б) энергия испускаемых фотонов увеличивается. Действительно, если на рис. 3, а перепад энергии между началом и концом траектории экситонного дрейфа составляет $\leq 2 \text{ мэВ}$, то при повышении накачки более чем в 2 раза (см. рис. 3, б) глубина прогиба штриховой кривой, отражающей вид потенциального барьера для не прямых экситонов, не

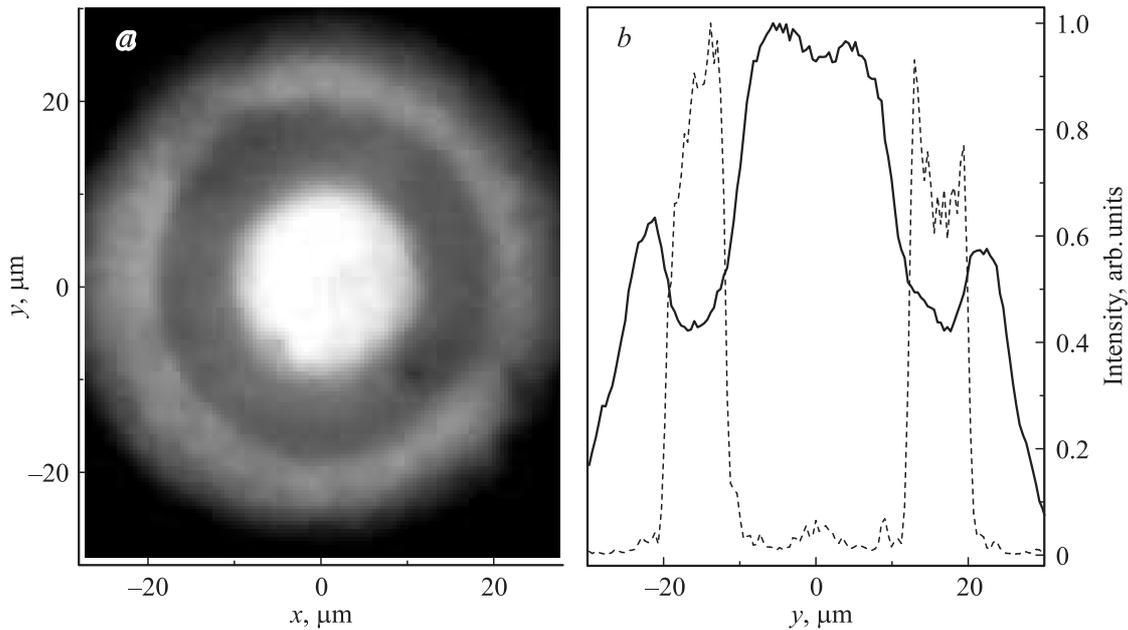


Рис. 2. Люминесценция пространственно-непрямого экситона в квантовой яме GaAs/AlAs шириной 400 Å при кольцевом фотовозбуждении непрерывным надбарьерным излучением ($\lambda = 405$ нм, $P = 72$ мкВт): *a* — пространственное распределение люминесценции; *b* — профиль распределения интенсивности лазерного излучения (штриховая линия) и люминесценции (сплошная) вдоль вертикального диаметра кольца, $x = 0$. Напряженность поля $F = 14$ кВ/см.

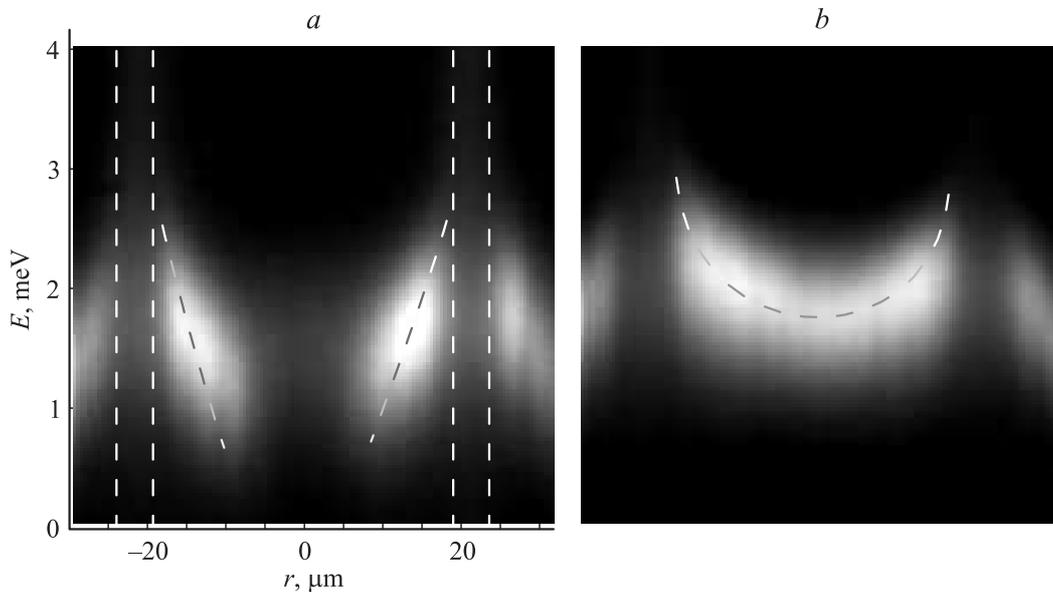


Рис. 3. Спектры люминесценции с пространственным разрешением при кольцевом фотовозбуждении непрерывным подбарьерным лазером ($\lambda = 658$ нм, кольцо диаметром 40 мкм) при мощности накачки $P = 47$ (*a*) и 110 мкВт (*b*): по вертикали — энергия фотона E , по горизонтали — координата r вдоль диаметра кольца. Область кольцевой лазерной накачки — внутри двух пар белых штриховых прямых. Темные штриховые линии — траектории дрейфа экситонов в координатах $r-E$. $F = 14$ кВ/см.

превышает 1.2 мэВ. Дальнейшее наращивание 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 излучающий диск, а перепад потенциала от

края к центру уменьшается до нуля. Так, в частности, увеличение мощности накачки P от 50 до 130 мкВт при фиксированном $F = 14$ кВ/см или увеличение напряженности поля F от 12 до 15 кВ/см при фиксированной $P = 110$ мкВт дают картины эволюции потенциального профиля, очень близкие друг к другу. Разумеется, при

этом нужно учесть монотонный сдвиг линии люминесценции в сторону низких энергий с ростом электрического поля.

Спектральная ширина линии люминесценции дипольных экситонов максимальна непосредственно в области лазерного возбуждения и составляет 1.4–1.5 мэВ, а минимальна в пятнах наибольшей яркости внутри лазерного кольца (см. рис. 3, а) и составляет 1.0–1.1 мэВ. В центре кольца она составляет 1.4–1.5 мэВ, пока люминесценция сама имеет кольцевой вид, и уменьшается до ≥ 0.9 мэВ, когда кольцо только что превратилось в диск. При последующем уменьшении глубины ловушки линия снова начинает уширяться. Максимально достижимая глубина ловушки 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 диаметре 40 мкм глубину ловушки удается сделать $\gtrsim 1$ мэВ (см. рис. 3, б).

Для создания электрооптической ловушки можно использовать непрерывное фотовозбуждение, как подбарьерное, так и надбарьерное; качественных различий при этом не наблюдается. Кроме того, ловушку удавалось реализовать, формируя кольцевое пятно от импульсного надбарьерного лазера с частотой следования импульсов $f_p = 1$ МГц и выше. Спектры в ней отличаются от наблюдаемых в случае непрерывного возбуждения однородным лазерным пятном заметно меньшей шириной линии непрямого экситона: $\Delta E_{FWHM} \lesssim 1.1$ мэВ при $F \lesssim 20$ кВ/см. Кроме того, в этом случае наблюдается 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. 1). Эксперименты по регистрации кинетики люминесценции с пространственным разрешением показали, что вариации времени жизни в зависимости от места измерения невелики: при $F = 14.3$ кВ/см непосредственно в лазерном кольце $\tau_r \approx 25$ нс, вне кольца $\tau_r \approx 32$ нс, а внутри, в центре ловушки, $\tau_r \approx 30$ нс.

Совместив кольцевую лазерную подсветку с фокусировкой в центр кольца излучения от второго лазера, можно сформировать кольцевую электрооптическую ловушку: при определенной комбинации величины приложенного электрического поля и мощностей лазеров не прямые экситоны концентрируются вдоль периметра окружности, в промежутке между лазерным кольцом и лазерным пятном в центре. Глубину этого кольцевого потенциального профиля удавалось сделать ~ 1.5 мэВ.

Спектральные параметры экситонной люминесценции из такой ловушки приведены на рис. 4. Накопление экситонов в кольцевой электрооптической ловушке в диапазоне мощностей накачек $P \lesssim 20$ 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

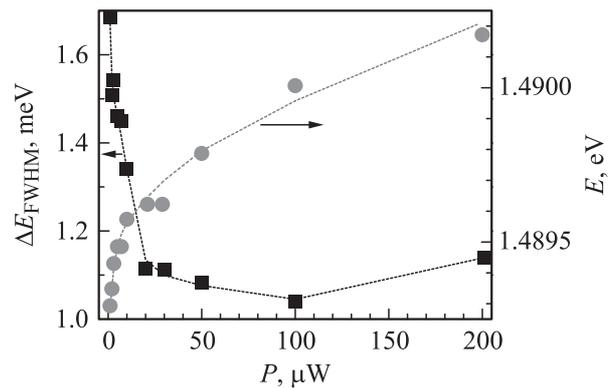


Рис. 4. Энергия E (1) и ширина ΔE_{FWHM} (2) линии фотолюминесценции пространственно-непрямого экситона в кольцевой электрооптической ловушке в зависимости от мощности накачки P .

0.9 мэВ при $P = 200$ мкВт. Сужение также становится более медленным, а при $P \geq 100$ мкВт сменяется слабым уширением. Для сравнения: 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 остается приблизительно постоянным.

Кольцевая электрооптическая ловушка была также 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 интенсивность накачки в наружной и внутренней областях фотовозбуждения, для оптимизации условий накопления экситонов в кольце требуется подбор геометрических параметров.

4. Обсуждение результатов

В структуре с одиночной квантовой ямой GaAs/AlAs шириной 400 Å удается 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 составила $\sim 5 \cdot 10^4$ 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 [9,12]. В случае надбарьерного фотовозбуждения они есть 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“ 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). Однако даже при диаметре 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 или двух лазеров качественно новых результатов не дает: оттого, что экситоны накапливаются не в круговой, а в кольцевой области, ничего существенно не меняется. Регулярной структуры пятен люминесценции, подобной наблюдавшейся в кольцевой электростатической ловушке [8–11], не образуется. Однако следует заметить, что там все интересные коллективные эффекты проявлялись при диаметре ловушки 5–7 мкм и глубине 3–5 мэВ — параметрах, которые вряд ли можно реализовать с помощью электрооптической ловушки.

Наиболее заметным эффектом, отличающим экситоны в электрооптической ловушке от экситонов при однородном фотовозбуждении, является сужение линии люминесценции и сдвиг в сторону высоких энергий при малых мощностях оптической накачки. Качественно и количественно эти эффекты одинаковы как в кольцевой электрооптической ловушке, так и в круговой: сужение линии от 1.5–1.7 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 непрямых экситонов в k -пространстве, что может быть свидетельством начала фазового перехода.

Времена жизни экситонов заметно различаются 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 слабая. Поэтому в первом приближении для оценки времени жизни в ловушке можно пользоваться результатами измерений для однородного пятна фотовозбуждения.

5. Заключение

Таким образом, в структуре в виде диода Шоттки с одиночной квантовой ямой GaAs/AlAs шириной 400 Å в условиях кольцевого лазерного фотовозбуждения и приложенного внешнего электрического поля реализована электрооптическая ловушка для пространственно-непрямых дипольных экситонов. Глубина ловушки составила $\lesssim 1.5$ мэВ при диаметре кольца ~ 40 мкм. Все измерения были выполнены при температуре $T \approx 1.6$ К. Этого оказалось достаточно, чтобы наблюдать не только

накопление в ловушке дипольных экситонов, но и заметное уменьшение спектральной ширины линии экситонной люминесценции, которое может свидетельствовать о начале фазового перехода в системе взаимодействующих дипольных экситонов. Для достижения условий экситонной бозе-конденсации представляется целесообразным понижение температуры ниже $T = 1$ К, что 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.

Список литературы

- [1] L.V. Butov, C.W. Lai, A.L. Ivanov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. *Nature*, **417**, 47 (2002).
- [2] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни, И. Хвам, К. Соерсен. *Письма ЖЭТФ*, **75** (11), 689 (2002).
- [3] R. Rapaport, G. Chen, S. Simon, O. Mitrofanov, L. Pfeiffer, P.M. Platzman. *Phys. Rev. B*, **72**, 075428 (2005).
- [4] A. Gärtner, L. Prechtel, D. Schuh, A.W. Holleitner, J.P. Kotthaus. *Phys. Rev. B*, **76**, 085304 (2007).
- [5] A.A. High, A.K. Thomas, G. Grosso, M. Remeika, A.T. Hammack, A.D. Meyertholen, M.M. Fogler, L.V. Butov, M. Hanson, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 087403 (2009).
- [6] P.C.M. Christianen, F. Piazza, J.G.S. Lok, J.C. Maan, W. van der Vleuten. *Physica B*, **249**, 624 (1998).
- [7] V. Negoita, D.W. Snoke, K. Eberl. *Phys. Rev. B*, **60**, 2661 (1999).
- [8] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **83** (4), 178 (2006).
- [9] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **84** (6), 390 (2006).
- [10] V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov. *Phys. Status Solidi C*, **5** (7), 2379 (2008).
- [11] В.Б. Тимофеев, А.В. Горбунов, Д.А. Демин. *ФНТ*, **37** (3), 229 (2011).
- [12] В.В. Соловьев, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче. *Письма ЖЭТФ*, **83** (12), 647 (2007).
- [13] А.В. Горбунов, А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **86** (1), 48 (2007).
- [14] A.L. Ivanov, P.B. Littlewood, H. Haug. *Phys. Rev. B*, **59**, 5032 (1999).
- [15] A.T. Hammack, M. Griswold, L.V. Butov, L.E. Smallwood, A.L. Ivanov, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 227402 (2006).
- [16] A.T. Hammack, L.V. Butov, L. Mouchliadis, A.L. Ivanov, A.C. Gossard. *Phys. Rev. B*, **76**, 193308 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrooptical trap for dipolar excitons

A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract An electrooptical trap for spatially indirect dipolar excitons has been implemented in a Schottky diode with 400 Å wide GaAs/AlAs single quantum well. In the presence of bias voltage applied to gate, the trap for excitons appears upon ring illumination of the structure by continuous wave or pulsed laser generating hot electron–hole pairs in the quantum well. A barrier for excitons collected inside the illuminated ring appears due to the screening of the applied electric field by nonequilibrium carriers directly in the excitation region. Excitons are collected inside the ring owing to the ambipolar drift of carriers and dipole–dipole exciton repulsion in the optical pump region. For dipolar excitons thus collected in the center of the ring electrooptical trap, a significant narrowing of the luminescence line that accompanies an increase in the density of excitations indicates the collective behavior of dipolar excitons.