

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН

Россохатый Александр Викторович

**Влияние параллельного магнитного поля на излучательную
рекомбинацию экситонов**

Выпускная квалификационная работа
на степень бакалавра

научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И.В. Кукушкин

Черноголовка 2007

Содержание

1	Введение	2
2	Теоретические изыскания	4
2.1	Изменение спектра экситона	4
2.2	Влияние параллельного магнитного поля на кинетику излучения	5
3	Описание эксперимента	7
3.1	Образец	7
3.2	Экспериментальная установка	7
4	Результаты измерений	9
4.1	Зависимость от электрического поля	9
4.2	Зависимость от магнитного поля	10
4.3	Кинетика излучения	13
5	Обсуждение полученных результатов	15
6	Выводы	16

1 Введение

Экситонные системы с пространственно-разделенными электронами и дырками в системе связанных и одиночной квантовой ямы в последнее время вызывают усиленный интерес [1]. Несмотря на то, что задача экситона Мотта в сильных магнитных полях имеет решение [6], очень интересные свойства обнаруживают двумерные экситонные системы [3, 4]. В частности было показано, что основным состоянием таких систем при произвольной плотности является идеальный газ экситонов. Этот результат хорошо согласуется с многочисленными экспериментами прошлых лет. Пары, состоящие из пространственно-разделенных e и h (непрямые экситоны), могут конденсироваться в жидкую фазу [2], которая может существовать при больших концентрациях носителей заряда. Поскольку упомянутые эффекты возможны лишь при низких температурах, то необходимым условием их наблюдения является требование, чтобы время жизни экситона было много больше времени термализации. Этого можно достичь увеличением времени излучательной рекомбинации за счет разделения электронов и дырок и уменьшения перекрытия волновых функций. Подавляющее число исследований электронно-дырочных слоев производилось в двойных квантовых ямах, где благодаря наличию барьера между ямами и при прикладывании электрического поля, можно было достичь времен излучательной рекомбинации вплоть до сотен наносекунд (рис. 1). Однако даже такое увеличение времени жизни на два порядка по сравнению со временем жизни электрона и дырки в яме не гарантирует желанного охлаждения. Было показано, что в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле оказывается возможным создание электронно-дырочных слоев (рис. 2) со временами излучательной рекомбинации порядка нескольких десятков микросекунд, что открывает перспективы для исследования таких объектов при ультранизких температурах (50-100 мК) [5]. Поскольку больших концентраций можно добиться лишь при неравновесных условиях фотовозбуждения лазером, то вопрос о температуре системы остается открытым.

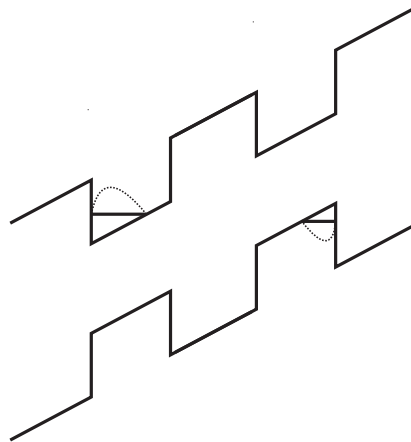


Рис. 1: Зонная схема двойной квантовой ямы

Наравне с температурой системы очень важно знать спектр электронов в плоскости квантования, поскольку именно от этих параметров зависят основные свойства

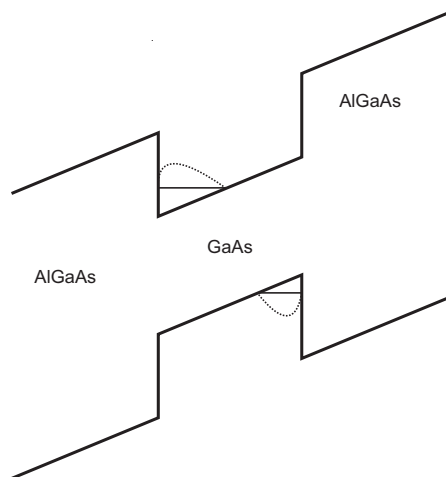


Рис. 2: Зонная схема одиночной квантовой ямы

системы. В отличие от электронов, для которых значение эффективной массы хорошо известно, размерное квантование в квантовых ямах AlAs/AlGaAs снимает четырехкратное вырождение и приводит к расщеплению дырочных состояний на подзоны тяжелых и легких дырок [9]. Так же в [9] было показано, что непараболичность закона дисперсии в квантовых ямах является неизбежным эффектом взаимодействия зон легких и тяжелых дырок. Микроволновые методы измерения планарной массы позволяют достаточно точно измерять спектр двумерных дырок [10], однако вопрос массе экситона нулевых концентрациях в широкой яме в малых k сохраняет свою актуальность. Поэтому актуальным вопросом является разработка непосредственных методов исследования энергетического спектра экситонов.

В данной работе были исследованы электро- и магнитополевые зависимости энергии и времени жизни экситонов с пространственно разделенными электронами и дырками в широкой одиночной квантовой яме. На основании полученных экспериментальных зависимостей был проверен метод измерения эффективной массы и температуры системы, предложенный в [7, 8].

2 Теоретические изыскания

2.1 Изменение спектра экситона

Рассмотрим гамильтониан взаимодействующей e-h-пары в магнитном поле:

$$\widehat{H} = \sum_{e,h} \frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla_i - \frac{e_i}{c} A(r_i))^2 + V(r_e - r_h),$$

где

$$V(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon\sqrt{r^2 + d^2}}$$

потенциал кулоновского взаимодействия, d - расстояние между слоями электронов и дырок, $r_{\parallel}(x, y)$, а A - вектор-потенциал магнитного поля \mathbf{B} . В случае двумерной системы вектор магнитного поля удобно представить в виде суммы двух составляющих: перпендикулярной и параллельной плоскости системы, тогда

$$\mathbf{B} = B_{\perp}\mathbf{z} + B_{\parallel}(\mathbf{x}\cos\alpha + \mathbf{y}\sin\alpha).$$

Будем работать в калибровке:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{B}_{\perp} \times \mathbf{r} + zB_{\parallel}(\mathbf{x}\sin\alpha - \mathbf{y}\cos\alpha).$$

Тогда, вводя замену $R = (mr_e + Mr_h)/(m + M)$, $r = r_e - r_h$, получим систему из уравнений для поступательного и относительного движения пары. Поскольку гамильтониан инвариантен относительно переноса электрона и дырки на один и тот же вектор \mathbf{r} , то оператор импульса выражается формулой:

$$\hat{P} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} + \frac{e}{2c}\mathbf{B}_{\perp} \times \mathbf{r} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \quad (1)$$

Рассмотрим частный случай, когда поле параллельно плоскости ямы. Тогда $B_{\perp} = 0$ и (1) принимает вид:

$$\hat{P} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \quad (2)$$

Тогда энергия экситона запишется в виде:

$$E = \frac{1}{2m^*}(\mathbf{P} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z})^2, \quad (3)$$

где m^* - эффективная масса экситона в GaAs. При рекомбинации экситона должен выполняться не только закон сохранения энергии, но и импульса. Таким образом, излучать могут только те экситоны, у которых $\mathbf{P}_m = \mathbf{P}_{ph}$, где $\mathbf{P}_{ph} = E_g \frac{\sqrt{\varepsilon}}{c}$ - импульс излучаемого фотона. Т.е. параллельное магнитное поле изменяет энергию испускаемого фотона, "сдвигая" спектр экситона на импульс $\frac{edB}{c}$ (рис. 3). Как будет показано ниже, в полях, которые использовались в эксперименте $P_{ph} \ll \frac{edB}{c}$, поэтому (4) можно привести к виду

$$E = \frac{1}{2m^*}(\frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z})^2 \quad (4)$$

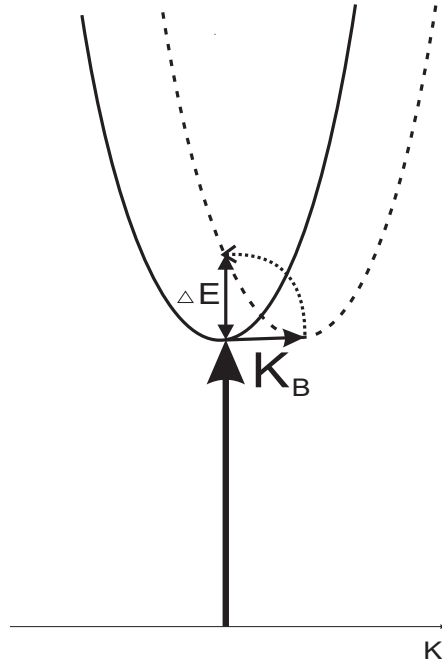


Рис. 3: Изменение энергетического спектра экситона и механизм увеличения энергии рекомбинации в параллельном магнитном поле

откуда видно, что энергия илчательной рекомбинации линейно зависит от B^2 . В этот коэффициент входит масса m^* , таким образом, появляется возможность исследовать закон дисперсии непрямого экситона посредством изучения зависимости спектров люминесценции от параллельного магнитного поля [7]. Однако стоит отметить, что параллельное поле приводит к "замешиванию" легкой и тяжелой дырки. В этом случае экситон строго уже нельзя назвать двумерным, а масса дырки существенно меняется. Закон дисперсии остается параболическим при выполнении условия $kW \ll 1$, где W - ширина ямы [9], т.е. в малых полях. Другими словами, изменение энергии за счет магнитного поля должно быть существенно меньше, чем энергия ращепления легкой и тяжелой дырки. Это и является критерием малости магнитного поля.

2.2 Влияние параллельного магнитного поля на кинетику излучения

Как уже отмечалось, рекомбинация экситонов происходит с выполнением закона сохранения импульса. Поскольку в GaAs ширина запрещенной зоны достаточно мала, то в первом приближении можно считать, что разрешены только вертикальные переходы. Заселенность уровней, с которых разрешена излучательная рекомбинация, определяет интенсивность экситонной линии. Поскольку заселенность падает с увеличением энергии, то также должна убывать и интенсивность. Тогда из (4) получаем:

$$I \sim \exp\left(-\frac{(edB)^2}{2m^*c^2T}\right) \quad (5)$$

откуда $\ln I \sim B^2$, причем коэффициент пропорциональности

$$k = \frac{e^2 d^2}{2m^* c^2 T} \quad (6)$$

Значит, из линейного участка зависимости $\ln I$ от B^2 можно непосредственно вычислить температуру экситонов [8].

Однако, не стоит забывать о безизлучательных каналах рекомбинации, которые также присутствуют, поскольку интенсивность падает в стационарном режиме. В связи с этим интенсивность

$$I \sim \exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right), \quad (7)$$

где $\tau^{*-1} = \tau_{em}^{-1} + \tau_{nem}^{-1}$, где $\tau_{em,nem}$ - времена излучательной и безизлучательной рекомбинации соответственно. Если $\tau_{em} \ll \tau_{nem}$, то $\tau^* \simeq \tau_{em}$. Однако, когда τ_{em} становится порядка τ_{nem} , зависимость $\tau^*(\tau_{em})$ отклоняется от линейной и выходит на константу. Таким образом при увеличении времени излучательной рекомбинации каналы безизлучательной рекомбинации могут начать преобладать, что также приводит к понижению интенсивности. Помимо "смещения" спектра, магнитное поле также локализует носители заряда, сужая волновые функции и, тем самым, уменьшая их перекрытие. В этом случае время жизни определяется величиной $l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$ - магнитной длиной, которая определяет величину перекрытия волновых функций. Таким образом получаем, что в этом случае

$$\tau \sim \exp\left(\frac{x^2}{l_B^2}\right) \sim \exp(B), \quad (8)$$

где τ - время излучательной рекомбинации экситона. Какой из предложенных механизмов вносит основной вклад предстоит определить экспериментально.

3 Описание эксперимента

3.1 Образец

В данной работе исследовалась $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ гетероструктура, выращенная методом молекулярно лучевой эпитаксии (МБЕ). Схема исследуемого образца изображена на рисунке 4. Он представлял собой широкую одиночную квантовую яму с шириной канала 400 \AA . Задним затвором служила сильно легированная квантовая яма шириной 150 \AA , а передним - полупрозрачная металлическая пленка. Подача напряжения на затворы позволяла создать электрическое поле внутри образца. Расстояние между ними составляло 4002 \AA . Легирование производилось кремнием. Между задним затвором и подложкой был выращен толстый слой GaAs, который подавлял все структурные неоднородности, возникающие на стыке кристаллических решеток.

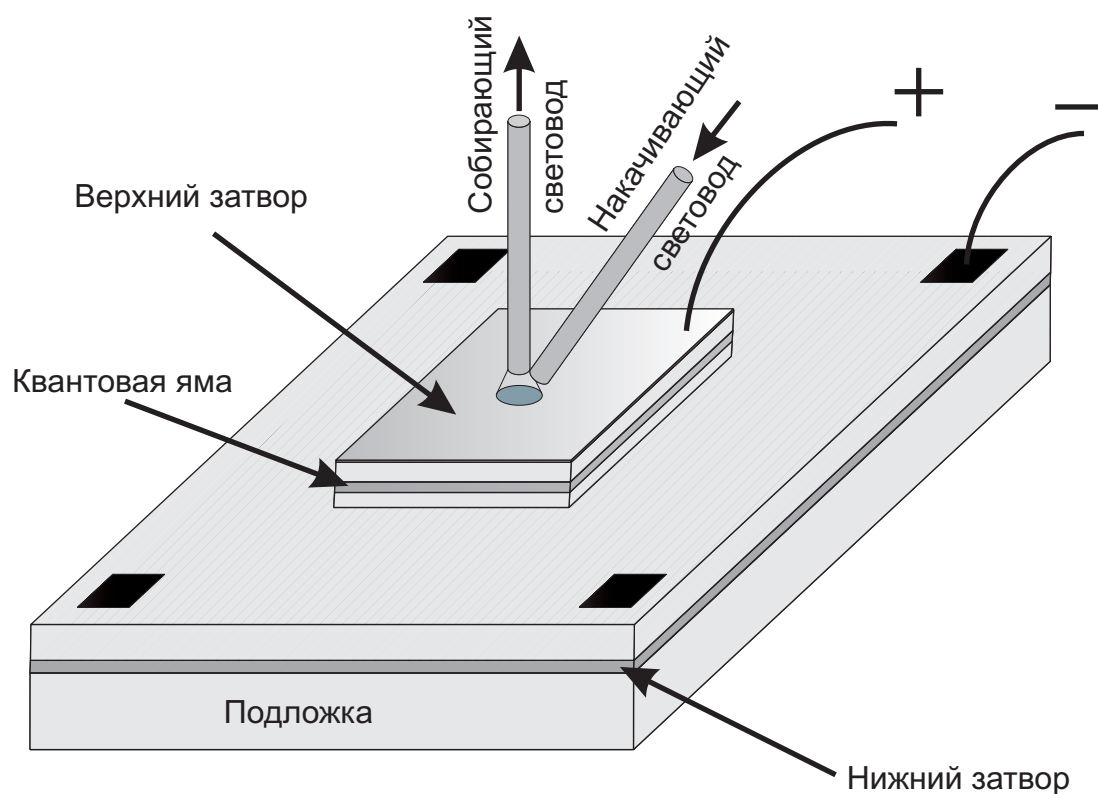


Рис. 4: Схема образца

3.2 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 5. Исследования проводились при температуре кипения жидкого гелия 4.2 К . Для этого образец помещался в криостат в центр сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле вплоть до 6 Т , перпендикулярное оси вставки. Измерения проводились с помощью двух-световодной методики: два световода диаметром 400 мкм устанавливались в непосредственной близости к поверхности образца, один (собирающий) перпендикулярно

его плоскости, а второй (накачивающий) под небольшим углом. Меняя местами накачивающий и собирающий световоды и вращая вставку относительно оси, можно было получить спектры для разных углов между магнитным полем и излученным фотоном, что давало возможность экспериментально проверить выполнение условия $P_{ph} \ll \frac{edB}{c}$. Этот факт доказывает независимость результатов от положения вставки. Фотовозбуждение систем производилось импульсным лазером с длиной волны 780 нм и длительностью импульса 10 пс. Луч фокусировался на торце световода. При этом мощность излучения, заводимого в световод, составляла от 200 до 1800 мкВт в зависимости от частоты импульсов, которая изменялась в пределах от 1 МГц до 10 МГц. Это соответствует потоку энергии порядка $0,8 \text{ Вт/см}^2$.

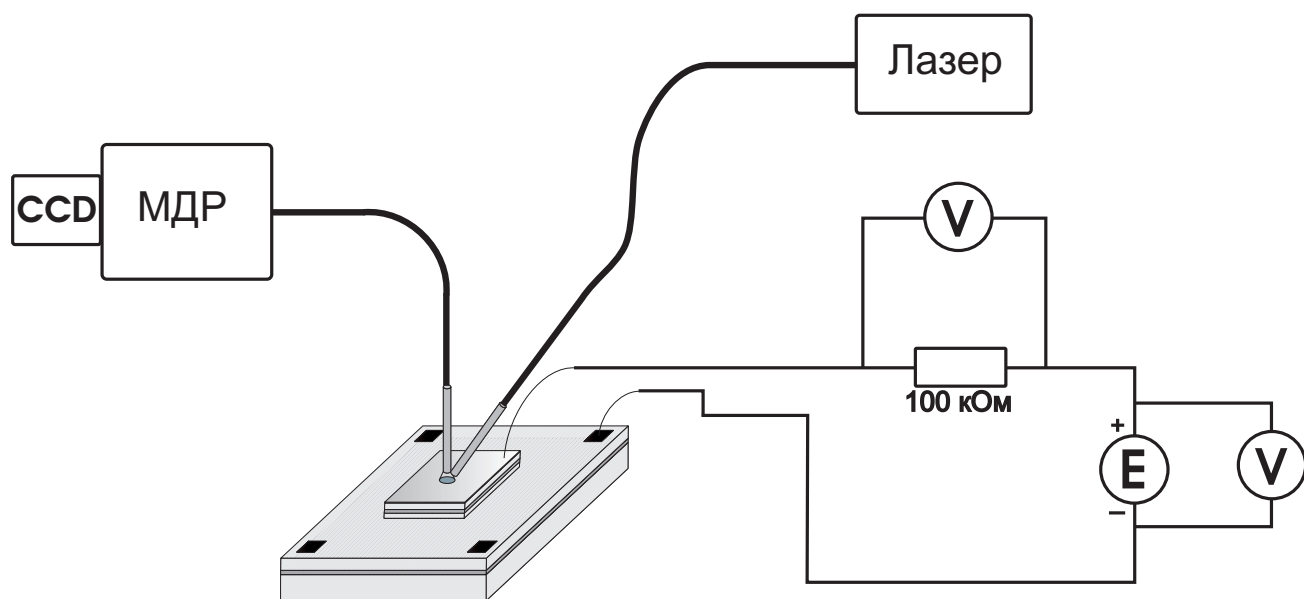


Рис. 5: Схема экспериментальной установки

Напряжение на образец подавалось от источника Yokogawa через параллельно включенный резистор с сопротивлением 100 кОм. При этом измерялось напряжение на резисторе (оно определяло ток в цепи) и на источнике. По разнице этих напряжений рассчитывалось напряжение на затворах. Измерение спектра люминисценции производилось с помощью монохроматора МДР, выходное излучение которого регистрировалось с помощью ССД-камеры с матрицей 1024 пикселя вдоль направления развертки спектра. Результирующее спектральное разрешение такой системы в измеряемом диапазоне составляло $0,3 \text{ \AA}$. Для временного разрешения между спектрометром и ССД-камерой был установлен запускаемый с контроллера лазера image intensifier, позволяющий делать временное разрешение оптического сигнала (разрешение до 1,5 нс).

4 Результаты измерений

Предложенные измерения были проведены на описанной структуре. Ожидаемые зависимости были обнаружены экспериментально. Рассмотрим экспериментальные результаты более подробно.

4.1 Зависимость от электрического поля

Экситонная линия смещается при приложении электрического поля (см. рис. 6) Зависимость энергии от электрического поля позволяет найти дипольный мо-

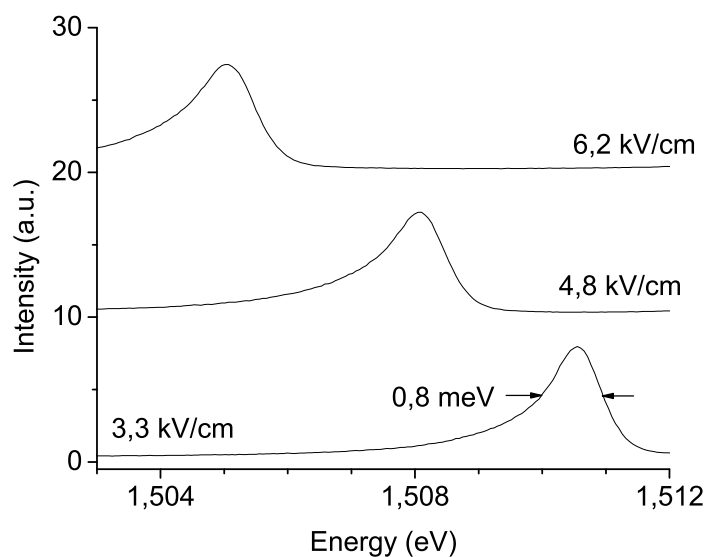


Рис. 6: Сдвиг экситонной линии в электрическом поле

мент d из формулы

$$\Delta\varepsilon = dE \quad (9)$$

Экспериментальная зависимость энергии линии от электрического поля показана на рисунке 7. Небольшое отклонение от линейной зависимости объясняется уменьшением дипольного момента при уменьшении электрического поля. Зависимость дипольного момента, вычисленная по формуле 9, приведена на вставке. Полученные значения в дальнейшем использовались при вычислении эффективной массы из формулы (4).

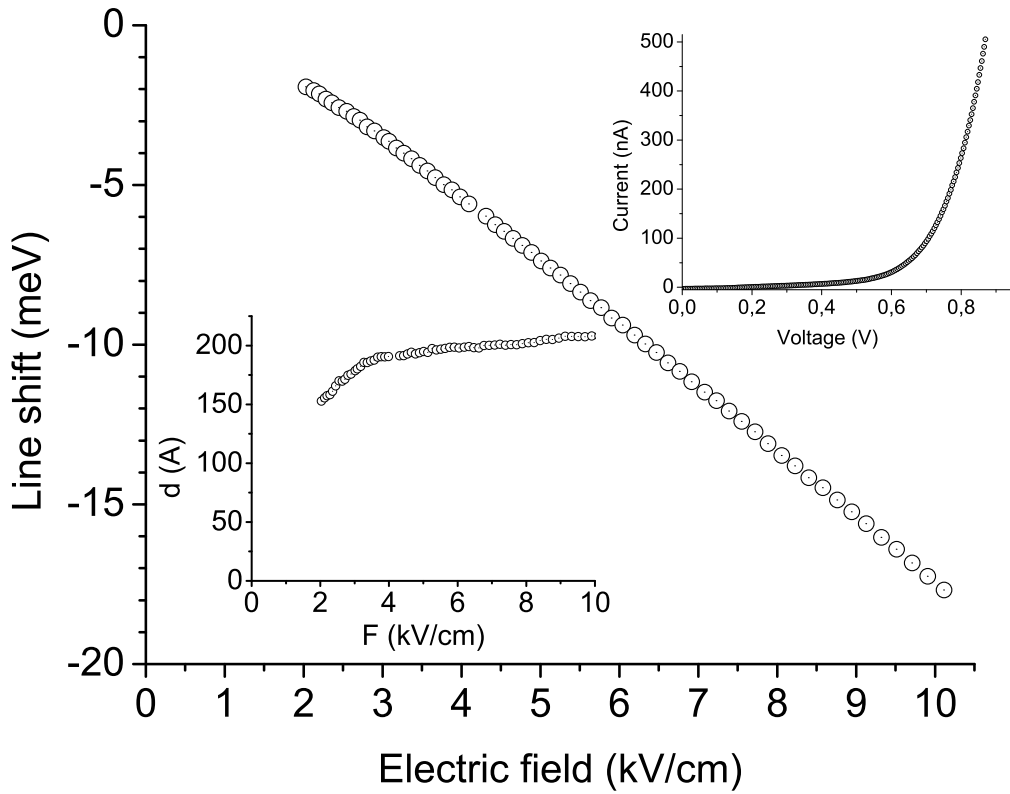


Рис. 7: Зависимость энергии рекомбинации от электрического поля

4.2 Зависимость от магнитного поля

Наблюдаемое экспериментально смещение и снижение интенсивности экситонной линии в параллельном магнитном поле изображено на рисунке 8. Для данного образца также был определен диамагнитный сдвиг, который измерялся по смещению линии при нулевом электрическом поле в яме (рис. 9). Также на рисунке 10 изображена зависимость сдвига энергии излучательной рекомбинации экситона в параллельном магнитном поле для разных значений электрического поля. Как видно из рисунка, в магнитных полях вплоть до 1 Т зависимость линейна по квадрату поля. На основании полученных зависимостей из формулы (4) была рассчитана масса экситона. Результаты приведены на рисунке 11.

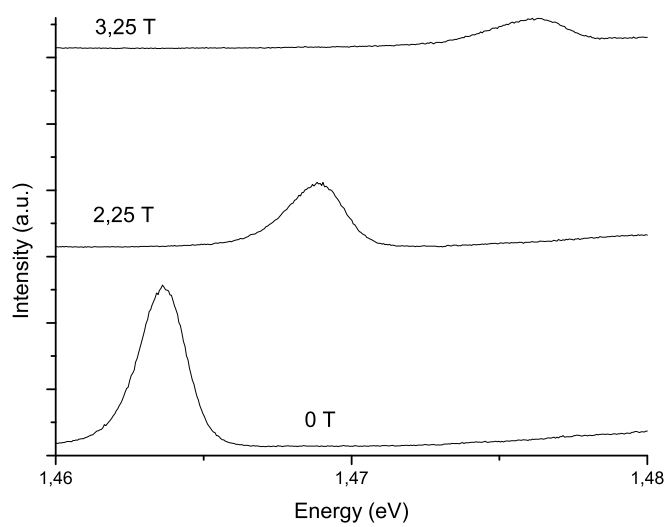


Рис. 8: Сдвиг экситонной линии в магнитном поле

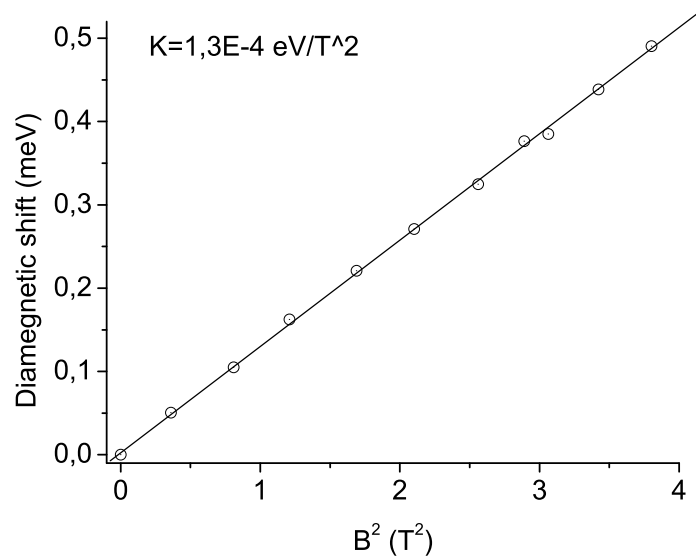


Рис. 9: Диамагнитный сдвиг экситонной линии

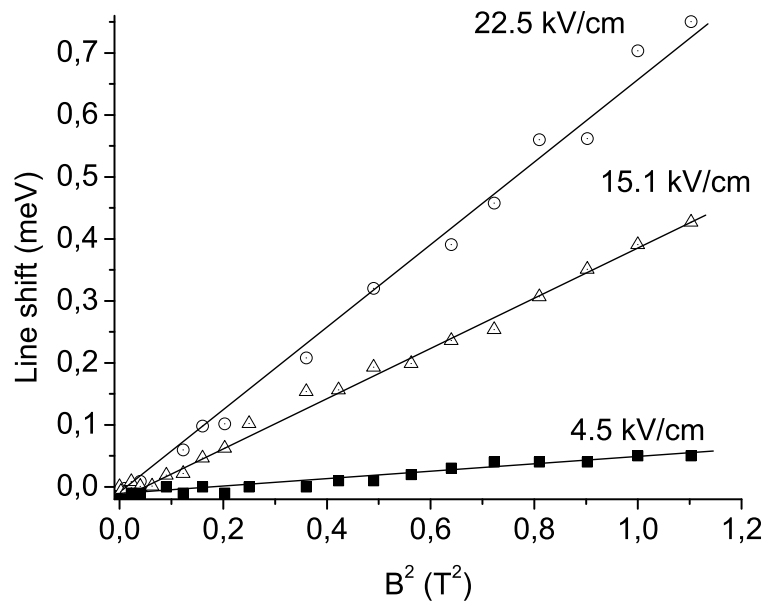


Рис. 10: Изменение энергии рекомбинации в магнитном поле

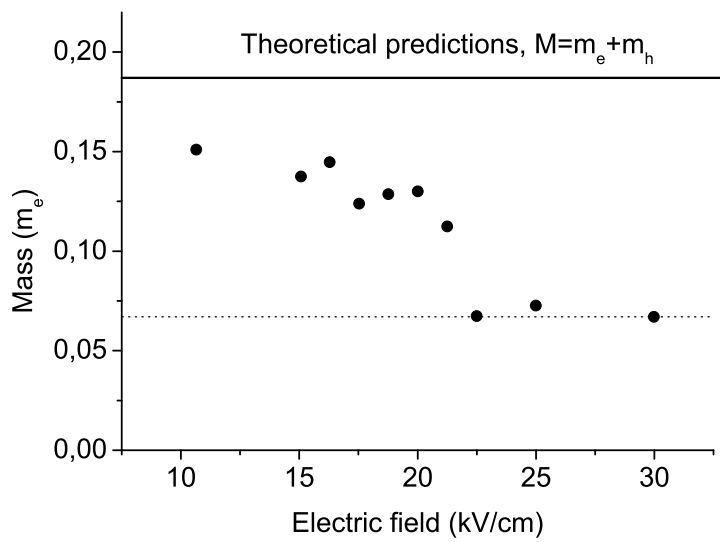


Рис. 11: Результаты расчета массы в различных электрических полях

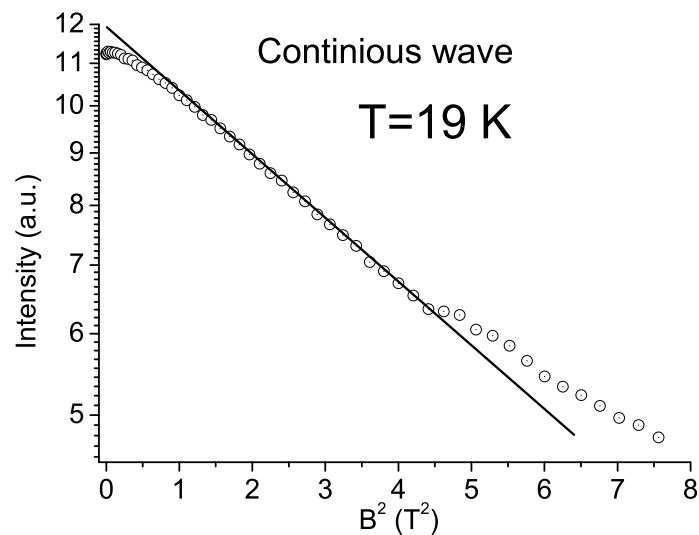


Рис. 12: Зависимость интенсивности излучения от магнитного поля в условиях непрерывного фотовозбуждения

4.3 Кинетика излучения

Были сняты зависимости интенсивности линии рекомбинации экситона от магнитного поля для случая непрерывного фотовозбуждения и временного разрешения. Полученные графики изображены на рисунках 12-14. Расчитанные по формуле (6) значения температуры приведены на соответствующих графиках.

На рисунке изображена экспериментальная зависимость времени рекомбинации от магнитного поля. Как видно, время экспоненцино возрзает с магнитным полем.

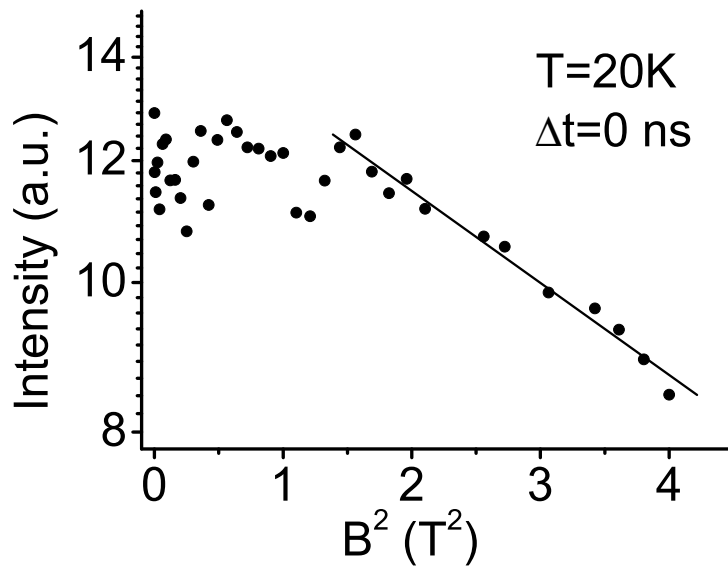


Рис. 13: Зависимость интенсивности излучения от магнитного поля сразу после прихода лазерного импульса

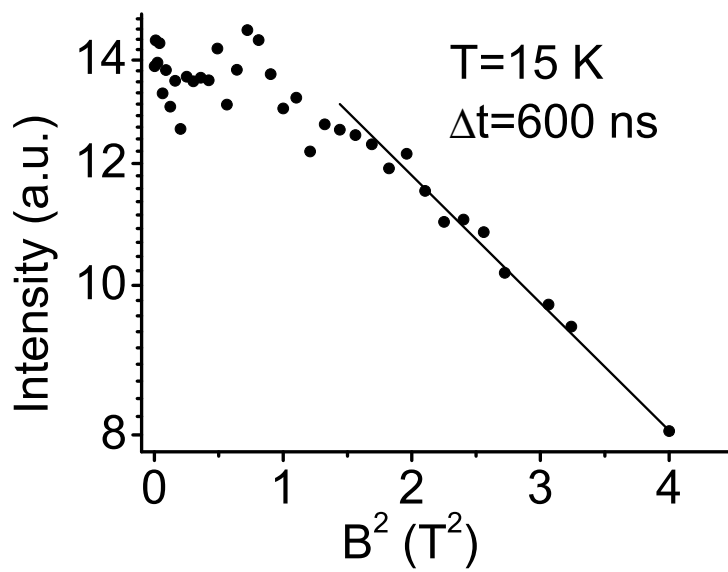


Рис. 14: Зависимость интенсивности излучения от магнитного поля при временной задержке 600 нс

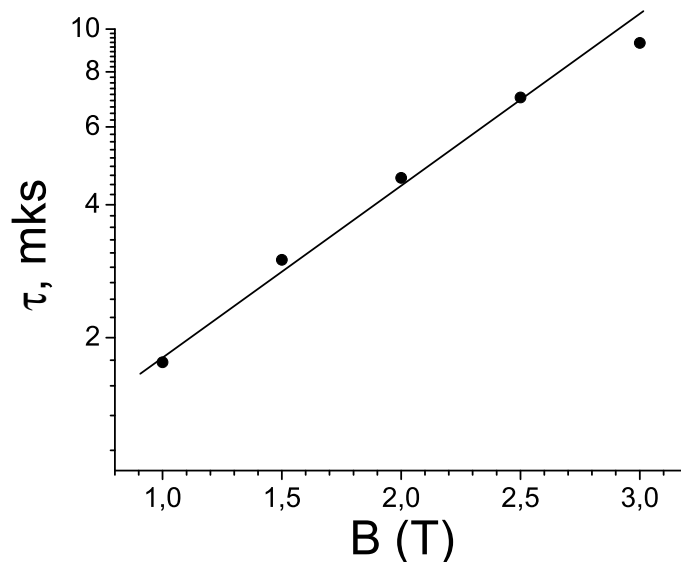


Рис. 15: Зависимость времени излучательной рекомбинации от магнитного поля

5 Обсуждение полученных результатов

Полученные при помощи обсуждемого метода значения масс экситона варьируются в диапазоне $0,07-0,15 m_0$, что соответствует чрезвычайно малым массам дырок. Причиной этого может являться то, что использование формул (4 и 6) требует нейтральности системы и свободного движения экситонов. Первое условие достигается в очень узком диапазоне концентраций ($5 \cdot 10^{9-2}$ для электронов и $7 \cdot 10^{9-2}$ для дырок [11]). Хотя и в данной системе виден только один уровень Ландау в перпендикулярном магнитном поле больше $0,5 \text{ T}$ и не наблюдается никаких дополнительных линий, по которым можно судить о концентрации, о нейтральности системы ничего сказать нельзя. Наличие свободных экситонов в системе требует большой чистоты структуры, т.к. экситоны локализуются на случайном потенциале. К тому же случайные примеси добавляют в канал носители заряда какого-то одного типа, нарушая нейтральность. Если в системе нарушена нейтральность и преобладают носители одного заряда, например электроны, то экситоны уже не образуются и в спектре видна только электронно-дырочная рекомбинация. При наложении электрического поля возникает перекося ямы, поэтому энергия излучения уменьшается, как это и должно быть, сохраняя такой же дипольный момент, как и в экситоне. Она также меняется при наложении магнитного поля, поскольку в системе все же присутствует дипольный момент. Однако, несмотря на то, что виды зависимостей сохраняются, численные значения коэффициентов, из которых потом делается расчет массы, совершенно другие, не имеющие отношения к массе экситона, что мы и видим из эксперимента. В больших электрических полях рассчитанная масса близка к массе электрона, что говорит о том, что в наблюдаемых процессах в этой области электрических полей

дырка сильно локализована и в процессе основную роль играет экситон. Изменение энергии с магнитным полем свидетельствует о том, что носители не локализованы. В противном случае, они могли бы передать импульс примеси, на которой локализованы, и, выполнив закон сохранения импульса, рекомбинировать с минимальной энергией, которая не зависит от величины "сдвига-спектра, т.е. от магнитного поля (см. рис 3). Полученные температуры также не соответствуют действительности, поскольку от температур 15-20 К до температуры жидкого гелия система будет остывать, излучая сначала оптические, а потом акустические фононы. Характерные времена испускания оптических фононов составляют сотни пикосекунд, а результирующее характерное время термализации системы около 1 нс. Падение интенсивности, как уже отмечалось, объясняется процессами безизлучательной рекомбинации. Это следует из того, что в стационарном режиме интенсивность падает, т.е. все большая часть экситонов рекомбинирует безизлучательным образом, т.к. в противном случае интенсивность не от чего бы не зависела бы. Скорость безизлучательных процессов не зависит от магнитного поля. С уменьшением скорости излучательной рекомбинации они начинают преобладать и интенсивность падает. Падение интенсивности также наблюдалось и в электрических полях [5], что подтверждает сделанное предположение о наличии безизлучательных процессов рекомбинации. Все сказанное означает, что пренебрежение коллективными эффектами и сведение задачи к одночастичной в рассматриваемой системе недопустимо и приводит к существенным погрешностям.

6 Выводы

В результате проведенных исследований была экспериментально проверена применимость предложенного метода в случае широкой одиночной квантовой ямы. На его основе были рассчитаны масса и время излучательной рекомбинации экситона в такой системе. Измеренные значения сильно отклоняются от теоретических предсказаний и других экспериментов по измерению этих величин. Поэтому этот метод не может быть напрямую применен к системе широкой одиночной квантовой ямы. В работе были сформулированы возможные причины, приводящие к столь серьезному искажению результатов, а также описаны и обоснованы альтернативные механизмы, объясняющие наблюдаемые эффекты.

Список литературы

- [1] T. Ando *et al.*, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)
- [2] Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон Письма в ЖЭТФ **22**, 556 (1975)
- [3] I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **78**, 1167 (1980)
- [4] L. P. Gor'kov and I. E. Dzyaloshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 717 (1967)
- [5] В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **84**, 256 (2006)
- [6] Yu. E. Lozovik and A. M. Ruvinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **112**, 1791 (1997)
- [7] Yu. E. Lozovik *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 235304 (2002).
- [8] L. V. Butov *et al.*, Phys. Rev. B **62(3)**, 1548 (2000).
- [9] М. И. Дьяконов и А. В. Хаецкий , ЖЭТФ **82**, 1584 (1982)
- [10] М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007)
- [11] С. И. Губарев, И. В. Кукушкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ **72**, 469 (2000)