

Температурно-зависимое экситонное поглощение в длиннопериодных структурах множественных квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

© С.А. Ваганов[¶], Р.П. Сейсян

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

(Получена 24 мая 2010 г. Принята к печати 1 июня 2010 г.)

Исследована температурная зависимость края фундаментального поглощения длиннопериодных структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с различным числом квантовых ям в образцах с близким составом квантовых ям, шириной ям и периодом структуры. Экспериментальные результаты интерпретируются при помощи механизма экситон-поляритонного светопереноса с участием локализованных экситонов в ограниченных структурах с конечным числом квантовых ям. Обнаруженная низкотемпературная аномалия интегрального поглощения связывается с переизлучением резонансных локализованных экситонов вдоль конечной цепочки квантовых ям в отсутствие экситонного переноса. Получена экспериментальная оценка значения радиационного затухания экситона в одиночной квантовой яме. Продemonстрировано, что в области низких температур основной вклад в наблюдаемую ширину линии поглощения основного экситонного состояния уровней перехода тяжелой дырки определяется неоднородным уширением поля флуктуирующего потенциала, обусловленного композиционной неупорядоченностью твердого раствора. При низких температурах неоднородное уширение существенно превышает значения радиационного и нерадиационного истинного диссипативного затухания.

1. Введение

Экситонные поляритоны играют определяющую роль в процессах оптического поглощения и светопереноса вблизи края фундаментального поглощения полупроводников. Важное свойство экситонных поляритонов — наличие температурной зависимости интеграла по спектральной линии экситонного поглощения [1]. Эту зависимость (рост интегрального поглощения при увеличении температуры до некоторого критического значения, выше которого происходит насыщение) часто называют аномальной. При этом имеют в виду, что для связанных дипольных осцилляторов с бесконечной трансляционной массой интегральное поглощение не зависит от температуры [2]. Низкотемпературная аномалия интегрального экситонного поглощения света обусловлена конкуренцией процессов нерадиационного и радиационного распада экситонов, которые приводят к преобразованию энергии экситона во внутреннюю энергию полупроводника (истинное поглощение) и в энергию вторичного излучения соответственно. Конкретные механизмы температурно-зависимого нерадиационного затухания экситонов существенно зависят от типа полупроводниковой системы.

В полупроводниковых кристаллах зависимость интегрального поглощения от параметра затухания экситонов связывают с наличием пространственной дисперсии и, как следствие, добавочных световых волн [1]. Поглощение, которое при низких температурах обусловлено двумя модами — экситоноподобной и фотоноподобной, при критической температуре становится фактически одномодовым и перестает зависеть от температуры. Этой температуре соответствует критическое значение

параметра затухания $\Gamma_c = 2\hbar\omega_0\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\hbar\omega_{\text{LT}}}{Mc^2}}$ [1], которое зависит от энергии продольно-поперечного расщепления $\hbar\omega_{\text{LT}}$ и трансляционной массы M экситона с энергией $\hbar\omega_0$. С этой точки зрения интерпретируются все полученные к настоящему времени результаты по экситонному интегральному поглощению в кристаллах CdS [3,4], GaAs [5], ZnTe , CdTe [6], ZnSe [7].

В работе [5] было установлено наличие температурной зависимости интегрального поглощения, обусловленного квазидвумерными экситонами в короткопериодных гетероструктурах с квантовыми ямами $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$. Впоследствии низкотемпературная аномалия интегрального экситон-поляритонного поглощения была обнаружена для структур с одиночными и двойными квантовыми ямами $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ [8], а также для длиннопериодных структур $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ [9].

Теория экситон-поляритонного поглощения в одиночных квантовых ямах и периодических структурах была развита в работах [10–12]. Был сделан вывод, что в низкоразмерных гетероструктурах низкотемпературная аномалия интегрального поглощения связана с наличием температурно-зависимого экситон-поляритонного светопереноса путем переизлучения квазидвумерных экситонов между квантовыми ямами в отсутствие их „механического“ переноса. Найдено, что в цепочках с конечным числом N квантовых ям, которые являются открытыми оптическими системами, в отличие от неограниченных сред, интегральное поглощение становится зависящим от N . В теоретической работе [13] было показано, что при переходе от короткопериодных к длиннопериодным структурам, вплоть до брэгговских, с учетом эффектов неупорядоченности характерные зависимости интегрального экситонного поглощения от температуры и числа квантовых ям сохраняются.

[¶] E-mail: sv.exciton@mail.ioffe.ru

В работах [14,15] было продемонстрировано наличие температурной зависимости интегрального экситонного поглощения в полупроводниковых твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В образцах высокого кристаллофизического качества, исследованных в [14,15], температурная зависимость интегрального поглощения объясняется наличием двухмодового светопереноса с участием квазисвободных экситонов по аналогии со средами с пространственной дисперсией.

Результаты перечисленных работ свидетельствуют, что интегральное поглощение является эффективным методом экситон-поляритонной спектроскопии. Они показывают, в частности, что особенности температурной зависимости интегрального поглощения можно использовать в качестве критерия существования экситон-поляритонного светопереноса. В связи с этим весьма актуальным представляется углубленное изучение этого эффекта, особенно для длиннопериодных структур, которым посвящено сравнительно мало работ [9].

Цель данной работы — изучение зависимости от температуры и числа квантовых ям интегрального экситонного поглощения в длиннопериодных структурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с близким составом ям, ширинами ям и периодами структур. Для серии наноструктур были измерены экситонные спектры отражения и пропускания, на основе которых анализировались спектры поглощения. Получены температурные зависимости интегрального экситонного поглощения, ширины линий поглощения и параметра нерадикационного затухания экситона. Установлено наличие зависимостей интегрального экситонного поглощения от температуры и числа квантовых ям в структуре, которые находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории. Содержание статьи сводится к следующему. В разд. 2 описаны образцы и постановка оптического эксперимента. В разд. 3 приведены измеренные при разных температурах экситонные спектры отражения и пропускания, обработка которых и полученные температурные зависимости поглощения приведены в разд. 4. В разд. 5 обсуждаются температурные зависимости интегрального экситонного поглощения.

2. Образцы и техника экспериментального исследования

Экспериментально исследовались образцы, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из арсенида галлия. Слои квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ разделялись барьерными слоями GaAs . Из набора структур с различным числом периодов для исследований были отобраны образцы с близкими параметрами x состава квантовых ям, шириной L_Z слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и шириной L_B барьерных слоев GaAs . Исключительное качество квантовых ям исследованных образцов экспериментально подтверждается тонкой

Основными параметрами исследованных образцов. Данные изготовителя

Количество периодов N	Параметр состава x	Ширина слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ L_Z , нм	Ширина слоя GaAs L_B , нм	Период структуры d , нм
1	0.065	8.8	82.0	—
10	0.065	8.6	82.0	90.6
20	0.060	8.8	75.8	84.6
40	0.033	9.3	89.7	99.0

структурой экситонных спектров [16]. Параметры исследованных образцов¹ приведены в таблице.

При изготовлении и упаковке образцов использовалась методика [17], позволяющая получать образцы субмикронной толщины, свободные от неоднородных деформаций и остаточных напряжений. Подложки удалялись химическим травлением до достижения прозрачности в видимом диапазоне.² Полученные образцы переносились в бокс из покровного стекла и размещались свободно, без применения клеевой и механической фиксации. Для устранения эффекта возможного наложения высоких порядков интерференции Фабри–Перо на поверхностях покровных стекол их плоскопараллельность нарушалась неравномерным травлением в плавиковой кислоте. Для исследования температурных зависимостей оптического поглощения образцы помещались в криостат УТРЕКС-240. Требуемая температура образца в диапазоне 5–300 К поддерживалась с точностью 0.5 К регулированием потока паров жидкого гелия.

Оптическая схема экспериментальной установки описана в [18]. Интересующий участок изображения образца вырезался при помощи скрещенных щелей в промежуточном фокусе. Исследуемые образцы были достаточно прозрачны в видимой области, чтобы контролировать изображение образца визуально при помощи микроскопа, изображение на который проецировалось при помощи откидного зеркала. Спектры пропускания и отражения регистрировались поочередно при нормальном падении на образец. Электромеханические модуляторы помещались перед лампами. Спектр излучения ламп контролировался в начале и конце измерений. Шумовой спектр регистрировался после каждого измерения.

Аппаратная функция монохроматора была существенно уже интересующих деталей регистрируемого спектрального распределения, поэтому редукция к идеальному прибору не проводилась. Спектральная ширина щелей, скорость сканирования и время накопления сигнала выбирались в соответствии с требуемым спектральным разрешением [19].

¹ Образцы изготовлены в Научном оптическом центре университета Аризоны и любезно предоставлены Х. Гиббсом и Г. Хитровой.

² Прецизионное химическое травление образцов выполнено Н.Д. Ильинской.

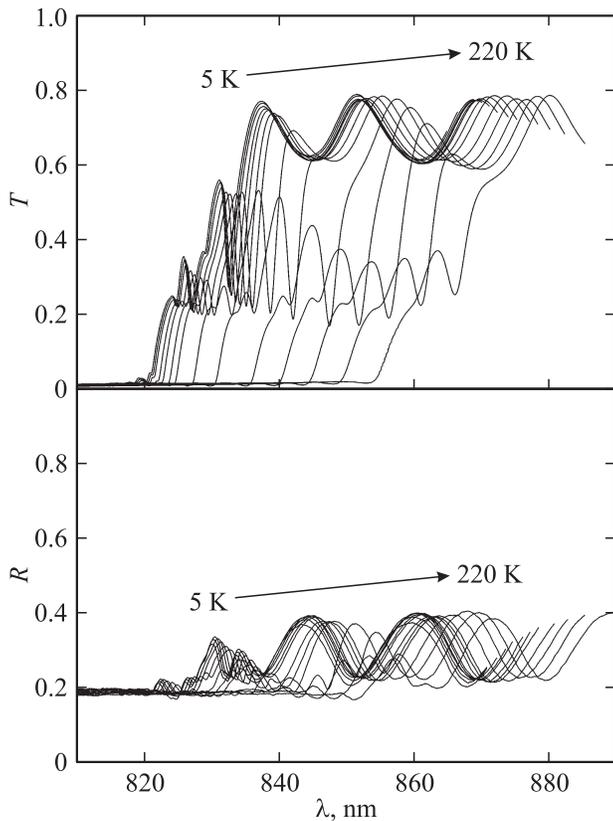


Рис. 1. Температурная эволюция спектров пропускания $T(\lambda)$ (верхние графики) и отражения $R(\lambda)$ (нижние графики) образца с количеством периодов $N = 40$.

3. Экситонные спектры длиннопериодных структур множественных квантовых ям

Температурная эволюция спектров пропускания $T(\lambda)$ и отражения $R(\lambda)$ изучаемых структур продемонстрирована на рис. 1. В области спектральной прозрачности образца наблюдается интенсивная интерференционная осцилляция, начало которой с повышением температуры смещается вместе с положением максимума экситонного поглощения в длинноволновую область. Интерференционные экстремумы в спектрах отражения и пропускания находятся в противофазе, при этом сильно искажая сигнал в областях экситонного поглощения. Процедура реконструкции поглощательной способности $A(\lambda) = 1 - T(\lambda) - R(\lambda)$ [12] продемонстрирована на рис. 2. В качестве характеристики поглощения исследовалась оптическая плотность, определенная как $D(\lambda) = -\ln\left(\frac{T(\lambda)}{1-R(\lambda)}\right)$ [12]. Соответствующий спектр показан на нижнем графике рис. 2.

Температурная эволюция спектров оптической плотности $D(\omega)$ образца с количеством периодов $T = 40$, полученных в результате совместной обработки спектров отражения и пропускания, продемонстрирована на верхних графиках рис. 3. Такая методика обработки

спектров практически полностью исключает модулирующее влияние осцилляций интерференции Фабри–Перо.

Спектры оптической плотности $D(\omega)$ содержат линии поглощения, соответствующие экситонным переходам в квантовой яме, связанным с легкой и тяжелой дыркой, а также переходам, связанным с экситонными особенностями в барьере GaAs. В исследуемых образцах ширина барьера существенно превышает экситонный боровский радиус $L_B \gg a_{ex}$, поэтому светопоглощение в барьерных областях может быть описано в рамках теории экситонных поляритонов в полупроводниковых кристаллах с учетом эффекта слабой деформации растяжения в плоскости слоя [9]. После удаления подложки напряжение, имевшееся в структуре из-за несоответствия

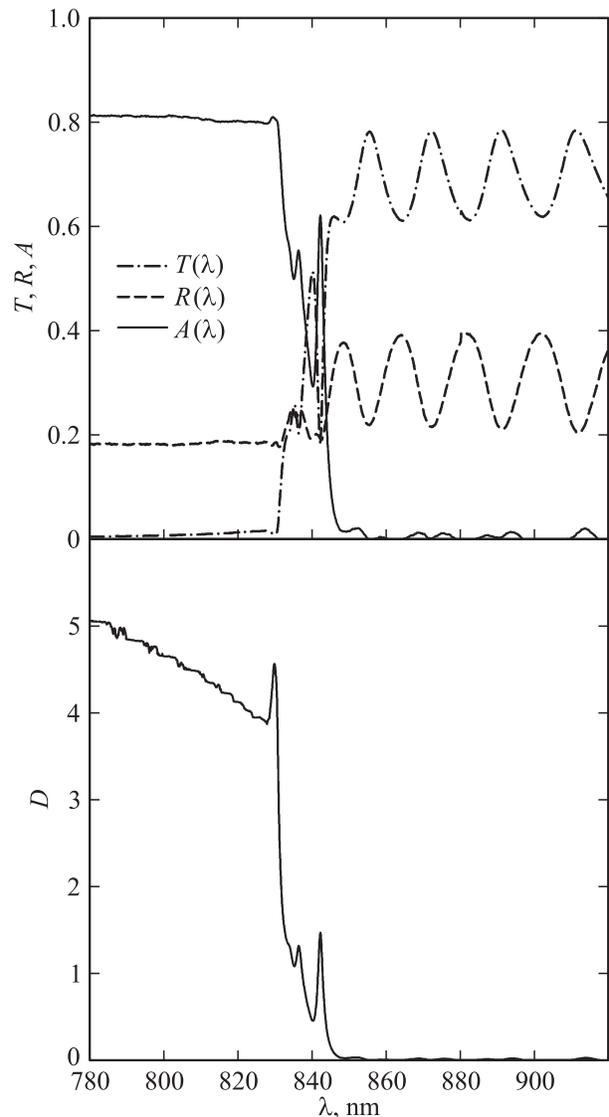


Рис. 2. Спектры пропускания $T(\lambda)$, отражения $R(\lambda)$ и поглощательной способности $A(\lambda)$ образца с количеством периодов $N = 40$ при температуре 100 K (верхние графики). На нижнем графике показан соответствующий спектр оптической плотности $D(\lambda)$.

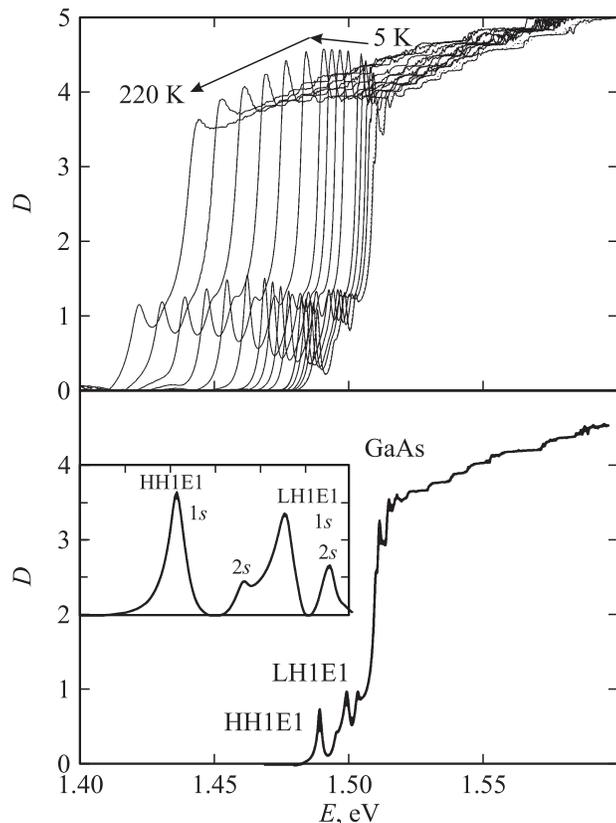


Рис. 3. На верхних графиках продемонстрирована температурная эволюция спектров оптической плотности $D(\lambda)$ образца с количеством периодов $N = 40$, полученных в результате совместной обработки спектров пропускания и отражения. На нижнем графике отдельно показан спектр при температуре 5 К. На вставке в увеличенном масштабе показаны выделенные из общего спектра линии экситонного поглощения в квантовой яме.

постоянных решеток InAs и GaAs, перераспределяется и частично передается в GaAs. Так как барьерные слои гораздо шире ям, напряжения, возникающие в них, весьма слабые, но достаточные для снятия вырождения зон легких и тяжелых дырок.

На нижнем графике рис. 3 отдельно показан спектр оптической плотности $D(\omega)$ при температуре 5 К. Особенности в длинноволновой области слабого поглощения соответствуют переходам в квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, особенности в коротковолновой области сильного поглощения соответствуют экситонным переходам в барьерной области. Первые две линии поглощения соответствуют основному ($1s$) и возбужденному ($2s$) состояниям экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1. Линии поглощения второй пары соответствуют основному ($1s$) и возбужденному ($2s$) состояниям экситона уровней перехода легкой дырки LH1E1. Для этого образца при температуре 1.7 К в магнитном поле наблюдалось возгорание линии, соответствующей возбужденному ($2s$) состоянию экситона уровней перехода тяжелой дырки LH1E1 [9]. Для образца с коли-

чеством периодов $N = 20$ наблюдалась линия перехода LH3E1. Согласно расчетам, из-за низкого содержания индия другие оптические переходы в такой структуре отсутствуют.

Температурно-зависимое поглощение изучалось для линии основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1 (см. вставку на нижнем графике рис. 3).

4. Температурно-зависимое экситонное поглощение

На верхних графиках рис. 4 показаны экспериментальные температурные зависимости максимальной оптической плотности $D(T)$, ширины линии $H(T)$ и интеграла оптической плотности $K(T) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega D(T, \omega)$ линии поглощения основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1 образца с количеством периодов $N = 40$.

В образцах с количеством периодов $N = 10$ и 40 значение оптической плотности в максимуме поглощения линии основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1 с ростом температуры первоначально увеличивается до температуры 90–100 К, затем монотонно уменьшается при одновременном увеличении ширины линии, которое начинается с температуры 60–70 К. При этом положение максимума поглощения смещается в длинноволновую область.

В образце с количеством периодов $N = 20$ в области температур 30–40 К наблюдается дополнительный локальный максимум. Спад поглощения начинается после перехода максимума при 80 К, и далее значение оптической плотности продолжает монотонно уменьшаться.

В образце с одиночной квантовой ямой $N = 1$ значение оптической плотности растет до температуры 30–40 К, затем монотонно уменьшается.

На нижнем графике рис. 4 показаны экспериментальные температурные зависимости ширины линии основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1.

Уширение спектральной линии экситона имеет достаточно сложную природу, для интерпретации которой выделяют гомогенную и негомогенную компоненты [20]. В области высоких температур зависимость ширины линии достаточно точно описывается приближением

$$H(T) = H_0 + H_{\text{opt}}(T), \quad (1)$$

где H_0 — температурно-независимая составляющая ширины линии;

$$H_{\text{opt}}(T) = B \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{kT}\right) - 1} \quad (2)$$

— вклад, обусловленный взаимодействием с оптическими фононами. В расчете использовались параметры $\hbar\omega_{\text{LO}} = 35.3$ мэВ, $B = 21.4$ мэВ [7].

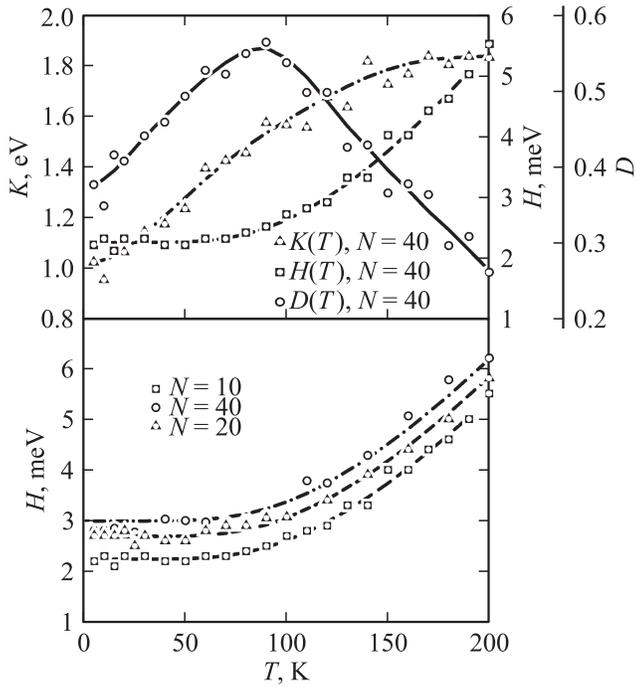


Рис. 4. Экспериментальные температурные зависимости максимальной оптической плотности $D(T)$, ширины $H(T)$ и интеграла оптической плотности $K(T)$ линии поглощения основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1 для образца с количеством периодов $N = 40$ (верхние графики). Линиями изображены интерпретации экспериментальных зависимостей. На нижних графиках показаны экспериментальные температурные зависимости ширины линии $H(T)$ исследуемых образцов. Линиями изображены аппроксимации ширины линии с учетом температурно-независимого вклада и вклада, обусловленного взаимодействием с оптическими фононами (2) с параметрами $\hbar\omega_{LO} = 35.3$ мэВ, $B = 21.4$ мэВ.

Температурно-независимая составляющая ширины линии увеличивается с увеличением числа слоев (но не пропорционально их количеству).

Исследуемые структуры выращены наиболее совершенным методом молекулярно-пучковой эпитаксии, поэтому основной вклад в ширину линии связан с неоднородным уширением полем флуктуирующего потенциала, обусловленного композиционной неупорядоченностью твердого раствора. Влияние несовершенства интерфейсной границы может вносить лишь незначительный вклад в ширину линии по сравнению с неоднородным уширением от сплавного беспорядка. Уширение линии из-за флуктуаций ширины ям L_Z также незначительно.

5. Интегральное поглощение

На нижних графиках рис. 5 показаны экспериментальные температурные зависимости интеграла оптической плотности $K(T)$ образцов структур множественных квантовых ям InGaAs/GaAs с различным количеством периодов N .

Интегральное поглощение в образцах с количеством периодов $N = 10$ и 40 монотонно растет с увеличением температуры и начинает насыщаться при температурах выше 200 К.

Интегральное поглощение в образце с количеством периодов $N = 20$ растет до температуры 30–40 К, следуя за ростом оптической плотности. Далее интегральное поглощение снижается и, претерпевая локальный максимум при температуре 80 К, начинает увеличиваться с температуры 100 К и насыщаться к температуре 200 К.

Для всех образцов характерны участок монотонного роста интегрального поглощения в области низких тем-

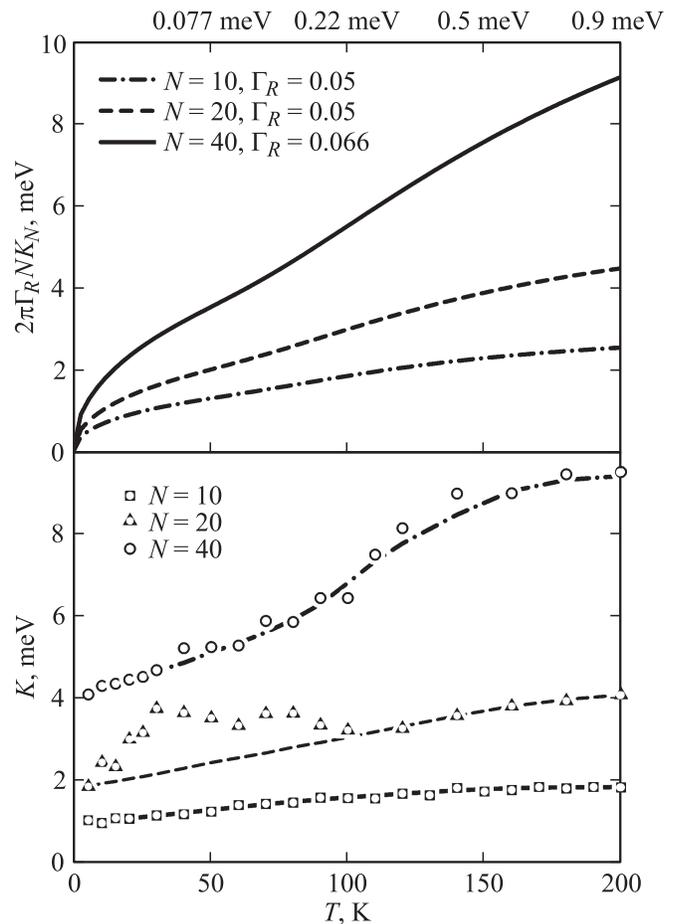


Рис. 5. Расчетные зависимости интегральных характеристик поглощения $2\pi N\Gamma_R K_N(T)$ (верхние графики). Температурная зависимость параметра затухания рассчитывалась согласно $\Gamma(T) = A \cdot T + B \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT}) - 1}$ с параметрами $A = 1.5$ мкэВ \cdot К $^{-1}$, $B = 4$ мэВ, $\hbar\omega_{LO} = 35.3$ мэВ. Выше масштабной сетки цифрами обозначены значения параметра затухания Γ , соответствующие значениям температуры T на нижних делениях оси координат. Экспериментальные температурные зависимости интеграла оптической плотности $K(T)$ образцов с различным количеством периодов N (нижние графики). Линиями изображены интерпретации экспериментальных зависимостей.

ператур и участок в области высоких температур, где интегральное поглощение начинает насыщаться.

Такой аномальный вид зависимости интегрального поглощения свойствен экситон-поляритонному механизму светопереноса. В полупроводниковых кристаллах механизм экситон-поляритонного светопереноса вблизи края фундаментального поглощения осуществляется свободными экситонами. В структурах с множественными квантовыми ямами экситон квазидвумерен и такой механизм не может быть реализован в направлении локализации.

Интегральное поглощение в образце с одиночной квантовой ямой растет до температуры 30–40 К, затем остается практически постоянным до температуры 140 К, после которой наблюдается некоторый спад. Такая температурная зависимость интегрального поглощения характерна для полупроводниковых кристаллов. Спад интегрального поглощения в области высоких температур, по-видимому, объясняется погрешностью, связанной с невозможностью адекватно изолировать контур линии основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки NH1E1 из общего спектра структуры.

На верхних графиках рис. 5 показаны зависимости интегральной характеристики $2\pi N\Gamma_R K_N(T) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega D_N(T, \omega)$ поглощения множественных квантовых ям [12], рассчитанные для длиннопериодной структуры GaAs/AlGaAs согласно теории экситон-поляритонного поглощения с участием механизма светопереноса локализованными экситонами. Зависимость $2\pi N\Gamma_R K_N(T)$ растет от нуля и практически насыщается при значениях параметра затухания, много больших, чем значение радиационного затухания $\Gamma \gg \Gamma_R$.

Экспериментальные температурные зависимости интеграла оптической плотности $K(T)$ (нижние графики рис. 5) и теоретические зависимости интегральной характеристики поглощения $K_N(T)$ (верхние графики рис. 5) качественно согласуются. Обе зависимости демонстрируют одинаковое аномально низкое поглощение в области низких температур, соответствующих малым значениям параметра затухания, и замедление роста интегрального поглощения в области высоких температур, соответствующих большим значениям параметра затухания. Таким образом, в структурах с множественными квантовыми ямами механизм переноса электромагнитной энергии может быть интерпретирован как экситон-поляритонный, который в отсутствие взаимодействия экситонов с диссипативной подсистемой происходит без истинного поглощения света.

Данный механизм связан с особой ролью радиационного затухания в бесконечных структурах квантовых ям и в ограниченных структурах с конечным числом квантовых ям. Экситон-поляритонный механизм светопереноса обеспечивается переизлучением локализованных в квантовых ямах экситонов без „механического“ переноса экситонов. Если число квантовых

ям в конечной цепочке невелико, то такой механизм приводит к температурно-зависимому поглощению. При малых значениях параметра нерадикационного затухания $\Gamma < \Gamma_R$, соответствующих низким температурам, радиационный распад экситона с переизлучением фотона превалирует над диссипативным рассеянием экситона, что приводит к аномально высокой прозрачности образца и нарушению закона Бугера. При увеличении параметра затухания $\Gamma \gg \Gamma_R$ с ростом температуры диссипативный распад экситонов становится основным, поглощение электромагнитной энергии отдельными квантовыми ямами становится независимым, аналогично поглощению в системе с конечным числом невзаимодействующих изолированных осцилляторов, для которого справедливы постоянство интегрального поглощения и выполнение закона Бугера.

Причины возникновения локальных максимумов в зависимости интегрального поглощения образца с числом слоев $N = 20$ требуют дополнительного изучения. Возможно, они обусловлены брэгговскими резонансами в отражении. Коэффициент поглощения в одиночной квантовой яме, как и его интегральные характеристики, имеет ограниченный физический смысл. Тем не менее абсолютное значение интеграла оптической плотности позволяет выполнить оценку значения радиационного затухания Γ_R , используя экспериментально определенное максимальное значение интеграла оптической плотности одиночной квантовой ямы K_{\max} [1]. Для модели квантовой ямы с эффективным локальным откликом [21]

$$\Gamma_R = \frac{K_{\max}}{2\pi} = 0.102 \text{ мЭВ.}$$

6. Заключение

Исследование температурной зависимости интегральных характеристик поглощения линии основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки NH1E1 длиннопериодных структур InGaAs/GaAs в образцах с близким составом квантовых ям, шириной ям и периодом структуры показало, что светоперенос в области соответствующего экситонного резонанса имеет экситон-поляритонный характер. Зависимость интегрального поглощения имеет характерный вид с минимальной величиной при самых низких температурах и последующим монотонным ростом, сопровождаемым уменьшением прозрачности. В области высоких температур рост интегрального поглощения практически прекращается. Такое аномальное поведение интегральных характеристик поглощения теоретически интерпретируется механизмом светопереноса, возникающим при резонансном переизлучении квазидвумерных экситонов, локализованных в квантовых ямах, без „механического“ переноса экситонов. Когерентность локализованных экситонных состояний в отдельных квантовых ямах поддерживается электромагнитной составляющей поляритона, длина волны λ которой существенно больше

области локализации экситона L_z . Когерентность излучения отдельных квантовых ям в протяженных структурах $Nd \gg \lambda$ поддерживается благодаря периодичности структуры.

В области повышения прозрачности при низких температурах экспериментально наблюдаемая ширина линии поглощения основного ($1s$) состояния экситона уровней перехода тяжелой дырки HH1E1 существенно превышает значения истинного диссипативного и радиационного затухания. При этом ширина линии определяется неоднородным уширением линии полем флуктуирующего потенциала, обусловленного композиционной неупорядоченностью твердого раствора ямы (внутриямный беспорядок), флуктуациями ширины ямы и периода структуры (межямный беспорядок), а также влиянием несовершенства интерфейсной границы.

Список литературы

- [1] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела*. (М.: Наука, 1976); Н.Н. Ахмедиев. ЖЭТФ, **79** (10), 1534 (1980); J.S. Nkoma. Phys. Status Solidi B, **97**, 657 (1980); G. Battaglia, A. Quattropani, P. Schwendimann. Phys. Rev. B, **34**, 8258 (1986).
- [2] R. Loudon. J. Phys. A, **3**, 233 (1970).
- [3] J. Voigt. Phys. Status Solidi B, **64** (2), 549 (1974).
- [4] Н.Н. Ахмедиев, Г.П. Голубев, В.С. Днепровский, Е.А. Жуков. ФТТ, **7**, 2225 (1983).
- [5] V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. Semicond. Sci. Techn., **8** (7), 1235 (1993).
- [6] Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. ФТТ, **36** (2), 373 (1994).
- [7] R.M. Datsiev, V.A. Kosobukin, N.V. Luk'yanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova. In: *Electrochemical Society Proceedings* ed. by R.T. Williams, W.M. Yen (1998) vol. **98–25**.
- [8] W.S. Shen, S.C. Shen, W.G. Tang, S.M. Wang, T.G. Anderson. J. Appl. Phys., **78**, 1178 (1995).
- [9] G.N. Aliev, N.V. Lukyanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, H. Hibbs, G. Hitrova. Phys. Status Solidi A, **93**, 164 (1997).
- [10] В.А. Кособукин, М.М. Моисеева. ФТТ, **37** (12), 3694 (1995).
- [11] В.А. Кособукин. ФТТ, **45** (6), 1091 (2003).
- [12] V.A. Kosobukin. Phys. Status Solidi B, **108**, 271 (1998).
- [13] В.А. Кособукин, А.Н. Поддубный. ФТТ, **49** (10), 1883 (2007).
- [14] 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).
- [15] Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин, М.С. Маркосов. ФТП, **40** (11), 1321 (2006).
- [16] R.P. Seisyan, Kh. Moumanis, S.I. Kokhanovskii, M.E. Sasin, A.V. Kavokin, H.M. Gibbs, G. Khitrova. In: *Recent Research Developments in Physics* ed. by S.G. Pandalai (Trivandrum, Transworld Research Network, 2001) vol.2, pt. II.
- [17] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [18] С.А. Марков, Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин. ФТП, **38** (2), 230 (2004).
- [19] А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский. *Техника и практика спектроскопии* (М., Наука, 1976).
- [20] М.С. Маркосов, Р.П. Сейсян. ФТП, **43** (5), 656 (2008).
- [21] Л.Б. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Оптические свойства наноструктур* (СПб., Наука, 2001).

Редактор Л.В. Беляков

Temperature dependent excitonic absorption in long-period multiple quantum well $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ structures

S.A. Vaganov, R.P. Seisyan

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

Abstract Temperature dependent absorption-edge spectra of long-period $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ multiple quantum well structures distinguished by number of quantum wells has been studied in samples with nearly equal well composition, width and structure period. The experimental results are interpreted with the help of exciton-polariton light transfer mechanism involving localized excitons in bounded structures with finite number of quantum wells. The observed low temperature anomaly of integrated absorption is associated with reradiation of resonant localized excitons along finite-length chain of quantum wells in the absence of exciton transfer. Radiative damping rate of exciton in a single quantum well has been estimated experimentally. Demonstrated that at low temperatures the major contribution to the observed absorption line width of ground exciton state of heavy hole transition levels is determined by inhomogeneous broadening by the field of fluctuating potential due to compositional disorder of solid solution. At low temperatures, inhomogeneous broadening substantially exceeds the values of radiative and nonradiative proper dissipative damping.