

Ширина линии экситонного поглощения в твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

© М.С. Маркосов[¶], Р.П. Сейсян

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

(Получена 1 октября 2008 г. Принята к печати 7 октября 2008 г.)

Выполнен анализ ширины линии основного состояния экситонного поглощения в квазибинарных твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.15$) высокого совершенства по экспериментальным данным работы Сейсяна и др. (2005). Спектральное разложение линии 1s состояния выполнено с учетом деформационного расщепления, составляющих поглощения с лоренцевым и гауссовым контурами и перекрытия с уширяющимся при повышении температуры континуумом состояний. В связи с видом температурной зависимости поглощения, характерным для экситонных поляритонов в средах с пространственной дисперсией, выполнен анализ интегрального поглощения, с критическим значением параметра диссипативного затухания экситона $\Gamma_c = 0.32$ мэВ и поглощением насыщения $K_{\max} = 89.5$ эВ/см, позволяющий выделить однородную составляющую уширения, которая вплоть до критической температуры $T_c = 155$ К не превышает 0.2 мэВ. Найдено, что „естественная“ ширина линии 1s-экситона не превышает 2.6 мэВ (при $T = 1.7$ К), что согласуется с теоретическими оценками. При $T = 1.7$ –60 К неоднородное уширение экситонного максимума, связанное с локализацией и рассеянием экситонов на флуктуациях состава, более чем на порядок превышает вклады ионизированных примесей и фононов и является доминирующим, однако оно не влияет на интегральное поглощение экситонными поляритонами.

PACS: 71.35.-y, 71.35.Cc, 71.36.+c, 71.55.Eq

1. Введение

Ширина линии экситонного поглощения в квазибинарных твердых растворах является предметом теоретического и экспериментального исследования на протяжении многих лет (например, [1–3]). Как правило, уширение, обязанное структурному беспорядку, полностью доминирует, и с теоретическими расчетами обычно сравнивается полная ширина линии экситона в твердом растворе. Однако в реальности уширение спектральной линии экситона имеет более сложную природу, и для точной интерпретации необходим анализ структуры линии с учетом механизма образования всех возможных ее компонентов. Притом можно предполагать существование двух основных категорий составляющих ширины линии: гомогенную, связанную с взаимодействием экситонов с фононами, а также с заряженной примесью и дефектами, и негомогенную, обязанную локальным неоднородностям образца.

2. Образцы и техника эксперимента

Мы выполним анализ, основанный на обработке данных эксперимента, выполненного в [4] с использованием весьма тщательно приготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на подложке GaAs. Имеются причины полагать, что эти образцы относятся к числу наиболее „чистых“ и совершенных слоев среди образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, изучавшихся в оптических экспериментах.

Эпитаксиальный слой имел толщину 2.5 мкм, а концентрацию примесей в нем можно считать приближающейся к таковой в наиболее чистых МПЭ слоях GaAs. Эксперимент был проведен в режиме оптического пропускания, для чего почти вся арсенид-галлиевая подложка химически отравливалась. Так как не имелось возможности строго контролировать при травлении переход от GaAs к эпитаксиальному слою, на образце всегда оставался тонкий слой GaAs, примыкающий к $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, который оценивался в 4–6 мкм. Спектр края поглощения, измеренный при низких температурах в более широком диапазоне, обнаруживает с длинноволновой стороны также и арсенид-галлиевый край с экситонным максимумом около 1.515 эВ. Помимо спектров края поглощения, зарегистрированных при погружении в жидкий гелий при откачке ($T = 1.7$ К), в [4] исследовалась также зависимость спектра поглощения от температуры в интервале $T = 5$ –300 К. Для точного измерения коэффициента поглощения необходимо исключение интерференционной помехи, для чего спектры оптического пропускания обрабатывались с учетом спектров отражения, зарегистрированных в идентичных условиях (см., например, [5]).

3. Спектральное разложение экситонного поглощения

Наличие неоднородного уширения вынуждает рассматривать экситонное поглощение как сумму множества исходных контуров, например, нормально распределенных вокруг некоторой центральной линии. Результирующую форму линии экситонного поглощения можно

[¶] E-mail: Aisor@mail.ru

рассматривать как свертку лоренцианов, образующих исходную форму линии, на функциях Гаусса, характеризующих влияние случайных флуктуаций и смещающих соответственно изменяющейся ширине запрещенной зоны положение центральной линии экситонного максимума. Такая форма линии известна как обладающая контуром Войта, $\alpha_V(E)$ (см., например, [6]):

$$\alpha_V(E) = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi \Gamma_I}\right)^{1/2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{E' - E_c}{\Gamma_I}\right)^2\right] \alpha_H g_H(E, E') dE',$$

$$g_H(E', E) = \frac{\Gamma_H^2}{4(E - E')^2 + \Gamma_H^2}, \quad (1)$$

где Γ_I — неоднородное уширение, Γ_H — однородное уширение, α_H — коэффициент поглощения, E_c — центральная длина волны.

Вклад в линию экситонного поглощения также вносят континуум поглощения и квазиконтинуум, образованный возбужденными состояниями экситона. Особенно велик этот вклад при относительно высоких температурах. Вычесть его можно, используя эмпирическую формулу [7], где первый член описывает длинноволновую часть поглощения, образованную основными и возбужденными состояниями экситона, а второй представляет собой произведение двух компонент: первой, соответствующей поглощению по правилу Урбаха и доминирующей при высоких температурах, и второй, представляющей собой зоммерфельдовский множитель, описывающий континуум экситонного спектра при $E \leq E_g$:

$$\alpha(\nu) = \sum_i A_i g_i[(h\nu - E_i)\Gamma_i] + A_g \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_0 - h\nu}{\Gamma_g(T)}\right]} \frac{1}{1 - \exp\left[-2\pi\sqrt{\frac{R^*}{h\nu - E_g}}\right]}. \quad (2)$$

Здесь A_i и $g_i(h\nu)$ — амплитуды и формы линий основных и возбужденных экситонных состояний, Γ_i — ширины соответствующих линий, A_g и Γ_g — амплитуда (уровень континуума вблизи E_g) и уширение континуума соответственно, R^* — энергия связи экситона, а E_0 — характеристическая энергия экстраполяции урбаховского края. Как показывает опыт (см., например, [7]), формула (2) хорошо описывает край поглощения в широком диапазоне температур, хотя и является эмпирической. Существует более последовательное аналитическое описание экситонного края поглощения [8], однако результат его применения практически не отличается от результатов вычисления по формуле (2). Поэтому в настоящей работе мы ограничимся применением (2).

Учтем далее скрытый вклад в ширину линии деформационного расщепления, связанного с наличием остаточного слоя подложки GaAs. В [4] было выполнено экспериментальное исследование края поглощения на двух

образцах эпитаксиальных слоев $Al_xGa_{1-x}As$ с $x = 0.15$ и 0.21 , выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Очевидно, что в общем случае эпитаксиальные слои механически напряжены по двум причинам: малого, но вполне существенного рассогласования решеток слоя $Al_xGa_{1-x}As$ и подложки из GaAs, а также различия коэффициентов термического расширения слоя и подложки, создающего напряжения при охлаждении объекта от температуры синтеза к температуре измерений [5]. Скрытое деформационное уширение образца с $x = 0.15$ можно оценить также при помощи второго образца с $x = 0.21$, в котором экситонная полоса отчетливо расщеплена на два состояния. Напряжения ведут к сдвигу и расщеплению линий, а в случае малости расщепления по сравнению с шириной линии, оно будет восприниматься как скрытое уширение, растущее пропорционально x . Выполненное разложение позволяет рассматривать наблюдаемую в образце $x = 0.15$ полосу как наложение полос поглощения экситонов на тяжелой и легкой дырках, разнесенных деформационным расщеплением на $\Delta_e = 2.1$ мэВ. Далее мы будем анализировать температурную зависимость ширины отдельной линии экситонного поглощения для длинноволновой компоненты — экситона на тяжелых дырках, — вычитая из измеряемой суммарной ширины линии скрытое деформационное уширение и учитывая другие компоненты, что позволяет определить ее полную ширину на половине максимума как $H = 2.6$ мэВ. Как показывают оценки, энергии связи R_{\pm}^* обоих экситонов приблизительно равны (см. [9]) и составляют $R^* \approx 5.1$ мэВ [5], так что их основные состояния

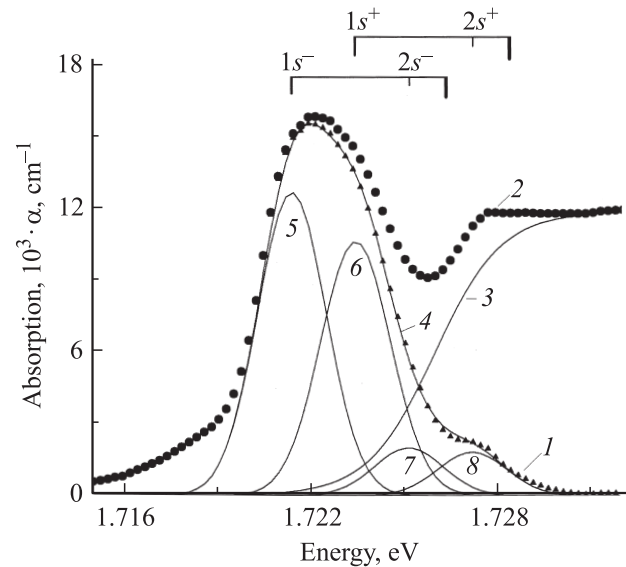


Рис. 1. Выделение экситонной линии (1) в образце $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ из экспериментального спектра (2) путем учета края поглощения (3) и аппроксимация ее (4) составляющими: основными (5, 6) и первые возбужденные состояния (7, 8) расщепленного экситона на тяжелой и легкой дырках соответственно.

привязаны к двум разным краям поглощения. Однако мы не будем усложнять рис. 1, воспользовавшись в качестве E_0 величиной $(E_g^+ + E_g^-)/2 - R^*/4$ (см. [5]), где E_g^+ и E_g^- представляют собой запрещенные зоны деформированного кристалла, отсчитанные от подзон легких и тяжелых дырок соответственно.

4. Анализ интегрального поглощения и выделение доли гомогенного уширения

В [4,5] исследованием температурной зависимости интегрального поглощения было показано, что вплоть до $T = 155$ К оптическое поглощение в излучаемых слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.15$ носит поляритонный характер и управляется пространственной дисперсией. Величина интегрального поглощения K растет при увеличении температуры, достигая значения K_{\max} при $T = 155$ К, затем остается постоянной с точностью до экспериментальной ошибки [5]. Таким образом, для твердых растворов эта зависимость оказывается аналогичной зависимости, предсказываемой теорией для экситонных поляритонов [10] и наблюдавшейся в широком круге бинарных кристаллических полупроводников [7,11–13]. Особенностью интегрального поглощения K является прямая пропорциональность его силе осциллятора перехода для области насыщения ($K = K_{\max}$) и независимость от факторов неоднородного уширения. Последнее дает возможность точной оценки вклада в ширину линии однородной компоненты — при использовании теоретической зависимости $K(\Gamma)$, приведенной к параметрам нашего эксперимента. При этом K растет в зависимости от увеличения фактора диссипативного затухания Γ практически линейно вплоть до критической величины Γ_c , после чего — в первом приближении — перестает изменяться, приобретая почти постоянное значение K_{\max} . Для оценки однородной компоненты воспользуемся определенными в [4] $\hbar\omega_{\text{LT}} = 0.102$ мэВ и $K_{\max} = 89.5$ эВ/см и далее соотношением [10] $\Gamma_c \equiv \gamma_c = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\eta\omega_{\text{LT}}}{Mc^2}}$, дающим $\Gamma_c = 0.32$ мэВ. Фоновую диэлектрическую проницаемость ε_0 и трансляционную массу экситона M для исследуемого образца с $x = 0.15$ мы определяем линейной интерполяцией, считая массу дырки „тяжелой“. Полученный таким образом параметр продольно-поперечного расщепления поляритонного состояния в $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ оказывается на $\sim 20\%$ превышающим $\hbar\omega_{\text{LT}}$ GaAs и соответствует силе осциллятора экситона в пересчете на элементарную ячейку $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ $f = 1.16 \cdot 10^{-4}$ (см. таблицу).

Пользуясь этими данными, выполним построение, приводимое на рис. 2. Здесь теоретическая зависимость $K(\Gamma)$ масштабируется таким образом, чтобы соответствовать экспериментально полученной зависимости по величине уровня насыщения K_{\max} , а перегиб зависимости совпадал с Γ_c . Это дает возможность по-

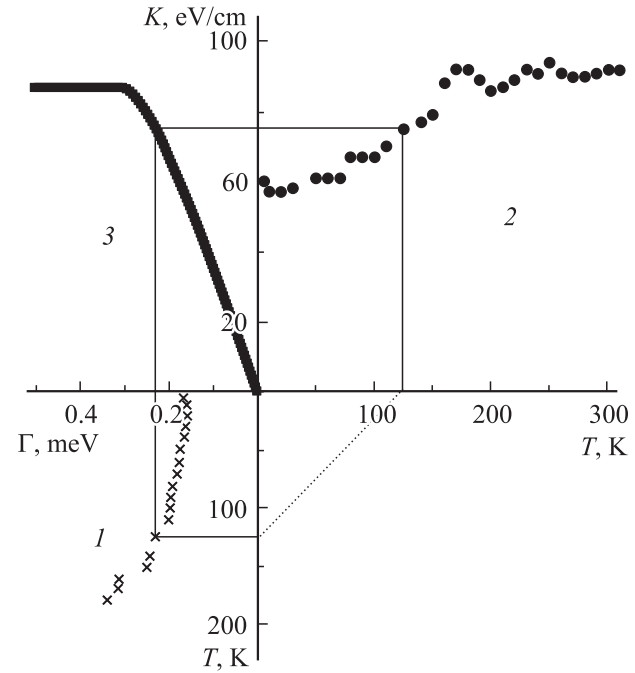


Рис. 2. Определение однородного уширения (1) с использованием зависимости интегрального поглощения: экспериментальную (2) — от температуры и теоретическую (3) — от константы затухания.

строения величины действующего фактора гомогенного уширения $\Gamma(T)$ для всего интервала „поляритонных“ температур — от близкой к нулю и до критической температуры насыщения $T_c = 155$ К. Можно полагать, что таким образом мы определили точную долю гомогенной компоненты уширения экситонной линии в твердом растворе $\Gamma(T)$.

5. Анализ вкладов различных механизмов уширения

С целью анализа вкладов различных механизмов уширения в ширину линии экситона сопоставим полученную зависимость с экспериментальной полной шириной на полувысоте линии экситона на „тяжелой“ дырке (рис. 3). Как известно, гомогенный вклад складывается из трех основных составляющих. Прежде всего это вклад рассеяния на ионизированной примеси Γ_I , практически не зависящий от температуры — вплоть до достижения температуры ионизации нейтральных примесей с энергией ионизации ΔE . Притом при самых низких температурах $\Gamma_I = \Gamma_{\pm}$, и определяется концентрацией донорно-акцепторных пар N_{\pm} , затем вступает в силу ионизация нейтральных (при низких температурах) примесей N_H , переходящая в насыщение в результате их полной ионизации. Имеется также слабо, но линейно растущий вклад рассеяния на акустических фононах $\Gamma_{ac} = \alpha T$. Только при относительно высоких температурах в игру вступает оптический фонон. Его влияние на ширину линии

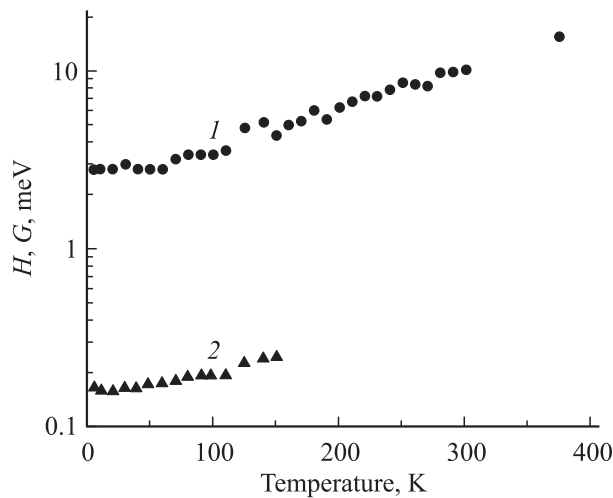


Рис. 3. Неоднородное (1) и однородное (2) уширения экситонной линии в образце $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ при разных температурах, приведенные вместе в логарифмическом масштабе.

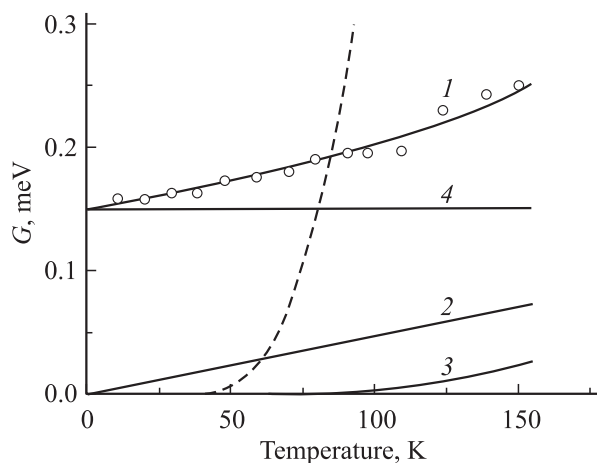


Рис. 4. Анализ вкладов различных механизмов уширения в однородное уширение экситонной линии (1): вклад акустических (2) и оптических фононов (3), а также температурно-независимый вклад (4). Штриховой линией показана аппроксимация вклада оптических фононов, определенная для общего уширения экситонной линии в температурную область 0–100 К.

экситона складывается из трех составляющих: рассеяния с переходом на более высокоэнергетические состояния в пределах экситонной зоны, рассеяния с переходом в возбужденные экситонные состояния и ионизации экситона. Первые два механизма дают относительный вклад в единицы процентов, основной же вклад — ввиду существенного преобладания энергии оптического фонона $\hbar\Omega_{LO}$ над энергией связи экситона R^* — дает ионизация, пропорциональная экспоненциально растущему с температурой числу заполнения фононов. Однако их число ничтожно при низких температурах, таких, что $kT < \hbar\Omega_{LO}$, и вплоть до $T \approx 100$ К мы им можем практически пренебречь. Таким образом, анализируя гомоген-

ную компоненту, определенную при помощи процедуры, выполненной в разд. 4, мы отнесем ее главным образом к компенсированным донорно-акцепторным парам (ионизированная примесь) и к акустическим фононам. На рис. 4 мы приводим нижнюю кривую рис. 3 в сопоставлении с наклонной прямой, согласующейся с экспериментальными точками при наклоне 620 мкэВ, что имеет порядок соответствующей величины, известной для GaAs (640 мкэВ) [14], но ниже на $\sim 5\%$. „Подставка“, относящаяся к примеси, ионизированной при низких температурах ($T \leq 10$ К), и не зависящая от температуры, составила 0.14 мэВ. Температурно-зависимую компоненту, связанную с ионизацией нейтральной примеси, мы достоверно выделить не можем. Это означает, что ее вклад не превышает 0.03 мэВ. Выражение для полной гомогенной ширины линии экситона в широком температурном интервале можно записать следующим образом:

$$\Gamma = \Gamma_{\pm} + \Gamma_I(T) + \alpha T + \beta / [\exp(\hbar\Omega_{LO}/k_B T) - 1]. \quad (3)$$

Рассмотрим далее высокотемпературную часть общего уширения, в котором оптические фононы доминируют. Согласно [15], в твердом растворе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ преобладает двухмодовая структура фононного спектра с одновременным существованием GaAs-подобных и AlAs-подобных LO-фононов, притом их частоты являются функцией состава. Их характеристические энергии для нашего состава могут быть вычислены для $x = 0.15$ по [15] и составляют: $36.25 - 6.55x + 1.79x^2 = 35.3$ мэВ (GaAs-подобные) и $46.63 + 8.78x - 3.32x^2 = 44.8$ мэВ (AlAs-подобные). На рис. 4 мы приводим экспериментальные результаты наряду с теоретическими зависимостями уширения для LO-фононов. Экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую зависимость для „GaAs-подобных“ LO-фононов, но при использовании $\beta = 24.2$, что несколько больше соответствующей величины $\beta = 21.5$ для GaAs [14]. Это обстоятельство можно отнести к неучтенному действию вклада AlAs-подобных LO-фононов. В то же время попытка „сшить“ высокотемпературные данные с данными, полученными для гомогенного уширения в области $T = 100$ –150 К, оканчивается неудачно, так как требует на порядок меньшего коэффициента $\beta \approx 2$, характеризующего вероятность взаимодействия экситона с LO-фононом (см. штриховую кривую на рис. 4). Этот факт требует дальнейшего осмысления.

6. „Флуктуационное“ уширение основного состояния экситонного поглощения в твердых растворах $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$

Ширина линии экситонного состояния увеличивается при приближении к максимальному беспорядку, соответствующему $x = 0.5$, различным образом — в зависи-

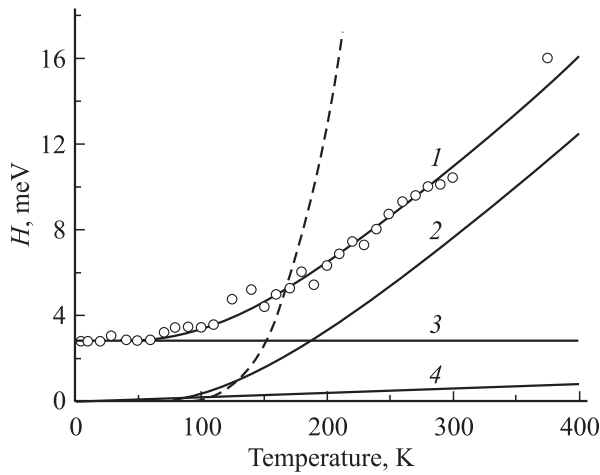


Рис. 5. Общее уширение экситонной линии в образце $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (точки) как суммарный вклад (1) от рассеяния экситонов на акустических фононах (4), оптических фононах (2), а также вклад от температурно-независимой компоненты (3).

мости от характера локализации экситона на флуктуациях потенциала. В случае преимущественного захвата флуктуационной ямой экситона как целого, характерного для относительно широкозонных $\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{V}_I$, ширина линии пропорциональна $x^2(1-x)^2$, тогда как в случае преимущественного захвата флуктуаций потенциала дырки, входящей в экситон, когда электрон, оставаясь свободным, продолжает движение вокруг локализованной дырки („донороподобный“ случай), зависимость от x имеет корневой вид $[x(1-x)]^{1/2}$. В нашем случае, характеризуемом большой разницей в эффективных массах электронов и дырок и малой массой электрона, более соответствующим реальной ситуации оказывается второй вариант. Согласно работе [3], нацеленной на количественное описание задачи и сравнение с экспериментом, для полной ширины линии на полувысоте (FWHM) можно записать

$$\text{FWHM} = 2(C_A + 2C_{AB}x)[(2 \ln 2)x(1-x)\Delta V/V_{\text{exc}}]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Delta V = a_0^3/4$ — объем элементарной ячейки, а $V_{\text{exc}} = (4\pi/3)a_{\text{exc}}^3$ — объем экситона, а C_A и C_{AB} — соответствующие коэффициенты зависимости запрещенного зазора от состава x . Расчет по (4), использующий известные значения параметров $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [16–18], дает значения FWHM для $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ при $T \approx 0$ в пределах 2.6–2.8 мэВ, что согласуется с полной шириной линии, полученной в результате спектрального разложения с учетом деформации. Применяя наиболее современные данные по зависимости ширины запрещенной зоны от состава [18], где $C_A = 1.447$ и $C_{AB} = -0.15$, получаем для нашего состава FWHM = 2.6 мэВ. Полученная нами выше величина гомогенного уширения при $T = 1.7$ К $\Gamma_H = 0.15$ мэВ в таком случае может рассматриваться как ничтожная добавка к флуктуационной ширине. В то

же время она незначительно уступает и вполне сравнима с шириной линии экситонного поглощения в лучших, наиболее совершенных образцах GaAs. Это свидетельствует о том, что любое флуктуационное уширение может рассматриваться как негетогенное уширение относительно экситонных состояний квазикристалла.

7. Заключение

Нами был выполнен последовательный анализ экспериментальных данных [4], с целью разделения вкладов в полную ширину линии экситонного поглощения. Сопоставляя форму линии с кривыми Войта и исключая деформационный вклад и вклад континуума состояний, мы определили полную ширину на полувысоте для экситона с тяжелой дыркой. Далее, считая поведение экситонной линии до $T = 155$ К характерным для экситонного поляритона с пространственной дисперсией и пренебрегая вкладом второго механизма поляритонного переноса энергии — через локализованные состояния, — мы выделили вклад гомогенного уширения и получили реалистические величины для низкотемпературного вклада рассеяния на донорно-акцепторных парах и вероятности рассеяния на акустических фононах. Для более высоких температур, когда доминирующим становится рассеяние на оптических фононах, перекрывающее все другие виды уширения экситонной линии, удастся в рамках двухмодовой модели получить реалистическую вероятность взаимодействия экситонов с оптическими фононами. Однако состыковать эти данные с данными для гомогенного уширения, полученными из „поляритонного“ анализа, не удастся, так как здесь требуется на порядок меньший коэффициент вероятности взаимодействия LO-фононов с экситоном. Этот момент требует дальнейшего изучения. Теоретический расчет по [3] показывает хорошее согласие с экспериментом, хотя некоторые экспериментальные данные, полученные в экспериментах по люминесценции твердых растворов $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ [19], оказываются в существенном расхождении с нашими данными. Объяснение можно искать в неточной интерпретации наблюдавшегося экситонного состояния.

Список литературы

- [1] Н.Н. Аблязов, М.Э. Райх, А.Л. Эфрос. ФТТ, **24**, 353 (1983).
- [2] O. Goede, L. John, and D.H. Hennig. Phys. Status Solidi B, **89**, K183 (1978).
- [3] S.M. Lee, K.K. Bajaj. J. Appl. Phys., **73**, 1788 (1993).
- [4] R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin, S.A. Vaganov, M.A. Markosov, T.A. Shamirzaev, K.S. Zhuravlev, A.K. Bakanov, A.I. Toropov. Phys. Status Solidi C, **2**, 900 (2005).
- [5] Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин, М.С. Маркосов. ФТП, **11**, 1321 (2006).
- [6] G. Beadie, W.S. Rabinovich, D.S. Katzer, M. Goldenberg. Phys. Rev. B, **55**, 9731 (1997).
- [7] Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. ФТТ, **2**, 373 (1994).

- [8] A.R. Goni, A. Cantarero, K. Syassen, M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **41**, 1410111 (1990).
- [9] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [10] Н.Н. Ахмедиев. *ЖЭТФ*, **4** (10), 1534 (1980).
- [11] V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. *Semicond. Sci. Techn.*, **8** (7), 1235 (1993).
- [12] Г.Н. Алиев, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян. *ФТТ*, **5**, 869 (1998).
- [13] G.N. Aliev, N.V. Lukyanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, H. Hibbs, G. Hitrova. *Phys. Status Solidi A*, **93**, 164 (1997).
- [14] S. Rudin, T.L. Reinecke, B. Segall. *Phys. Rev. B*, **17**, 11218 (1990).
- [15] Sadao Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [16] Landolt-Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. New Series: Group III*, v. 17. [*Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*, ed. by O. Madelung (Springer Verlag, 1982)].
- [17] L. Pavesi, M. Guzzi. *J. Appl. Phys.*, **75**, 4779 (1994).
- [18] M. El Allali, C.B. Sørensen, E. Veje, P. Tidemand-Petersson. *Phys. Rev. B*, **7**, 4398 (1993).
- [19] K.S. Zhuravlev, A.I. Toropov, T.S. Shamirzaev, A.K. Bakarov. *Appl. Phys. Lett.*, **9**, (2000).

Редактор Л.В. Беляков

Excitonic linewidth in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ solid solutions

M.S. Markosov, R.P. Seisyan

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

Abstract The analysis of excitonic ground state line in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.15$) alloy of high perfection was performed using experimental data from recent work of R.P. Seisyan, (2005). Spectral decomposition of ground state line was done considering deformational splitting, contribution of Lorentz and Gauss lines of absorption and overlapping with states continuum widening with temperature. Because of the appearance of absorption temperature dependence typical for excitonic polaritons in matters with spatial dispersion the analysis of integral absorption was undertaken. Using parameters of critical dissipative exciton damping $\Gamma_c = 0.32 \text{ meV}$ and saturation absorption $K_{\text{max}} = 89.5 \text{ eV/cm}$ we derived the excitonic line homogenous broadening, which appeared to be about 0.2 meV up to critical temperature $T_c = 155 \text{ K}$. However the „natural“ linewidth of 1s exciton is about 2.6 meV (at $T = 1.7 \text{ K}$), which agrees the theoretical evaluations. At $T = 1.7\text{--}60 \text{ K}$ the inhomogeneous broadening of excitonic line due to localization and exciton dissipation in fluctuating potential is dominating and exceeds the contribution from ionized impurities and phonons. At the same time the inhomogeneous broadening of excitonic line does not influence the integral absorption by excitonic polaritons.