

Экспериментальное исследование силы осциллятора экситонного перехода в одиночных квантовых ямах GaAs

© С.В. Полтавцев, Б.В. Строганов

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

E-mail: svp@bk.ru

(Поступила в Редакцию 15 июля 2009 г.)

В окончательной редакции 26 ноября 2009 г.)

На основе спектроскопии резонансного отражения разработана методика, позволяющая получать механизмы фазовой релаксации экситонов в одиночных квантовых ямах GaAs. Измерена зависимость силы осциллятора экситонного перехода от толщины квантовой ямы в диапазоне 9.1–30 nm. Показано, что сила осциллятора с хорошей точностью не зависит от температуры в интервале 8–90 К. Измерена температурная зависимость однородного уширения, а также найдена величина неоднородного уширения резонансной экситонной линии. На образце с высококачественной квантовой ямой обнаружена немонотонная зависимость спектрального уширения экситонной линии от интенсивности резонансного возбуждения при температуре 8 К. Установлено, что сила осциллятора экситонного перехода слабо меняется при увеличении уровня возбуждения на пять порядков величины выше линейного предела, при этом спектральный контур многократно уширяется.

Работа поддержана грантами МНТЦ (№ 2679), РФФИ (№ 07-02-00979), Агентства по образованию РФ (№ 2.1.1/1792).

1. Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs обладают крайне интересными оптическими свойствами, определяемыми в основном высокой эффективностью взаимодействия квазидвумерной (2D) экситонной подсистемы со светом. Современный уровень развития методики эпитаксиального выращивания позволяет получать высококачественные образцы, имеющие достаточно большие пространственные области однородности оптических свойств в квантовой яме. Благодаря этому подобные наноструктуры привлекают большое внимание исследователей и имеют потенциальную возможность применения в качестве рабочих сред для логических элементов, способных бездиссипативно производить вычисления чисто оптическим образом [1,2].

Для применения в качестве оптически управляемого переключателя квантовая яма должна обладать высокой эффективностью переноса временной и пространственной когерентности в процессах фотон-экситонного взаимопревращения. Эта эффективность ограничивается наличием ряда механизмов фазовой релаксации экситонов, обусловленных взаимодействием экситонов с их окружением. Изучение этих процессов необходимо проводить с помощью оптической методики, основанной на использовании полной когерентности возбуждающего излучения. Эта методика должна быть по возможности линейной, поскольку нелинейные методы слишком сложны для изучения механизмов релаксации экситонной поляризации. Из-за принципиальной некогерентности также нецелесообразно использование в таких исследованиях фотолюминесценции.

В настоящей работе мы представляем линейную спектроскопическую методику, позволяющую изучать когерентные оптические свойства экситонов в одиночных квантовых ямах GaAs. Основанная на спектроскопии резонансного отражения методика может быть эффективно применена при оптической характеристике гетероструктур, содержащих высококачественные квантовые ямы. С помощью представленного метода удастся измерить полную ширину спектрального контура экситонного резонанса, радиационную ширину, определяемую силой осциллятора экситонного перехода, а также величины однородного и неоднородного уширения спектрального контура. Методика также позволяет исследовать температурное поведение указанных величин.

2. Измерение и анализ спектров резонансного экситонного отражения

Экспериментально установлено, что спектры резонансного экситонного отражения от квантовых ям GaAs могут быть получены в наиболее простом для анализа виде, когда фоновая спектральная компонента, связанная с рассеянием света поверхностью образца, практически отсутствует. Для этого падающий луч направляется на поверхность образца под углом Брюстера. Причем линейная поляризация лазерного излучения задается так, чтобы колебание вектора электрического поля происходило строго в плоскости падения. Угол падения получается довольно большим (около 74°) из-за относительно большой величины среднего показате-

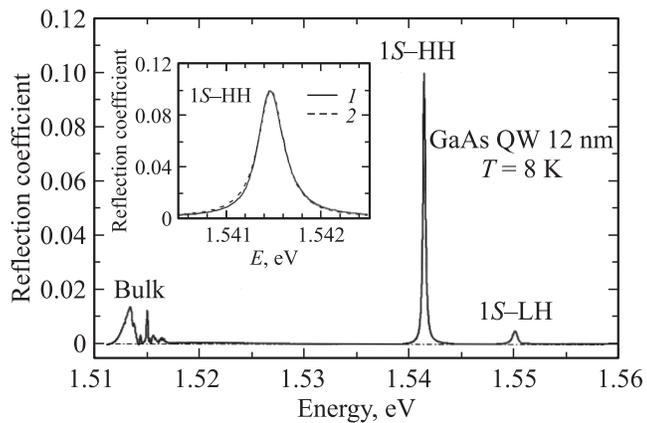


Рис. 1. Спектр отражения, полученный в геометрии Брюстера от квантовой ямы GaAs толщиной 12 nm при температуре 8 K. На вставке: 1 — 1S–HH-резонанс; 2 — подгонка кривой Лоренца.

ля преломления для структур GaAs/AlGaAs ($n \approx 3.5$). В действительности же при прохождении поверхности образца в результате преломления угол падения света на квантовую яму внутри структуры становится равным примерно 16° , что не слишком сильно отличается от нормальной геометрии. Такое приближение возможно в случае, если яма достаточно утоплена в глубь образца относительно поверхности. Интенсивность возбуждающего излучения понижается до тех пор, пока не перестает влиять на форму регистрируемых спектральных особенностей.

На рис. 1 приведен спектр отражения, полученный в геометрии Брюстера на структуре с высококачественной квантовой ямой GaAs толщиной 12 nm с использованием слабых фемтосекундных (fs) импульсов титан-сапфирового лазера с последующим нормированием на спектр самих импульсов. Представленный спектр выявляет почти полное отсутствие отражения на частотах, далеко отстоящих от резонансов, и состоит из нескольких особенностей: резонанса в районе объемного экситона в GaAs-буферном слое образца (bulk), 1S–HH-резонанса экситона с тяжелой дыркой и 1S–LH-резонанса экситона с легкой дыркой в квантовой яме. На вставке отдельно представлен контур 1S–HH-экситонного резонанса вместе с подгоночной кривой Лоренца, имеющей ширину на половине высоты (FWHM) $290 \mu\text{eV}$ и амплитуду $K_{RR} = 0.1$. Подчеркнем, что наблюдаемые от высококачественных квантовых ям спектры отражения в районе 1S–HH-экситонного резонанса в большинстве случаев удовлетворительно описываются кривыми Лоренца.

При импульсном возбуждении отраженный от квантовой ямы сигнал будет представлять собой импульсное когерентное задержанное интенсивное свечение, которое по сути является затухающей свободной экситонной индукцией. По своей феноменологии это явление аналогично затухающей оптической свободной индукции от

неоднородно уширенного вследствие эффекта Доплера ансамбля атомов газа, открытой Брюэром [3]. Временное поведение сигнала затухания свободной экситонной индукции в линейном режиме изучалось нами экспериментально [4].

Благодаря линейности измерений регистрация спектра резонансного экситонного отражения может осуществляться с использованием любых источников излучения, имеющих необходимый спектральный состав. В частности, может быть использован перестраиваемый по длине волны лазер стационарного (cw) излучения фиксированной интенсивности [4]. Так, с помощью перестраиваемого диодного cw-лазера нами измерялся коэффициент резонансного отражения монохроматического света, настроенного по длине волны точно в резонанс, K_{RR} в той же пространственной точке образца, где измерялся спектр отражения.

То обстоятельство, что измеряемые нами спектры резонансного экситонного отражения хорошо описываются кривыми Лоренца, позволяет при анализе использовать простейшую модель классических осцилляторов, пространственно расположенных в пределах тонкого 2D-слоя. Кроме того, если предположить, что разброс собственных частот у этих осцилляторов примерно соответствует лоренцеву распределению, то описание процессов, приводящих к релаксации экситонной когерентности, можно проводить в терминах скоростей фазовой релаксации. Строго говоря, лоренцева модель осциллятора не может быть адекватно применена к микроскопическому описанию реальных квази-2D-экситонов. Однако феноменологическое проявление макроскопических оптических свойств этих частиц в отражении, как показывает практика, может быть успешно проанализировано с помощью этой простейшей модели.

Итак, в рамках модели неоднородно уширенного 2D-ансамбля классических осцилляторов, резонансно взаимодействующих со светом, спектр поглощения экситонов в квантовой яме может быть описан кривой Лоренца, имеющей ширину на половине высоты (FWHM) 2Γ ,

$$\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_2 + \Gamma_2^*, \quad (1)$$

где Γ — полная скорость фазовой релаксации, Γ_R — скорость радиационной дефазировки, Γ_2 — скорость необратимой фазовой релаксации (однородное уширение), Γ_2^* — скорость обратимой фазовой релаксации квази-2D-экситонов, связанной с разбросом их собственных частот (неоднородное уширение). Величина Γ может быть получена из спектра резонансного экситонного отражения, который, согласно нашему рассмотрению, подобен спектру поглощения.

Результатом теоретического рассмотрения резонансного рассеяния света квантовой ямой с микроскопической точки зрения [5,6] является выражение для стационарного коэффициента отражения монохроматического света, настроенного по длине волны точно в резонанс,

при нормальном падении света на квантовую яму. В принятых нами обозначениях это выражение может быть записано следующим образом:

$$K_{RR} = \frac{\Gamma_R^2}{\Gamma^2}. \quad (2)$$

Тот же аналитический результат получается при полуклассическом рассмотрении резонансного рассеяния света тонким слоем среды, состоящей из двухуровневых осцилляторов [7]. Феноменологические величины K_{RR} и Γ , входящие в выражение (2), измеряются нами с достаточно высокой точностью. Необходимо, однако, указать на отличие используемой нами геометрии Брюстера от нормальной геометрии, предполагаемой в теории. Как уже отмечалось, это различие не столь существенно и приводит к занижению коэффициента отражения примерно на 4% [5], что может быть учтено соответствующим масштабированием. Таким образом, мы имеем методику измерения скорости радиационной дефазировки квази-2D-экситонов в квантовых ямах Γ_R . Для измерения этой величины до сих пор не было предложено надежного экспериментального метода.

Величина Γ_R линейным образом связана с удельной силой осциллятора экситонного перехода. Изучая поведение этой величины в различных искусственно создаваемых условиях, мы тем самым изучаем поведение силы осциллятора экситонного перехода.

3. Зависимость Γ_R от толщины квантовой ямы L_Z

Скорость радиационной дефазировки квази-2D-экситонов Γ_R , вычисляемая посредством выражения (2), есть теоретический параметр, характеризующий идеальную квантовую яму. Его значение совпадает с реальным обратным временем излучательной релаксации экситонной поляризации только в случае, когда экситоны являются достаточно делокализованными. В реальных квантовых ямах квантующий потенциал всегда распределен неоднородно, что приводит к частичной локализации экситонов и действию латерального квантования, в основном обуславливающего неоднородное уширение линий в спектрах поглощения [8]. При этом излучательное время жизни локализованных экситонов увеличивается, естественная ширина линии поглощения уменьшается, а индивидуальная сила осциллятора падает. Однако удельная сила осциллятора остается почти неизменной, поскольку в основном зависит от объемной концентрации атомов среды, участвующих в оптическом поглощении, и средней толщины квантовой ямы. Теоретический результат (2) не учитывает внутреннюю структуру спектрального контура экситонного резонанса, а использует величину Γ_R , линейно связанную с результирующей удельной силой осциллятора.

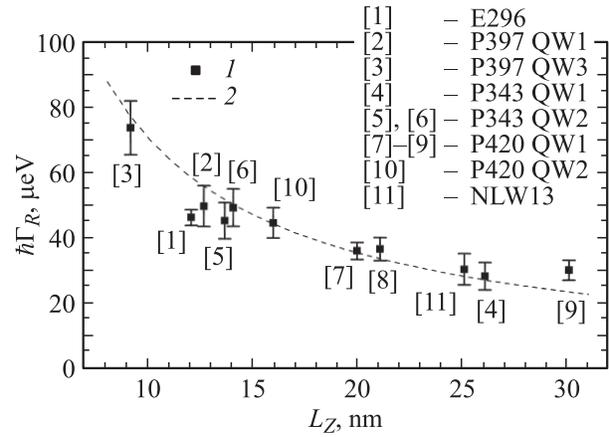


Рис. 2. Экспериментальная зависимость $\hbar\Gamma_R$ от толщины квантовой ямы. 1 — средние измеренные значения (вертикальными отрезками показано достигнутое среднееквадратичное отклонение), 2 — гиперболическая зависимость вида $\hbar\Gamma_R [\mu\text{eV}] = 700 [\text{nm} \cdot \mu\text{eV}]/L_Z [\text{nm}]$.

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость Γ_R от толщины L_Z квантовой ямы GaAs, полученная на ряде высококачественных образцов. Каждая экспериментальная точка есть результат усреднения по нескольким измерениям, проведенным в пространственно различных точках. Измерения проводились при температуре около 8 K для всех квантовых ям, за исключением ямы с толщиной 9.1 nm (образец P397), для которой использовалась температура 70 K. В следующем разделе показано, что измеряемая величина Γ_R с достаточно высокой точностью не зависит от температуры. Относительная концентрация алюминия в тройном растворе барьеров для всех образцов находится в диапазоне $x = 0.28-0.34$. Часть квантовых ям выращена с применением вращения в процессе роста и градиента по толщине практически не имеет. Другая часть образцов имеет значительный градиент толщины ямы, что позволило измерить значение Γ_R на одном образце. Соответствующие значения L_Z находились интерполяцией по энергетическому положению 1S-НН-экситонной линии.

Имеющиеся экспериментальные точки позволяют удовлетворительно провести монотонную гладкую кривую, которая показывает рост эффективности взаимодействия квази-2D-экситонов с внешним электромагнитным излучением, т.е. удельную силу осциллятора, при уменьшении толщины квантовой ямы. Этот нетривиальный результат качественно согласуется с расчетами, произведенными Грундманом и Бимбергом, согласно которым $\Gamma_R(L_Z) \sim (a^2 L_Z)^{-1}$, где a — боровский радиус экситона [9].

Приведем сравнение полученных количественных значений с известными теоретическими оценками. Для квантовой ямы GaAs толщиной 10 nm Цитрин получил величину радиационного времени жизни экситона $T_0 = 13 \text{ ps}$ [10], что соответствует $\hbar\Gamma_R = 25 \mu\text{eV}$ и мини-

мум вдвое отличается от нашего результата. Андреани с соавторами получил для квантовых ям GaAs толщиной 10 nm излучательное время жизни экситонов с тяжелой дыркой и нулевой проекцией волнового вектора $T_0 = 25$ ps [5]. Соответствующее значение $\hbar\Gamma_R = 13$ μ eV еще сильнее отличается от приведенных нами данных. Наиболее близка к нашему результату оценка Ханамуры, который теоретически получил для квантовых ям GaAs толщиной порядка боровского радиуса экситона ($L_Z \approx 10$ nm) значение излучательной скорости радиационного затухания $\hbar\Gamma_0 = 360$ μ eV [11], не учтя значительного сокращения длины волны света внутри структуры за счет большого показателя преломления. Произведя соответствующую поправку, получаем оценку $\hbar\Gamma_0 \approx 100$ μ eV, что соответствует $\hbar\Gamma_R = 50$ μ eV.

4. Температурное разложение полной скорости фазовой релаксации 2D-экситонов Γ на составляющие: $\Gamma_R, \Gamma_2, \Gamma_2^*$

Для получения температурной зависимости Γ_R был использован наиболее качественный из доступных образцов с толщиной квантовой ямы 12 nm (образец E296). Для некоторого набора температур был измерен спектр резонансного экситонного отражения, а также стационарный коэффициент отражения в максимуме спектрального контура. Полученные спектральные контуры, отвечающие основному $1S$ - $1H$ -экситонному переходу, для всех значений температуры достаточно хорошо описываются кривой Лоренца. Результат измерений показан на рис. 3 в виде зависимостей полной скорости фазовой релаксации экситонов Γ и коэффициента резонансного отражения K_{RR} от температуры. Обе кривые демонстрируют монотонное поведение с ростом температуры.

Извлеченный из полученных экспериментальных данных ход кривой $\Gamma_R(T)$ выявляет с хорошей точностью независимость Γ_R от температуры в диапазоне $T = 8$ –90 K, давая значение $\hbar\Gamma_R = 45 \pm 0.6$ μ eV. Полученный результат косвенно подтверждает справедливость применения простейшей модели лоренцевых осцилляторов к описанию феноменологии оптических свойств квази-2D-экситонов.

Используя независимость Γ_R от температуры, можем провести дальнейшее разложение полной скорости фазовой релаксации экситонов Γ на составляющие. Действительно, та часть этой скорости, которая отвечает за обратимую фазовую релаксацию Γ_2^* , априори также не должна зависеть от температуры. Неоднородное уширение в основном обусловлено статическим беспорядком потенциала внутри квантовой ямы, жестко заложенным в процессе эпитаксиального роста структуры, и не должно существенно меняться с ростом T . Что касается температурно-зависимой части Γ , то, согласно нашей гипотезе, в режиме линейных измерений ее полностью

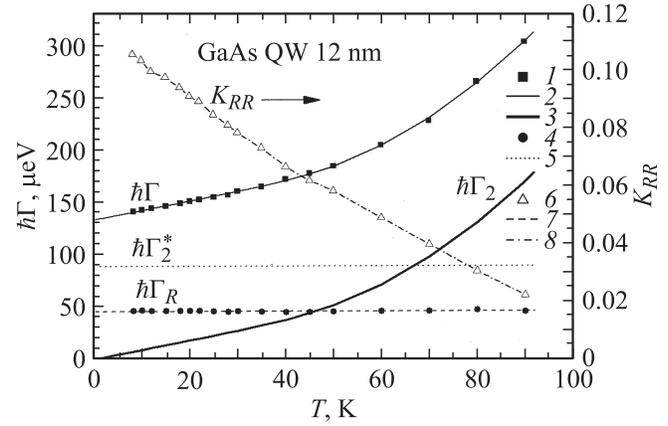


Рис. 3. Температурное разложение $\hbar\Gamma$ на составляющие. 1 — экспериментальные значения $\hbar\Gamma$; 2 — подгонка значений $\hbar\Gamma$ с использованием формулы (3); 3 — температурно-зависимая часть подгонки $\hbar\Gamma$, отвечающая за $\hbar\Gamma_2$; 4 — вычисленные значения $\hbar\Gamma_R$; 5 — найденный уровень $\hbar\Gamma_2^*$; 6 — экспериментальные значения K_{RR} . Линии 7, 8 проведены для наглядности.

следует отнести к скорости Γ_2 , отвечающей за необратимую фазовую релаксацию экситонов благодаря рассеянию на тепловых фононах. Учитывая фундаментальную зависимость $\Gamma_2(T) \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$, получаем, что в области низких температур вклад экситон-фононного рассеяния в полную скорость Γ становится относительно малым.

Полученные экспериментальные точки для $\Gamma(T)$ удастся хорошо описать, используя теоретическую зависимость, предложенную Ли и Котелесом [12],

$$\Gamma_2(T) = \gamma_{ac}T + \frac{\Gamma_{LO}}{\exp(\hbar\omega_{LO}/k_B T) - 1}, \quad (3)$$

где γ_{ac} , Γ_{LO} и ω_{LO} — варьируемые параметры подгонки. На рис. 3 эта подгонка с учетом смещения описывает экспериментальные точки $\Gamma(T)$. Указанная зависимость содержит линейную часть, гипотетически отвечающую рассеянию экситонов на акустических фононах, а также экспоненциальную часть, обусловленную рассеянием на продольных оптических фононах и начинающую играть роль при $T > 40$ K. Значение параметра, ответственного за наклон линейного участка, составляет $\hbar\gamma_{ac} = 0.89 \pm 0.04$ μ eV/K; значения других подгоночных параметров получены с большой погрешностью и составляют $\hbar\Gamma_{LO} \approx 2$ meV и $\hbar\omega_{LO}/k_B \approx 300$ K. Последнее значение несколько расходитсся с известной величиной частоты продольного оптического фонона в материале GaAs, которая в температурном эквиваленте составляет $\hbar\omega_{LO}/k_B = 400$ K [13].

Найденные температурные зависимости скоростей фазовой релаксации $\Gamma_R(T)$ и $\Gamma_2(T)$ позволяют вычислить постоянную величину скорости обратимой фазовой релаксации Γ_2^* . На рис. 3 линией 5 показан уровень, соответствующий $\hbar\Gamma_2^* = 88$ μ eV.

Необходимо отметить, что скорость Γ_2^* на самом деле отвечает не только обратимой фазовой релаксации, связанной с разбросом частот рождаемых экситонов. Она включает также все прочие процессы экситонной релаксации, слабо зависящие от температуры. Однако мы верим, что суммарное действие этих процессов в линейном режиме измерений много меньше величины неоднородного уширения, что в первом приближении позволяет ими пренебречь.

5. Зависимость Γ_R от интенсивности возбуждения

Экспериментально установлено, что феноменология резонансного экситонного отражения для случая высокого уровня возбуждения одиночных квантовых ям GaAs также может быть описана с помощью скоростей процессов фазовой релаксации квази-2D-экситонов. Геометрия эксперимента в этом случае была устроена так, что наряду с регистрацией спектров отражения посредством слабого зондирующего излучения осуществлялась интенсивная резонансная накачка через независимый канал, как показано на рис. 4. В качестве источника накачки использовался перестраиваемый полупроводниковый св-лазер, луч которого фокусировался на образец в направлении нормали в пятно диаметром около 0.8 mm. Слабое пробное fs-излучение вводилось в геометрии Брюстера в ту же самую пространственную область образца и фокусировалось в пятно размером $50 \times 150 \mu\text{m}$. Резонансный коэффициент отражения K_{RR} вычислялся из амплитуд регистрируемых спектров отражения, нормированных на спектр пробных импульсов. Значение K_{RR} при отсутствии накачки было измерено нами в предыдущих экспериментах и использовалось как норма.

В эксперименте регистрировался спектр экситонного отражения в зависимости от интенсивности резонансной накачки. Наблюдения показали, что увеличение интенсивности накачивающего излучения приводит к значительным изменениям формы спектрального контура. Однако при использовании умеренных накачек контур экситонной линии по-прежнему удовлетворительно аппроксимировался кривой Лоренца. Результат измерений показан на рис. 5 для образца E296 при $T = 8 \text{ K}$.

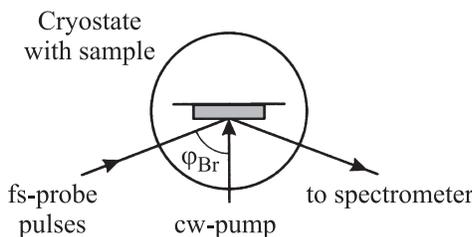


Рис. 4. Схема облучения образца в режиме pump-probe.

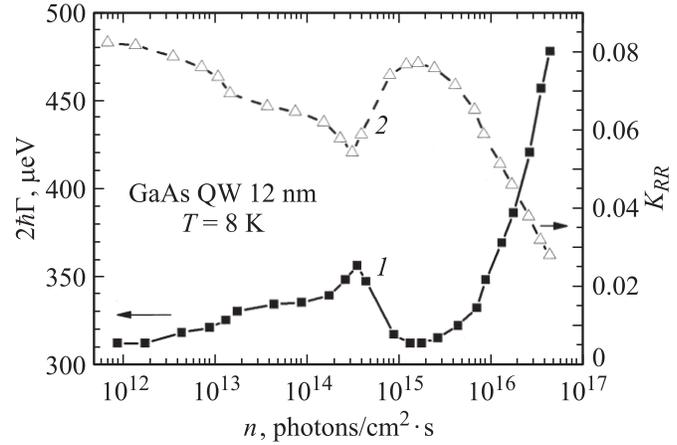


Рис. 5. Экспериментальная зависимость ширины спектрального контура экситонного резонанса (FWHM) (1) и резонансного коэффициента отражения (2) от интенсивности резонансной накачки. Точки соединены отрезками для удобства восприятия.

В качестве оси абсцисс выбрана интенсивность накачки, выраженная в потоке резонансных фотонов.

Амплитуда и ширина спектрального контура изменяются взаимосвязанным образом, но каждый из этих параметров немонотонно зависит от интенсивности возбуждения. В настоящей работе мы не будем детально обсуждать возможные причины такого нетривиального поведения представленных кривых, вид которых к тому же чувствителен к температуре образца. Укажем лишь, что при высоком уровне резонансного возбуждения в реальной квантовой яме, всегда имеющей некоторый неконтролируемый в процессе роста уровень легирования, существует эффективное рассеяние экситонов на равновесных либо фотоиндуцированных носителях, дефектах, заряженных экситонных комплексах и т.д.

Достигнутое среднеквадратичное отклонение величины Γ_R , измеренной посредством выражения (2), составило 3%, при этом изменение абсолютной величины Γ_R не превышает 10%. Это обстоятельство указывает на то, что даже в режиме достаточно высокой экситонной плотности, когда условия рождения и эволюции квази-2D-экситонов существенным образом изменены, сила осциллятора основного экситонного перехода изменяется незначительно.

При анализе спектров экситонного отражения, измеренных в режиме высокой интенсивности накачки, использование простейшей модели лоренцевых осцилляторов может носить только оценочный характер. В основном это связано с перераспределением исходной силы осциллятора основного 1S–1H-экситонного перехода между переходами, дополнительно образующимися при увеличении экситонной плотности.

На рис. 6 приведен спектр резонансного экситонного отражения, полученный при относительно высоком уровне резонансной накачки ($n > 10^{17} \text{ photons/cm}^2 \cdot \text{s}$) при $T = 8 \text{ K}$. Амплитуда контура при этом падает более

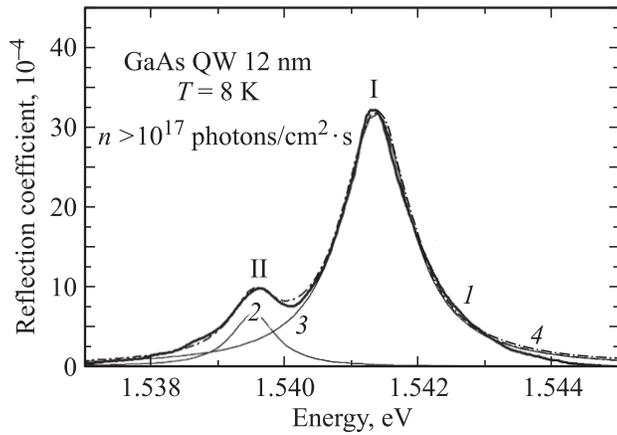


Рис. 6. Разложение спектрального контура экситонного резонанса, полученного при высокой интенсивности возбуждения (I), на два лоренцевых контура (2, 3). 4 — результат подгонки.

чем в 30 раз по сравнению с исходным контуром, получаемым в отсутствие накачки. Кроме того, контур многократно уширяется, и появляется дополнительная спектральная особенность, расположенная ниже основного экситонного резонанса по энергии на величину $\Delta E = 1.8 \text{ meV}$. Для квантовой ямы толщиной 12 nm появление подобной низкоэнергетической особенности при больших экситонных плотностях с указанной энергией расщепления относят к биекситону [14,15].

Результирующий наблюдаемый контур удовлетворительно подгоняется двумя лоренцевыми кривыми, имеющими следующие параметры: линия основного экситонного перехода (контур I) имеет ширину (FWHM) $1.24 \pm 0.05 \text{ meV}$ и амплитуду $(3.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$; дополнительная особенность (контур II) имеет ширину $0.8 \pm 0.1 \text{ meV}$ и амплитуду $(6.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$. На основе этих данных с использованием выражения (2) могут быть вычислены силы осцилляторов двух наблюдаемых переходов. Соответствующие значения, выраженные в величине скорости радиационной дефазировки пробных экситонов, равны $\hbar\Gamma_R^{(I)} = 35.1 \pm 1.5 \mu\text{eV}$ и $\hbar\Gamma_R^{(II)} = 10.4 \pm 1.4 \mu\text{eV}$. Отличие суммарной величины $\hbar(\Gamma_R^{(I)} + \Gamma_R^{(II)}) = 45.5 \pm 1.5 \mu\text{eV}$ от значения $\hbar\Gamma_R$, полученного в отсутствие накачки, хорошо укладывается в погрешность определения параметров $\hbar\Gamma_R^{(i)}$.

Таким образом, в режиме интенсивного возбуждения квантовой ямы изменения формы контура экситонной линии поглощения также могут быть описаны с помощью классической лоренцевой модели осцилляторов. Более аккуратный анализ спектров отражения требует учета перераспределения удельной силы осциллятора между состояниями, дополнительно образующимися в режиме высокой экситонной плотности. В данном случае такой анализ демонстрирует сохранность удельной силы осциллятора экситонного перехода при увеличении

уровня резонансного возбуждения на пять порядков выше линейного предела. Этот факт указывает на то, что режим экситонного насыщения, при котором эффективно действует экситон-экситонное рассеяние (благодаря запрету Паули), еще не достигнут. Следовательно, наблюдаемое уширение экситонной линии связано с действием механизмов рассеяния пробных экситонов на других центрах. Наряду с существованием исходного большого неоднородного уширения эти механизмы играют основную роль в фазовой релаксации когерентных квази-2D-экситонов в режиме интенсивного возбуждения высококачественных квантовых ям при низкой температуре.

6. Заключение

В настоящей работе продемонстрирована возможность измерения спектров резонансного экситонного отражения от высококачественных одиночных квантовых ям GaAs, свободных от компонент, которые связаны с фоновым рассеянием света поверхностью образца. Показано, что феноменология наблюдаемых спектров резонансного экситонного отражения в первом приближении может быть описана с помощью модели лоренцевых осцилляторов, т. е. в терминах скоростей фазовой релаксации экситонов. С помощью представленной методики измерения Γ_R получена зависимость этой величины от толщины квантовой ямы GaAs. Продемонстрирована ее независимость от температуры в диапазоне от 8 до 90 K. Также показано, что удельная сила осциллятора экситонного перехода слабо меняется при переходе из линейного режима в режим высокого экситонного возбуждения, когда происходит многократное уширение резонансной экситонной линии. Также представлена температурная методика разложения полной наблюдаемой ширины экситонной линии на естественную ширину, однородное и неоднородное уширение.

Авторы благодарят Г.Г. Козлова за активное участие в обсуждении результатов работы, А.В. Хилько за помощь в технической подготовке к эксперименту, а также Ю.К. Долгих, С.А. Елисеева, Ю.П. Ефимова, В.В. Петрова и Х. Гиббса за предоставление образцов.

Список литературы

- [1] I.Ya. Gerlovin, V.V. Ovsyankin, B.V. Stroganov, V.S. Zapasskii. *Nanotechnology* **11**, 383 (2000).
- [2] I.Ya. Gerlovin, V.V. Ovsyankin, B.V. Stroganov, V.S. Zapasskii. *J. Lumin.* **87–89**, 421 (2000).
- [3] R. Brewer, R. Shoemaker. *Phys. Rev. A* **6**, 2001 (1972).
- [4] S.V. Poltavtsev, V.V. Ovsyankin, B.V. Stroganov. *Phys. Status Solidi C* **6**, 2, 483 (2009).
- [5] L.C. Andreani, F. Tassone, F. Bassani. *Solid State Commun.* **77**, 9, 641 (1991).

- [6] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. Оптические свойства наноструктур. Наука, СПб (2001). 188 с.
- [7] M.G. Benedict, E.D. Trifonov. Phys. Rev. A **38**, 2854 (1988).
- [8] V. Savona, W. Langbein. Phys. Rev. B **74**, 075 311 (2006).
- [9] M. Grundmann, D. Bimberg. Phys. Rev. B **38**, 13 486 (1988).
- [10] D.S. Citrin. Phys. Rev. B **47**, 3832 (1993).
- [11] E. Hanamura. Phys. Rev. B **38**, 1228 (1988).
- [12] J. Lee, E.S. Koteles, M.O. Vassell. Phys. Rev. B **33**, 5512 (1986).
- [13] П. Ю, М. Кардона. Основы физики полупроводников. Физматлит, М. (2002). 560 с.
- [14] D. Birkedal, J. Singh, V.G. Lyssenko, J. Erland, J.M. Hvam. Phys. Rev. Lett. **76**, 672 (1996).
- [15] S. Adachi, T. Miyashita, S. Takeyama, Y. Takagi, A. Tackeuchi, M. Nakayama. Phys. Rev. B **55**, 1654 (1997).