

Оптическое пропускание тонких пластин GaAs при лазерной накачке в область экситонных резонансов и континуума состояний: экситон-экситонное взаимодействие

© Д.А. Зайцев[†], Р.П. Сейсян^{††}

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 октября 2013 г. Принята к печати 18 октября 2013 г.)

Измерялись спектры пропускания (при температуре $T = 1.7$ К) тонких пластин „чистого“ объемного GaAs, выращенного методами молекулярно-пучковой и газофазной эпитаксии, при оптической накачке в полосу основного состояния серии экситона. Обнаружено возрастание амплитуды и ширины линии при накачке без заметных изменений спектрального положения максимума линии, подобное наблюдавшемуся при накачке в континуум, но с несколько меньшим темпом возрастания. Оценка концентрации экситонов, рождаемых в результате накачки, позволяет определить константу экситон-экситонного взаимодействия и сравнить с известными данными. Применение метода интегрального поглощения позволяет также уточнить константы взаимодействия экситонного поляритона со свободными носителями заряда и с примесью. Измерено дифференциальное фотопоглощение образцов на частоте модуляции подсветки. Полученные спектры модуляционного поглощения показывают связь индуцированного поглощения с образованием дифференциальных спектров.

1. Введение

Экситонный поляритон издавна представлялся весьма привлекательным объектом для использования его в электронно-оптическом полупроводниковом приборостроении. Двойственная свето-экситонная природа этой квазичастицы позволяла рассчитывать на максимально высокие скорости передачи информации (порядка скорости света) при минимальных энергетических затратах на генерацию информационного кванта (порядка продольно-поперечного расщепления экситона и энергии связи) [1], одновременно с множеством возможных нелинейных эффектов, позволяющих реализовать, в частности, безрезонаторную оптическую бистабильность [2]. Существенным прогрессом в направлении практической реализации экситон-поляритонного прибора ознаменовалась последняя декада, в течение которой был создан экситон-поляритонный лазер (ЭПЛ) [3–5], базирующийся на бозе-конденсации экситонного газа. Более того, при использовании кристаллов с большой энергией связи экситона, например GaN, удалось решить казавшуюся еще совсем недавно нерешаемой температурную проблему, создав экситон-поляритонный лазер, работающий при комнатной температуре [6].

Тем не менее остался целый ряд нерешенных проблем, заметно тормозящих дальнейшее развитие. ЭПЛ является существенно маломощным прибором, и попытки увеличения мощности выше некоторого предела ведут к заметному нарушению рабочих режимов, связанному с экранированием свободными носителями или с взаимодействием со свободными экситонами и со свободными носителями заряда. Представляют большой интерес работы по определению оптимального прило-

жения ЭПЛ, обходящие его принципиальные недостатки и реализующие его потенциальные преимущества, такие как низкий, почти отсутствующий, порог генерации и высокая степень когерентности излучения.

Так, практически все известные работы по ЭПЛ выполнены на микрорезонаторе, образованном квантовой ямой (одиночной, или множественной) и высокодобротной системой брэгговских зеркал, фиксирующих излучение в микрополости [7]. В то же время одно из наиболее заманчивых приложений ЭПЛ, состоящее в реализации фотонной сигнальной связи внутри микропроцессора на основе УБИС, нуждается в более компактной, возможно волноводной, реализации микрорезонатора.

Несмотря на необходимость криогенных температур, GaAs и гетероструктуры на его основе были и остаются модельными объектами, на которых выполняется исследование ключевых вопросов. Необходимо не только глубокое понимание процессов экситон-экситонного, экситон-электронного (экситон-дырочного), экситон-фононного, экситон-примесного взаимодействий, но и надежное определение соответствующих констант. Основной целью настоящего исследования является определение константы экситон-экситонного взаимодействия в GaAs.

2. Образцы и техника эксперимента

Нами была использована разработанная ранее [8–10] и неоднократно затем применявшаяся [11–17] методика регистрации и анализа интегрального поглощения экситонного поляритона. Общая схема измерений и начальной обработки спектров приведена, например, в [15]. В нашем случае эта схема дополнялась лазерами подсветки, работавшими в непрерывном режиме и снабженными механическими модуляторами. Для оп-

[†] E-mail: zaytsevda@yandex.ru

^{††} E-mail: rseis@ffm.ioffe.rssi.ru

тической лазерной накачки в область экситонных резонансов или континуума состояний применялись мощные полупроводниковые AlGaAs-лазеры [18], смонтированные на элементах Пельтье и снабженные системой термостабилизации. Настройка лазерного излучения на необходимые длины волн осуществлялась изменением рабочей температуры при помощи элемента Пельтье. Для удобства применялись два AlGaAs-лазера с различным содержанием Al в активном теле.

В эксперименте были использованы образцы GaAs, полученные в процессах газовой (ГФЭ) и молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Образцы выращивались на подложках GaAs в условиях, обеспечивающих максимальную чистоту слоя. Затем GaAs химически утончался до толщины, необходимой для измерений оптического пропускания [19], и далее проходил процедуру отжига в чистом водороде при температуре 550°C с целью снятия остаточных напряжений и нейтрализации слоя, генерирующего высокую концентрацию поверхностных состояний. Далее в работе мы будем в основном рассматривать данные, полученные для образца R1488-1, выращенного методом МПЭ и имеющего среднюю толщину ~ 2 мкм.

3. Экспериментальные результаты по оптическому поглощению при лазерной накачке в область экситонных резонансов

Исходный спектр коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ образца R1488-1, измеренный при температуре $T = 1.7$ К без лазерной накачки, приводится на рис. 1. Отчетливо проявляется максимум основного

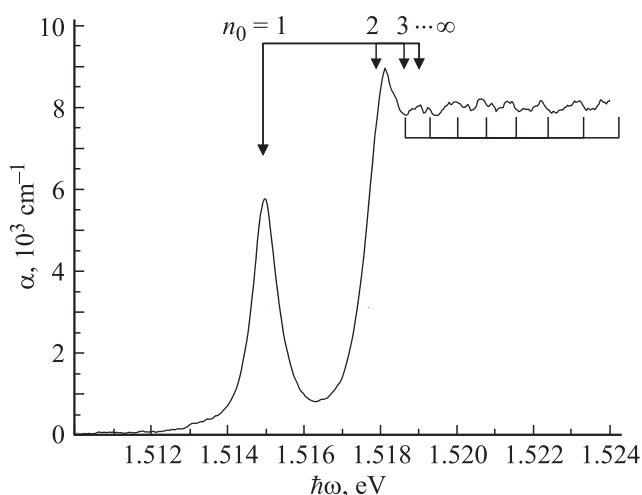


Рис. 1. Экспериментальный край поглощения образца GaAs R1488-1. $T = 1.7$ К. Верхняя скоба — теоретическое расположение членов экситонной серии: $n_0 = 1, 2, 3, \dots, \infty$, нижняя — положения предполагаемых минимумов интерференции центра масс экситонного поляритона (ЭП), энергии $\sim E_{n_0=1} + 2.5 \cdot 10^{-5}(m_0 + 12)^2$ эВ, $m_0 = 0, 1, \dots$

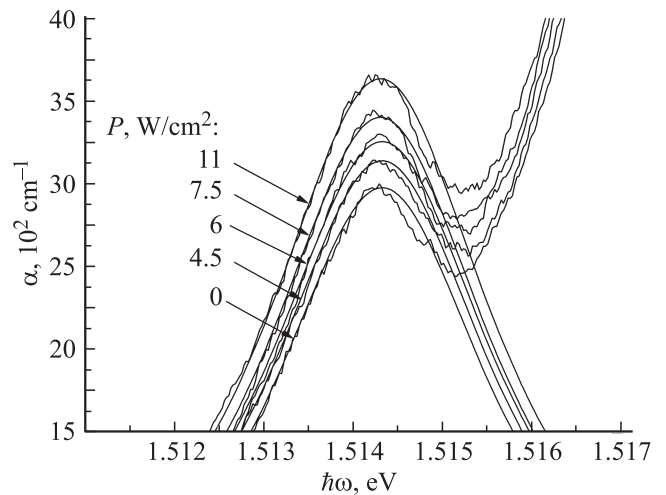


Рис. 2. Изменения в экситонном спектре образца GaAs R1488-1 при лазерной накачке в область основного экситонного состояния и аппроксимации пиков основного экситонного состояния $n_0 = 1$ „лоренцианами“. $T = 1.7$ К.

экситонного состояния $n_0 = 1$, первого возбужденного $n_0 = 2$, слабо различим и почти сливается с первым возбужденным $n_0 = 3$. Кроме того, на образце отчетливо наблюдается интерференционная структура, связанная с квантованием центра масс экситонного поляритона. Полуширина (ширина на половине высоты) пика основного состояния имеет величину ~ 0.75 мэВ, что почти полностью отделяет его от континуума и квазиконтинуума состояний, облегчая обработку данных. В отдельных случаях принимались меры для ограничения спектральной полосы возбуждения таким образом, чтобы полоса возбуждения (относительно широкая для использованных лазеров накачки) была ограничена областью дискретных экситонных состояний и не достигала континуума. Для этого при необходимости в системе подсветки использовался дополнительный монохроматор. Концентрация экситонов n_{exc} считалась для среднего времени жизни свободных экситонов на дне экситонной зоны $\tau_{\text{exc}} = 1.3 \cdot 10^{-10}$ с как

$$n_{\text{exc}}(P) = \alpha_{n_0=1} \tau_{\text{exc}} P / \hbar\omega_L, \quad (1)$$

при этом коэффициент поглощения излучения лазерной подсветки приравнялся к поглощению в максимуме основного состояния без накачки $\alpha_{n_0=1} = 5.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $\hbar\omega_L$ — энергия кванта оптической накачки при возбуждении основного состояния, $\hbar\omega_L = 1.5151$ эВ, P — плотность мощности накачки ($\text{Вт}/\text{см}^2$). „Тонкие“ образцы в силу близости двух поверхностей и взаимодействия с ними характеризуются существенно меньшими временами жизни свободных носителей и экситонов. Согласно [17,18], эта постоянная времени иногда падает более чем на 2 порядка по сравнению со временами жизни в объеме и в некоторых случаях может составить $\tau = 1 \cdot 10^{-11}$ с. Однако понятно, что величина эта существенно зависит от состояния границы раздела и в силу

этого от ее предистории: от эффективности термообработки поверхности или от технологии ее зарастивания. Можно ожидать уменьшения такого влияния в случае аккуратно выращенной гетерограницы AlGaAs–GaAs, но и здесь для исключения влияния поверхности необходимо будет соблюсти некоторые условия: например, толщина AlGaAs должна будет превосходить толщину слоя объемного заряда вблизи внешней поверхности твердого раствора [20]. Очевидно, что в общем случае необходимо прямое измерение τ_{exc} , которое можно выполнить, например, при помощи импульсного лазера с ультракороткими импульсами или же в режиме фотопроводимости короткого замыкания на изучаемом образце.

Нами с целью оценки времени жизни экситона в исследуемом образце было использовано интегральное поглощение на линии основного экситонного состояния $n_0 = 1$ [21]:

$$K(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0, \gamma). \quad (2)$$

Здесь фактор диссипативного затухания обозначен как $\gamma \equiv \Gamma/\hbar$. Как известно [7], для экситонного поляритона (ЭП) при $\Gamma = 0$ интегральное поглощение $K(\Gamma)$ также равно нулю. Однако далее, вплоть до затухания, близкого к критическому Γ_{cr} , с увеличением Γ наблюдается практически линейный рост K . При некотором значении

$$\frac{\Gamma_{\text{cr}}}{\hbar} = \gamma_{\text{cr}} = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \hbar \omega_{LT}}{Mc^2}}, \quad (3)$$

где ω_0 — резонансная частота, ε_0 — фоновая диэлектрическая проницаемость, ω_{LT} — продольно-поперечное расщепление, M — трансляционная масса экситона, c — скорость света в вакууме, характер поведения зависимости меняется, величина K практически перестает зависеть от Γ , т.е. ведет себя как интегральный коэффициент поглощения для классического осциллятора. На участке роста каждому значению K соответствует определенная величина диссипативного затухания экситонного поляритона Γ , которое можно рассматривать как обратное время жизни: $\tau_{\text{exc}} = \hbar/\Gamma$. Из теоретической зависимости $K(\Gamma)$ для $K=12.4$ эВ/см получаем $\Gamma = 3.1 \cdot 10^{-5}$ эВ, что для нашего образца R1488-1 дает $\tau_{\text{exc}} = 1.3 \cdot 10^{-10}$ с. Далее полученную величину τ_{exc} мы и использовали для определения n_{exc} .

Константу экситон-экситонного взаимодействия ξ_{xx} можно определить по зависимости $K(P)$, полученной при накачке с энергией, соответствующей $n_0 = 1$ экситона, и дающей — через теоретическую зависимость $K(\Gamma)$ [9] — величину однородного затухания $\Gamma(P)$. Воспользуемся экспериментально полученной зависимостью, приведенной на рис. 3. Для рассматриваемого случая полное экситонное затухание можно записать как

$$\Gamma = \Gamma_0 + \xi_{xx} n_{\text{exc}}. \quad (4)$$

Здесь Γ_0 — фоновое затухание, связанное с фононами, свободными носителями заряда, ионизованными примесями и дефектами, но не с экситона-

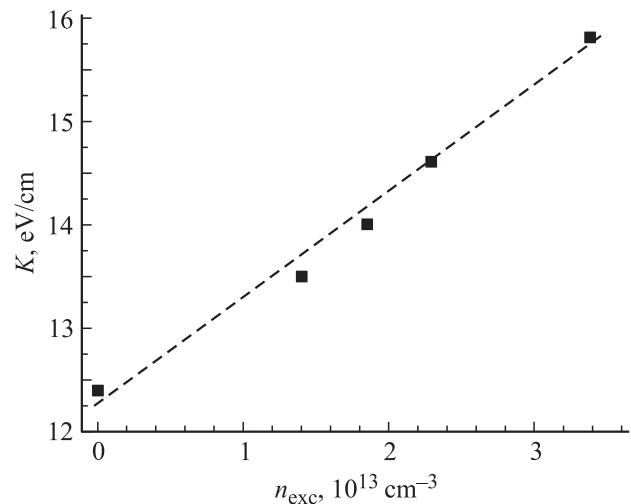


Рис. 3. Зависимость величины интегрального поглощения K образца R1488-1 от плотности мощности накачки (концентрации генерируемых экситонов).

ми, вводимыми оптической накачкой; n_{exc} — концентрация экситонов, инжектированных в результате оптической накачки в основное состояние экситона. Из рис. 3 имеем для образца R1488-1 без накачки $K_0 = 12.4$ эВ/см, при более интенсивной накачке, которой соответствует $n_{\text{exc}} = 3.38 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, интегральное поглощение достигает $K_1 = 15.8$ эВ, откуда следует $\xi_{xx} = 2.4 \cdot 10^{-16}$ мэВ · см³. Полученное значение константы экситон-экситонного взаимодействия в 3 раза больше по величине константы $7.5 \cdot 10^{-17}$ мэВ · см³, полученной в [22], но входит в диапазон величин, полученных в [23,22]. Разница представляется естественной, так как в [22] без прямых оценок (как показывают наши оценки, использующие приведенные в [22] данные) применяется существенно большее время жизни экситона, чем в нашем случае.

Интересно далее оценить константу электрон-экситонного взаимодействия ξ_{eX} . Для этого перенесем полосу оптической накачки в область континуума состояний ($\hbar\omega'_L = E_g + 15 \text{ meV}$). Естественно при этом определить концентрацию оптически инжектированных электронов как $n_e(P) = \alpha_{n_0=\infty} \tau_e P / \hbar\omega'_L$, где $\alpha_{n_0=\infty}$ примем равным значению, соответствующему полке поглощения континуумом состояний, 8000 см^{-1} . К сожалению, у нас отсутствуют достоверные данные о времени жизни электронов проводимости конкретно в нашем образце. За верхнюю границу величины мы можем принять время $\tau_e = (4-5) \cdot 10^{-9}$ с, определенное в [24], а нижней будем считать оцененное в настоящей работе $\tau_{\text{exc}} = 1.3 \cdot 10^{-10}$ с. Экспериментально константу экситон-электронного взаимодействия ξ_{eX} можно определить по зависимости $K(P)$ таким же образом, как в рассмотренном выше случае экситон-экситонного взаимодействия. Воспользуемся для этого экспериментально полученной зависимостью, приведенной на рис. 4. Пол-

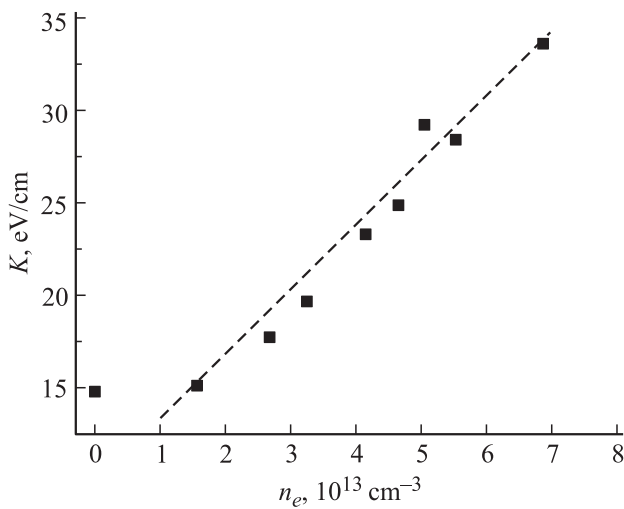


Рис. 4. Зависимость величины интегрального поглощения K от концентрации свободных электронов. Образец Т2, $\tau_e = 1.3 \cdot 10^{-10}$ с.

ное экситонное затухание можно записать аналогичным способом как

$$\Gamma = \Gamma_0 + \xi_{eX} n_e. \quad (5)$$

Здесь Γ_0 — фоновое затухание, связанное с фонами, свободными носителями заряда, ионизованными примесями и дефектами, экситонами, но не с электронами, вводимыми оптической накачкой; n_e — концентрация электронов, инжектированных в результате оптической накачки в зону проводимости. Возьмем данные для образца Т2. Он получен методом ГФЭ, имеет толщину порядка 1 мкм, концентрация примесей $\sim (10^{12} - 10^{13}) \text{ cm}^{-3}$. Отнесем $\Gamma - \Gamma_0$ к максимальной концентрации оптически инжектированных электронов $n_e = 6.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, соответствующей $\tau_e = 1.3 \cdot 10^{-10}$ с, что даст $\xi_{eX} = 6.8 \cdot 10^{-16} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^3$. Оцениваемое таким образом значение константы экситон-электронного взаимодействия примерно в 3 раза превосходит полученную выше константу экситон-экситонного взаимодействия. Этого можно было ожидать как из общих соображений, так и следуя результатам [23], а также судя по существенно более высоким темпам изменений формы линии при накачке в область континуума состояний, чем в область экситонного резонанса. Тематический обзор свойств экситонного поляритона при воздействии сильного магнитного поля, а также некоторые детали используемой техники эксперимента приводятся в [18].

Интересно далее оценить аналогичным способом константу взаимодействия экситона с заряженной и нейтральной примесями. Случай заряженной примеси можно сопоставить с электрон-экситонным взаимодействием, тогда как рассеяние на нейтральной примеси естественно сравнить с экситон-экситонным взаимодействием. Различие будет состоять в локализованном характере примесного состояния в отличие от свободного экситона. Для установления константы взаимодействия

экситона с нейтральной примесью мы можем использовать спектры, зарегистрированные на легированных образцах GaAs с надежно измеренной концентрацией носителей заряда, например, при помощи эффекта Холла. Рассмотрим с этой целью спектр поглощения образца F247-B, в котором измеренная (до утончения) „холловская“ концентрация составила $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, а глубина „мертвых слоев“ не превысила $2a_B$ (a_B — боровский радиус экситона) при толщине экситонного слоя $z_{exc} = 2500 \text{ нм}$, т.е. 80% полной физической толщины образца [20]. Это дает основания отнести практически все измеренное через интегральное поглощение экситонное затухание за вычетом рассеяния на акустических фонах $\Gamma = 0.029 \text{ мэВ}$ на счет взаимодействия экситона с нейтральными примесными центрами. Отсюда из $\Gamma_N = \xi_{NX} N$, где N — концентрация центров, следует константа $\xi_{NX} = 3.6 \cdot 10^{-18} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^3$, который гораздо меньше оцененной здесь константы экситон-экситонного взаимодействия. Применить и в других аналогичных случаях.

4. Дифференциальное фотопоглощение экситона

Результаты опыта по дифференциальному фотопоглощению образца R1488-1 приводятся на рис. 5. Аналогичный эксперимент выполнялся ранее [25,26] на кристаллах GaAs, а также затем на InP, CdTe, InSb и был интерпретирован как эффект, возникающий из-за перезарядки поверхностных состояний и соответственно модуляции области приповерхностного электрического поля. Он сводился к сужению экситонной линии при подсветке образца излучением с энергиями фотона, превышающими величину запрещенной зоны полупроводника. Дифференциальный спектр состоит из двух „крыльев“, окружающих основное состояние экситона.

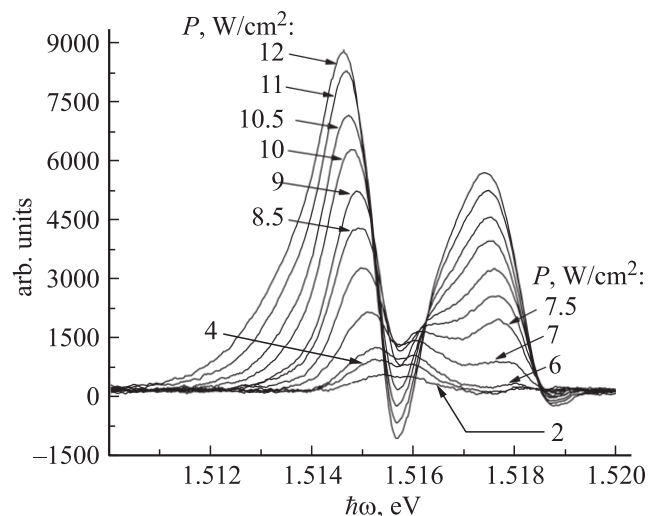


Рис. 5. Дифференциальное фотопоглощение GaAs. Образец R1488-1.

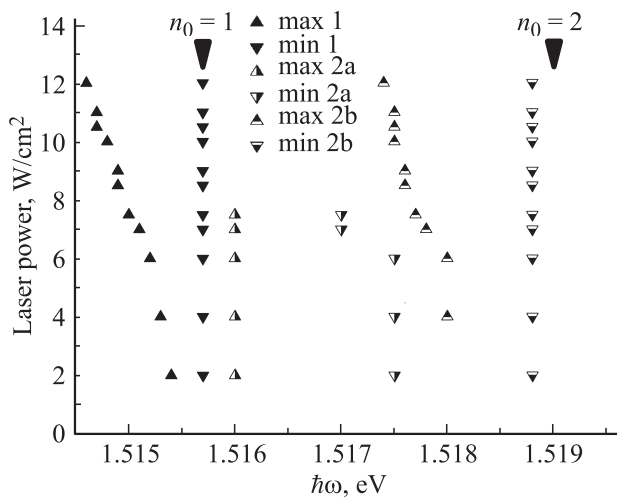


Рис. 6. Зависимость положений максимумов и минимумов в спектре дифференциального фотопоглощения GaAs от мощности подсветки. Образец R1488-1. Большими стрелками указаны положения первого и второго экситонных пиков.

Кроме того, имеется некоторая модуляция основного и возбужденного состояний экситона, приводящая к появлению дифференциального сигнала отрицательной полярности, что свидетельствует о модуляции амплитуды состояний $n_0 = 1$ и $n_0 = 2$ (энергия $E = 1.5189$ эВ) не только в сторону падения, но и в сторону роста. Интересно некоторое изменение модуляционного спектра в диапазоне малых подсветок, от нуля до 7.5 Вт/см²: здесь появляется дополнительный минимум при энергии $E = 1.517$ эВ. На рис. 6 мы приводим также характер некоторых сдвигов положений основных линий дифференциального спектра (максимумов и минимумов), свидетельствующий об определенных изменениях положения линий, происходящих в области интенсивностей подсветки $6-8$ Вт/см². Эти изменения, по-видимому, связаны с нерегистрируемыми прямо состояниями в области дискретных резонансов экситонной серии GaAs (они обнаруживают себя в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции — см., например, [25]).

5. Заключение

Выполнено исследование основного состояния $n_0 = 1$ экситонного поглощения GaAs при лазерной накачке в область резонанса, а также континуума экситонных состояний. Применение метода „интегрального поглощения“ позволяет оценить время жизни экситона и таким образом концентрацию оптически инжектированных экситонов, а далее — константу экситон-экситонного взаимодействия. Этот же метод при накачке в континуум дает возможность приблизительно оценить константу электрон-экситонного взаимодействия и порядок электронного времени жизни в испытываемых образцах, а также константу взаимодействия „экситон—примесь“.

Авторы считают своим долгом выразить искреннюю благодарность Н.Д. Ильинской за изготовление тонких образцов, а также Н.А. Пихтину за помощь с лазерами накачки, А.Ю. Егорову, Е.В. Никитиной и Н.К. Полетаеву за предоставление эпитаксиальных слоев.

Список литературы

- [1] Р. Сейсян. Юбилейная конф. Науч.-техн. общества им. А.С. Попова (М., 1990).
- [2] D.S. Chemla, D.A.B. Miller, P.W. Smith. In: *Semiconductors and Semimetals*, vol. 24 (1988), ch. 5, p. 279.
- [3] А.В. Кавокин. <http://wmw-magazine.ru>, 2002, #2(6).
- [4] L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. *Nature*, **418**, 751, (2002).
- [5] R. Butte, G. Christmann, E. Feltn, J.F. Carlin, M. Mosca, M. Ilegems, N. Grandjean. *Phys. Rev. B*, **73**, R 13 371 (2006).
- [6] D. Bajoni. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45**, 313 001 (2012).
- [7] Н.А. Ахмедиев. *ЖЭТФ*, **79**, (4[10]), 1534 (1980).
- [8] V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1235 (1993).
- [9] R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin, S.A. Vaganov. In: *Int. Conf. Excitonic Processes in Condensed Matter* (Darwin, 1994).
- [10] Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. *ФТТ*, **36** (2), 373 (1994).
- [11] В.А. Кособукин, М.С. Маркосов, Р.П. Сейсян. *ФТП*, **40** (11), 1321 (2006).
- [12] G.N. Aliev, O.S. Coschug-Toates, V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. *Proc. SPIE*, **1985**, 794 (1993).
- [13] С.А. Ваганов, Р.П. Сейсян. *Письма ЖТФ*, **38** (19), 9 (2012).
- [14] Р.П. Сейсян, Г.М. Савченко, Н.С. Аверкиев. *ФТП*, **46** (7), 896 (2012).
- [15] С.А. Марков, В.А. Кособукин, Р.П. Сейсян. *ФТП*, **38** (2), 230 (2004).
- [16] С.А. Ваганов, Р.П. Сейсян. *Письма ЖТФ*, **38** (19), 9 (2012).
- [17] Н.В. Лукьянова, Г.Н. Алиев, Р.П. Сейсян. *ФТТ*, **40**, 869 (1998).
- [18] R.P. Seisyan. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 053 001 (2012).
- [19] В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.Н. Арсентьев, Л.С. Вавилова, К.В. Бахвалов, И.С. Тарасов. *ФТП*, **47** (1), 124 (2013).
- [20] Н.Р. Григорьева, А.Ю. Егоров, Д.А. Зайцев, Е.В. Никитина, Р.П. Сейсян. *ФТП*, **48**, в печати (2014).
- [21] С.О. Когновицкий, В.В. Травников, Я. Аавиксоо, И. Рейманд. *ФТТ*, **39** (6), 1011 (1997).
- [22] A. Schaefer, D.G. Steel. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (24), 4870 (1997).
- [23] L. Schulties, J. Kuhl, A. Honold, C.W. Tu. *Phys. Rev. Lett.*, **57** (13), 1635 (1986).
- [24] Я. Аавиксоо, И.Я. Рейманд, В.В. Россин, В.В. Травников. *ФТТ*, **33** (8), 2409 (1991).
- [25] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [26] А.В. Варфоломеев, Р.П. Сейсян, Ю.Л. Шелехин. *ФТП*, **10**, 1063 (1976).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical transmission of thin GaAs layers under laser pumping in the region of exciton resonances and the continuum of states: exciton-exciton interaction

D.A. Zaitsev, R.P. Seisyan

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Transmission spectra (at the temperature $T = 1.7$ K) of „pure“ bulk GaAs thin layers grown by molecular-beam and vapor-phase epitaxy techniques are measured under an optical pumping in the exciton ground-state line. We report an increase of the amplitude and width of the line without noticeable changes in the spectral position of the peak maximum, similar to what had been observed under pumping into the continuum, but with a slightly lower rate of increase. Estimation of the concentration of excitons, being born as a result of pumping, allows to determine the constant of the exciton–exciton interaction and to compare it with the known data. Using the method of integrated absorption we as well calculated the constants of coupling of an exciton–polariton with free charge carriers and with impurity. Differential photoabsorption spectra at the frequency of modulated pumping have also been measured. The resulting spectra show the connection between induced absorption and the formation of differential absorption spectra.