

Люминесценция ступенчатых квантовых ям в структурах GaAs/GaAlAs и InGaAs/GaAs/GaAlAs

© В.Ф. Агемян, Ю.А. Степанов, И. Акаи⁺, Т. Карасава⁺, Л.Е. Воробьев*, Д.А. Фирсов*, А.Е. Жуков[≠], В.М. Устинов[≠], А. Зейлмейер[°], С. Шмидт[°], С. Ханна[°], Е. Зибик[°]

Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Осака Сити университет, Сугимото, Осака 558, Япония

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

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

[°] Институт физики Байрейтского университета,
95440 Байреит, Германия

(Получена 15 октября 2003 г. Принята к печати 17 октября 2003 г.)

Исследованы спектры люминесценции легированных и нелегированных структур GaAs/GaAlAs и InGaAs/GaAs/GaAlAs, содержащих по несколько десятков ступенчатых квантовых ям. В излучении квантовых ям наблюдаются полосы, соответствующие свободным и локализованным экситонам, а также примесным состояниям. Спектры возбуждения люминесценции свидетельствуют об экситонном механизме релаксации возбуждения свободных экситонов до состояния $e1hh1$, тогда как локализованным экситонам и примесным состояниям свойственна независимая релаксация электронов и дырок. Проведено сравнение уровней энергии электронов и дырок, рассчитанных по модели Кейна для ступенчатых квантовых ям, с данными, полученными из спектров возбуждения люминесценции. По соотношению интенсивностей полос излучения экситонов $e1hh1$ и более высоких по энергии экситонных состояний установлено, что при росте уровня оптического возбуждения переход $e1hh1$ легче насыщается при высоких температурах вследствие увеличения времени жизни экситона. Рост возбуждения приводит к появлению и нелинейному усилению полосы излучения электронно-дырочной плазмы. При уровне возбуждения $\sim 10^5$ Вт/см² экситоны экранируются и полоса излучения плазмы доминирует в излучении квантовых ям. Неравновесные спектры люминесценции, полученные в пикосекундном режиме возбуждения и регистрации, показывают, что излучательные переходы $e1hh1$ и $e2hh2$ полностью поляризованы в плоскости квантовых ям.

1. Введение

Оптические свойства квазидвумерных полупроводниковых структур $A^{III}B^V$ интенсивно изучаются в течение трех десятилетий, объектами исследований являются нелегированные и легированные структуры разного рода и с различными типами гетерограниц. В последнее время много внимания уделяется оптическим спектрам структур, содержащих твердые растворы $In_xGa_{1-x}As$ в виде квазидвумерных квантовых ям (КЯ), квантовых нитей и квантовых точек, изготовленных как специально для научных исследований, так и для практического применения в качестве транзисторных и лазерных структур [1–9]. Структуры с простым профилем КЯ подробно изучены, так что в настоящее время вызывают интерес структуры, содержащие КЯ сложного профиля, в частности ступенчатые КЯ [10]. В нашей работе рассмотрены оптические свойства структур GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs и In_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs, содержащих широкие КЯ, в дно которых встроены узкие КЯ. Основными задачами работы являются: 1) сравнение энергий уровней электронов и дырок, измеренных по спектрам возбуждения люминесценции (СВЛ) и рассчитанных с учетом непараболичности зон; 2) установление типов излучательной рекомбинации в легированных и нелегированных струк-

турах; 3) исследование спектров излучения в условиях слабого и сильного оптического возбуждения при различных температурах и режимах регистрации.

2. Характеризация образцов и экспериментальная техника

Структуры GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках из полупроводникового арсенида галлия с ориентацией поверхности $\langle 100 \rangle$, содержат несколько десятков ступенчатых КЯ. Исследовались нелегированная структура 4-447 и структуры 4-443 и 4-445 с легированными узкими областями КЯ, где концентрация кремния составляет $2.6 \cdot 10^{17}$ и $7.9 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Структуры 4-447, 4-443 и 4-445 содержат 35, 60 и 40 ступенчатых КЯ соответственно (профиль потенциала в структуре 4-447 показан на рис. 1, а). Нелегированная структура In_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 4-189 содержит 20 нелегированных ступенчатых КЯ, которые отделены от подложки и покровного слоя короткопериодными сверхрешетками Ga_{0.65}Al_{0.35}As (рис. 1, б).

Люминесценция возбуждалась непрерывным аргоновым лазером и импульсными лазерами — азотным с энергией квантов излучения 3.68 эВ, длительностью

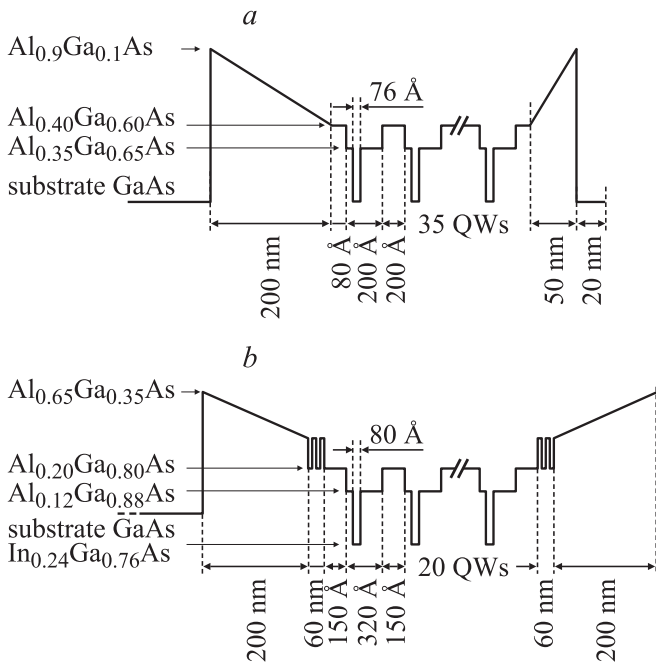


Рис. 1. Профиль потенциала в структурах с КЯ (QWs). *a* — структура 4-447 GaAs/AlGaAs с 35 нелегированными КЯ; покровный слой толщиной 20 нм легирован кремнием в концентрации $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. *b* — структура 4-189 InGaAs/AlGaAs с 20 нелегированными КЯ, область с КЯ ограничена сверхрешетками $[\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}(20 \text{ \AA}) / \text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}(10 \text{ \AA})] \times 50$.

импульсов 5 нс и частотой их следования 100 Гц, параметрической системой на основе Nd:YAG-лазера с длительностью импульсов 10 нс и частотой повторения 10 Гц, а также второй гармоникой лазера на Nd:YAG с импульсами длительностью в несколько пс. Параметрическая система, которая позволяет плавно перестраивать энергию лазерного излучения, использовалась для исследования СВЛ КЯ. С помощью пикосекундных импульсов второй гармоники Nd:YAG-лазера измерялась быстрая кинетика люминесценции КЯ и регистрировались неравновесные спектры излучения КЯ. Спектры пропускания структур в области межподзонных переходов были получены с помощью многопроходной геометрии.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Спектры люминесценции

Вид спектра люминесценции нелегированной структуры 4-447 при температуре $T = 3 \text{ K}$ существенно зависит от способа оптического возбуждения (рис. 2, *a*). При достаточно сильном надбарьерном возбуждении спектр состоит из трех узких полос. В случае подбарьерного селективного возбуждения в экситонный переход $e2hh2$ (см. СВЛ на рис. 3, *a*) в люминесценции КЯ наблюдается только одна полоса, при слабом надбарьерном — две более низкоэнергетические полосы.

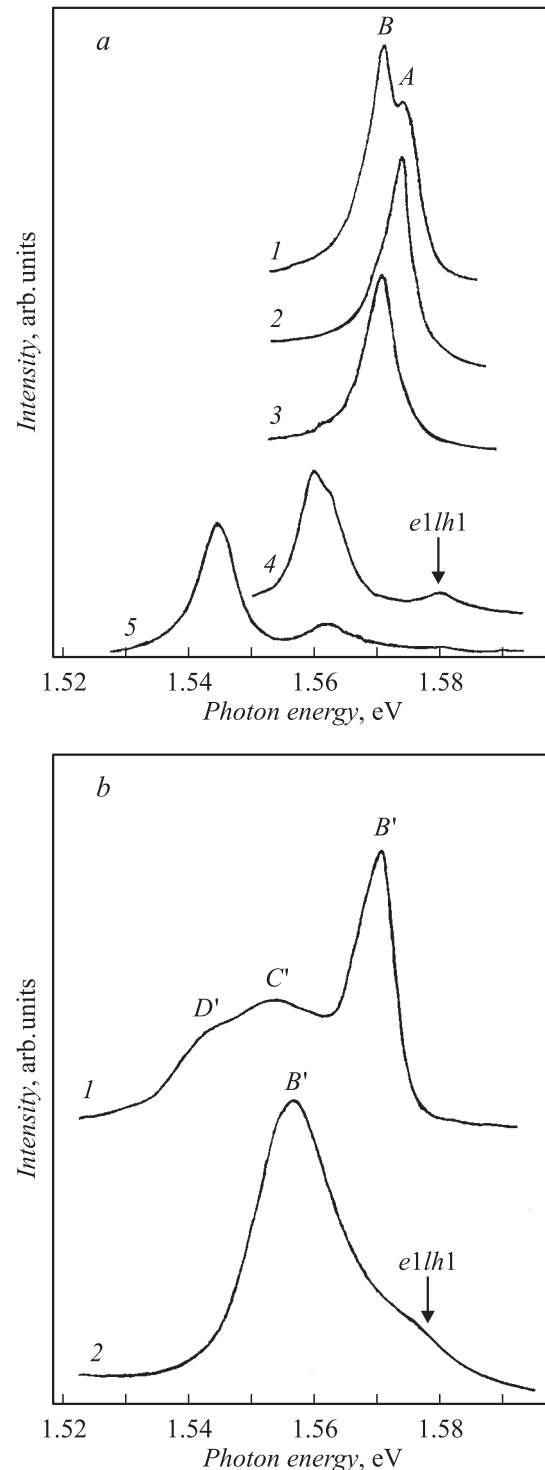


Рис. 2. Спектры люминесценции нелегированной и легированной структур GaAs/GaAlAs. *a* — нелегированная структура 4-447; 1, 4, 5 — сильное надбарьерное возбуждение, 2 — селективное возбуждение в максимум спектра возбуждения люминесценции 1.7395 эВ (см. рис. 3, *a*), 3 — слабое надбарьерное возбуждение; $T = 3$ (1–3), 100 (4), 200 K (5); A — свободный экситон $e1hh1$, B — экситон, локализованный на интерфейсе. *b* — легированная структура 4-445, надбарьерное возбуждение; $T = 3.4$ (1) и 100 K (2); B' — локализованные экситоны $e1hh1$, C', D' — примесные состояния, $e1lh1$ — экситонный переход с участием легкой дырки.

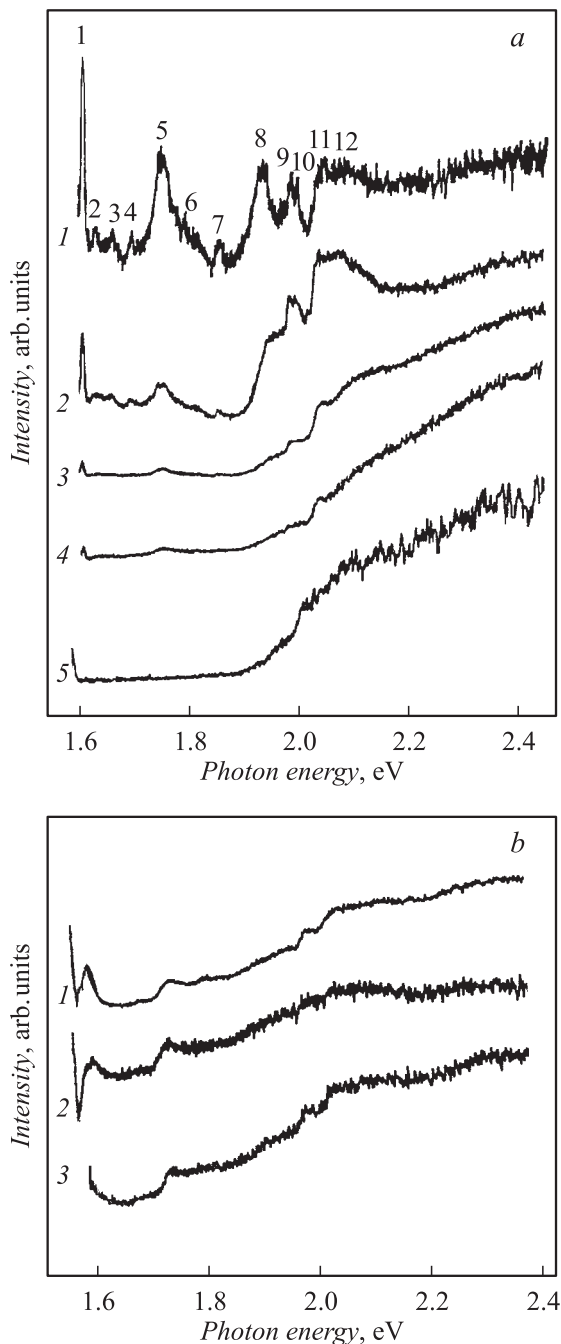


Рис. 3. Спектры возбуждения люминесценции в структурах GaAs/GaAlAs при $T = 3.4$ К. *a* — нелегированная структура 4-447; регистрация на высокоэнергетическом крыле полосы люминесценции *A* (1), в максимуме полосы *A* (2), в максимуме полосы *B* (3), на низкоэнергетическом хвосте полосы *B* (4, 5) (см. рис. 2, *a*); номера пиков в спектре 1 соответствуют обозначениям в табл. 2. *b* — легированная структура 4-445; регистрация в максимумах полос люминесценции *B'* (1), *C'* (2) и *D'* (3) (см. рис. 2, *b*).

Высокоэнергетическая полоса соответствует свободным экситонам $e1hh1$, расстояние от нее до двух других полос составляет 4 и 8 мэВ, что хорошо согласуется с

типичными энергиями локализации экситона в системе GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs на монослойных флуктуациях ширины КЯ с различными латеральными размерами [11]. Сильную зависимость структуры спектра люминесценции от энергии возбуждающих фотонов мы объясняем тем, что при резонансном возбуждении экситона $e2hh2$ происходит релаксация экситона как целого, при этом он не локализуется в течение излучательного времени жизни. При надбарьерном возбуждении электрон и дырка релаксируют независимо друг от друга и формируют локализованный экситон следующим образом: сначала происходит захват дырки флуктуацией ширины КЯ, затем локализованная дырка присоединяет электрон своим кулоновским полем. Достаточно сильное надбарьерное возбуждение насыщает состояния локализованных экситонов, и в этих условиях из электронов и дырок формируются свободные экситоны. При нагревании образца выше 130 К спектр люминесценции значительно сужается благодаря делокализации экситонов, и, кроме того, появляется полоса излучения, соответствующая экситонному переходу с участием легких дырок $e1lh1$. Вопрос о природе излучения из КЯ GaAs недавно изучался в работе [12] методом люминесценции с временным разрешением и методом *pump-probe*. Авторы работы пришли к выводу, что в случае резонансного и нерезонансного способов возбуждения спектры качественно различаются, что согласуется с нашими результатами.

В спектре излучения легированных кремнием структур 4-443 и 4-445 при $T = 3.4$ К присутствуют сильная полоса локализованных экситонов и две более слабые полосы, отстоящие от основной на 20–30 мэВ (рис. 2, *b*) и обусловленные, по-видимому, примесями. При $T > 50$ К примесные полосы последовательно исчезают, а экситоны $e1lh1$ делокализуются.

Измерения кинетики люминесценции при 3.4 К показали, что время нарастания экситонного излучения составляет несколько десятков пс, далее следует быстрый спад интенсивности в течение 250 пс, после чего затухание экситона хорошо описывается зависимостью $\exp(-t/t_0)$ со значением $t_0 \approx 1$ нс, и t_0 мало изменяется при увеличении интенсивности возбуждения в пределах 2 порядков. За время полного затухания экситонной люминесценции интенсивность примесного излучения в легированных структурах изменяется слабо.

Температурное изменение энергии экситонного пика $e1hh1$ в интервале $T = 3$ –300 К хорошо описывается для исследованных структур известной формулой Варшны [13] $\Delta E = aT^2/(T + b)$, $a = 0.5405 \cdot 10^{-3}$, $b = 204.0$.

Квантовый выход люминесценции КЯ в исследованных структурах уменьшается с ростом температуры от 80 до 200 К в 4–6 раз в зависимости от уровня возбуждения и типа структуры. Интегральная интенсивность люминесценции КЯ в InGaAs/GaAs при 100 К увеличивается с ростом возбуждения быстрее, чем при 1.4 К.

Таблица 1. Энергии уровней размерного квантования в структуре 4-447

Главное квантовое число	Электроны	Тяжелые дырки	Легкие дырки
1	47.5	12.8	34.5
2	171.3	50.7	132.8
3	284.8	111.6	217.0
4		187.3	—
5		209.6	—

Примечание. Энергии приведены в мэВ, отсчет ведется от дна соответствующих квантовых ям.

Таблица 2. Сравнение экспериментальных и расчетных энергий переходов

Номер пика СВЛ и тип перехода	Энергетическое расстояние от перехода $e1hh1$, мэВ	
	Эксперимент (3.4 К)	Расчет
1 $e1lh1$	17	21.7
2 $e1hh2$	41.5	38
3 ?	72	
4 $e1hh3$	108	100
($e1lh1$)		(120)
5 $e2hh2$	164	162
6 $e1hh3$	210	204
7 $e3lh1$	270	259
8 $e3hh3$	348	336
($e3lh2$)		(357)
9 $e3hh4$	404	412
10 $e3hh4$	409	412
11 $e3lh3$	450	441
($e3hh5$)		(434)
12 (ступень)	500	500
межзонный переход в барьере $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$		

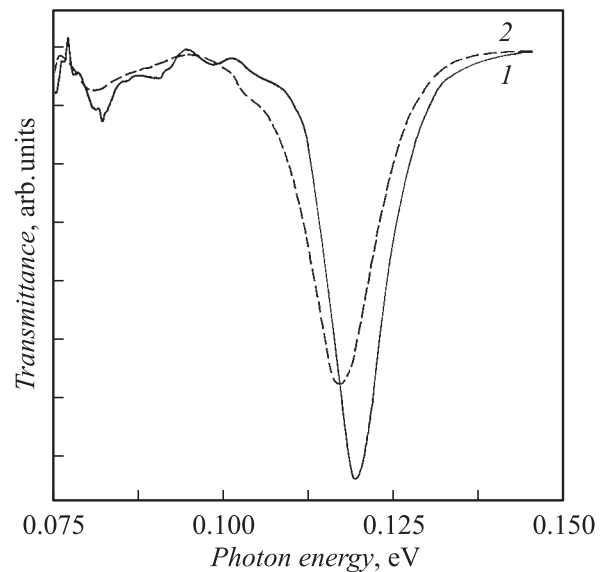
3.2. Спектры возбуждения люминесценции

В нелегированной структуре 4-447 вид спектра возбуждения люминесценции при низкой температуре сильно зависит от энергии фотона, на которой регистрируется спектр (рис. 3, *a*). При $T = 3.4$ К в СВЛ свободных экситонов (высокоэнергетический край спектра излучения КЯ) наблюдается ряд острых пиков, сильных и слабых, и резкая коротковолновая ступень около 2.03 эВ. Если сместить энергию регистрации в область излучения локализованных состояний, СВЛ сглаживается, и остаются только слабые особенности, соответствующие сильным пикам и ступени в СВЛ свободных экситонов. При $T = 100$ К СВЛ слабо структурирован для всего спектра люминесценции. В случае легированных структур 4-443 и 4-445 вид СВЛ не имеет резких особенностей и слабо зависит от температуры и энергии фотонов (рис. 3, *b*).

Эти результаты показывают, что возбуждение в резонанс с экситонами, соответствующими верхним электронным и дырочным подзонам КЯ ($e2hh2$ и т.д.), при низких температурах сильно увеличивает квантовый выход люминесценции только для свободных экситонов. Отсутствие такого же эффекта в СВЛ локализованных экситонов подтверждает, что они образуются в основном не в результате захвата свободных экситонов уширенными областями КЯ, а путем последовательной локализации в такой области дырки и электрона.

Резкая структура СВЛ свободных экситонов дает возможность провести сопоставление максимумов этого спектра с расчетами электронных уровней, проведенными для ступенчатых КЯ структуры 4-447 с учетом непараболичности электронной зоны. Эти расчеты проведены в рамках модели Кейна с использованием метода матриц переноса. Положения дырочных уровней определялись в приближении постоянной эффективной массы. Рассчитанные энергии уровней размерного квантования для электронов и дырок приведены в табл. 1 (отсчет ведется от дна соответствующих КЯ).

В табл. 2 приведены разности энергий между переходом $e1hh1$ и переходами, соответствующими более высоким уровням размерного квантования электронов и дырок, полученные на основании расчетов. Эти данные сравниваются с энергетическими расстояниями от пиков СВЛ до максимума излучения свободных экситонов $e1hh1$ 1.5757 эВ при $T = 3.4$ К в структуре 4-447. Это позволило идентифицировать пики СВЛ, а также оценить, насколько хорошо согласуются расчет и эксперимент для ступенчатых КЯ.

**Рис. 4.** Спектры пропускания легированной структуры 4-445 в области межподзонных переходов при $T = 20$ (1) и 300 К (2). Полоса поглощения соответствует электронному переходу $e1e2$.

3.3. Межподзонные переходы

Спектр межподзонных переходов в поглощении был изучен для легированной структуры 4-445 в температурном интервале $T = 20\text{--}300\text{ К}$ (рис. 4). Он содержит полосу поглощения, энергия которой 0.118 эВ при 20 К согласуется с расстоянием между уровнями $e1$ и $e2$, рассчитанным и измеренным по СВЛ. При повышении температуры до комнатной максимум полосы сдвигается к 0.115 эВ , что характеризует температурную зависимость расстояния между двумя нижними электронными уровнями в ступенчатой КЯ. Эта зависимость в основном определяется температурным изменением высоты барьеров в исследуемых структурах.

3.4. Люминесценция при сильном возбуждении

Рассмотрим изменения спектров люминесценции, полученных в режиме непрерывной регистрации излучения, по мере усиления импульсного возбуждения. Экситонная полоса $e1hh1$ в люминесценции нелегированной структуры 4-447 при $T = 3\text{ К}$ уширяется при увеличении надбарьерной импульсной накачки. При уровне накачки $I \approx 5 \cdot 10^3\text{ Вт/см}^2$ возникает новая полоса, которая при дальнейшем росте I сверхлинейно усиливается и смещается в сторону низких энергий, тогда как экситонная полоса ослабляется и полностью исчезает при $I = 3 \cdot 10^4\text{ Вт/см}^2$ (рис. 5, *a*). Новую полосу следует интерпретировать как излучение электронно-дырочной плазмы, сильный сдвиг полосы при росте I определяется перенормировкой энергий электронов и дырок в КЯ в условиях высокой концентрации фотоносителей. Уровень возбуждения $I = 3 \cdot 10^4\text{ Вт/см}^2$ соответствует плотности потока фотонов 10^{16} см^{-2} за время лазерного импульса, равное 10 нс , т.е. в расчете на одну КЯ — более 10^{14} см^{-2} . При радиусе экситона в КЯ $a_{\text{ex}} = 10\text{ нм}$ $(\pi a_{\text{ex}}^2)^{-1} = 3 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$; если время жизни экситона составляет $\sim 1\text{ нс}$, такой уровень возбуждения должен приводить к полному экранированию кулоновского взаимодействия, что наблюдается экспериментально.

Аналогичная трансформация спектра излучения с ростом I наблюдается при 100 К , отличия заключаются в том, что значительно больше усиливается высокоэнергетический хвост экситонной люминесценции и, кроме того, полосы экситонного и плазменного излучения накладываются друг на друга. Сильное сужение спектра при $I > 10^4\text{ Вт/см}^2$ свидетельствует о полном экранировании экситонного эффекта, и в этом случае люминесценция КЯ целиком определяется излучением плазмы (рис. 5, *b*). Появление и сверхлинейное усиление новой полосы нельзя приписать образованию заряженных экситонных комплексов вследствие того, что эта полоса наблюдается при высоких температурах.

Рассмотрим более подробно изменения, происходящие в спектрах люминесценции ступенчатых КЯ при

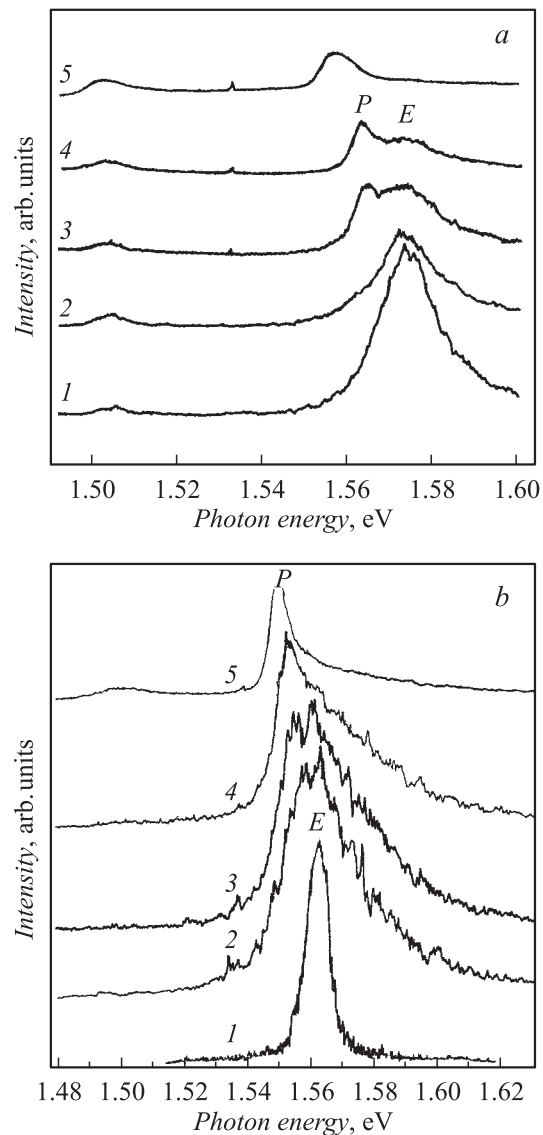


Рис. 5. Спектры люминесценции нелегированной структуры 4-447 GaAs/GaAlAs при различных температурах и уровнях возбуждения I . E и P — полосы излучения экситонов и электронно-дырочной плазмы. *a* — I , 10^4 Вт/см^2 : 1 — 0.2 , 2 — 0.4 , 3 — 0.6 , 4 — 1.3 , 5 — 8.7 ; $T = 3\text{ К}$. *b* — I , 10^4 Вт/см^2 : 1 — 0.01 , 2 — 0.15 , 3 — 0.3 , 4 — 0.6 , 5 — 4 ; $T = 100\text{ К}$.

увеличению уровня импульсного оптического возбуждения излучением азотного лазера и при росте температуры от 4 К до комнатной. В случае слабого возбуждения при повышении температуры появляется слабый коротковолновый хвост излучения вследствие термического заселения возбужденных состояний. Рост уровня импульсного оптического возбуждения приводит к относительному усилению переходов из более высоких состояний. При низких температурах энергии двух острых коротковолновых пиков удовлетворительно согласуются с ожидаемыми энергиями излучательных экситонных переходов $e1hh3$ и $e2hh2$ (рис. 6).

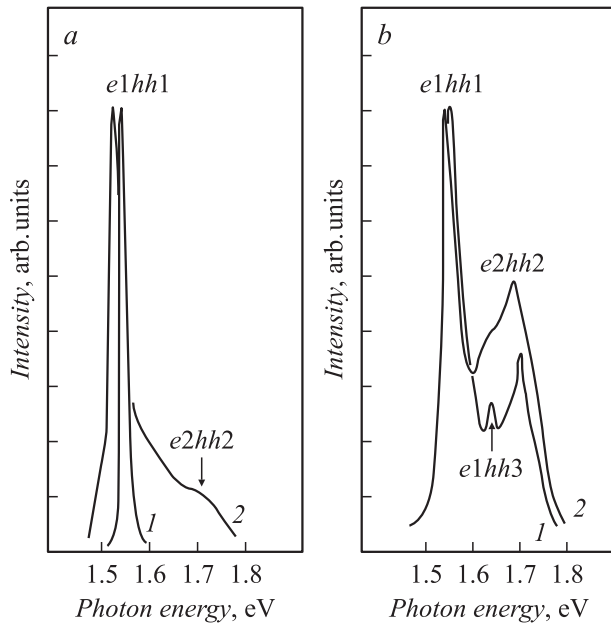


Рис. 6. Спектры люминесценции структуры 4-445 GaAs/GaAlAs при $T = 77$ (a) и 160 К (b) и уровнях возбуждения $I = 10^2$ (1) и 10^4 Вт/см² (2). Спектры нормированы на максимальную интенсивность.

Характерной особенностью люминесценции исследованных КЯ является то, что чем выше температура образца, тем больше относительная интенсивность излучения из возбужденных состояний при росте уровня возбуждения. Увеличение вклада более высоких состояний можно объяснить насыщением основного перехода $e1hh1$, т.е. рост температуры облегчает насыщение. Это адекватно увеличению времени жизни экситона $e1hh1$ τ_{ex} с ростом температуры, что согласуется с

результатами работ [14–16]. В работе [14], где было получено соотношение между τ_{ex} и зависящей от температуры спектральной шириной экситонной линии в КЯ, показано, что в силу закона сохранения момента при росте температуры уменьшается доля экситонов, способных участвовать в излучательной рекомбинации. В работах [15,16] экспериментально наблюдался линейный температурный рост τ_{ex} в двумерных структурах, причем в КЯ с шириной 6–10 нм нагревание от 10 до 100 К увеличивало τ_{ex} с 150 до 1500 пс [16]. Недавно было показано [17], что температурные свойства τ_{ex} для КЯ InGaAs сильно зависят от ориентации подложки GaAs, при этом для ориентации (001) наблюдается значительное увеличение τ_{ex} при нагревании образца.

Наиболее сильная трансформация при росте уровня возбуждения до 10^4 Вт/см² и выше наблюдалась нами при высоких температурах в излучении КЯ In_{0.24}Ga_{0.76}As (структура 4-189). На рис. 7 представлены спектры люминесценции при сильном и слабом возбуждении в интервале температур $T = 4$ –300 К. В случае сильного возбуждения проявляются экситон $e2hh2$ и новая полоса, которая при 4 К выглядит как плечо на контуре экситона $e1hh1$. С ростом температуры эта полоса быстро усиливается и при $T = 270$ К доминирует в излучении, при этом экситонные переходы $e1hh1$ и $e2hh2$ видны как слабые особенности по обе стороны ее контура. Эта полоса, по-видимому, является излучением электронно-дырочной плазмы, аналогичным излучению нелегированной структуры 4-447 с КЯ GaAs при сильном возбуждении (рис. 5). Следует отметить, что в ступенчатых КЯ In_{0.24}Ga_{0.76}As максимум плазменной полосы, доминирующей при высоких уровнях возбуждения, расположен с высокоэнергетической стороны от экситонного перехода $e1hh1$.

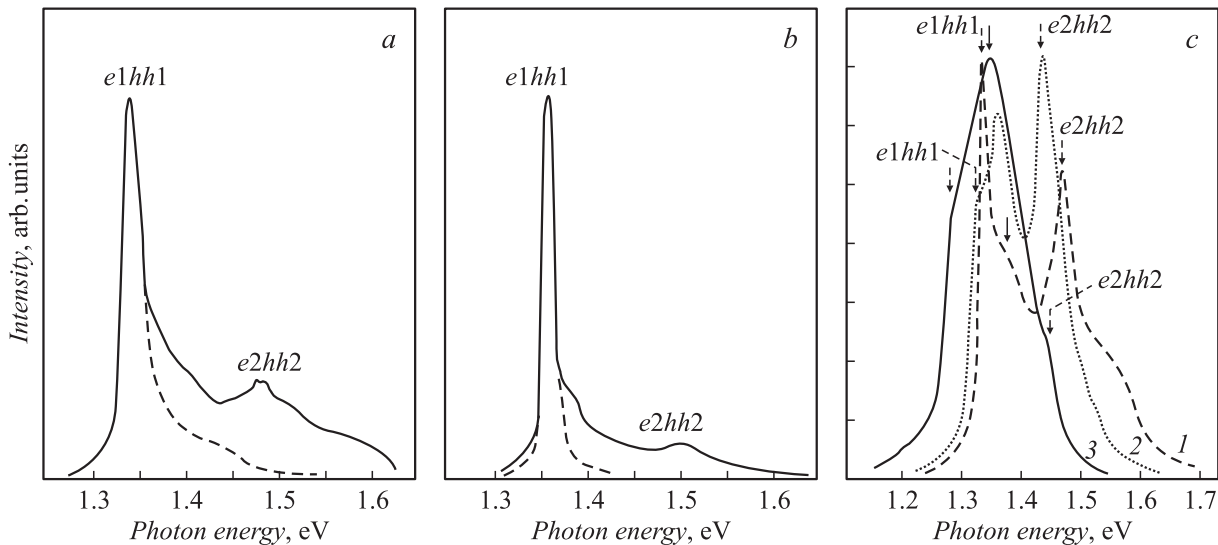


Рис. 7. Люминесценция структуры 4-189 InGaAs/GaAs/GaAlAs при различных температурах и уровнях оптического возбуждения. a — $T = 77$ К, $I = 10$ Вт/см² (сплошная линия) и 10^3 Вт/см² (штриховая линия). b — $T = 4$ К, $I = 10$ Вт/см² (сплошная линия) и 10^3 Вт/см² (штриховая линия). c — сильное возбуждение с $I > 10^4$ Вт/см², $T = 130$ (1), 185 (2) и 300 К (3); штриховыми стрелками показаны экситонные переходы, сплошными стрелками — полоса излучения электронно-дырочной плазмы.

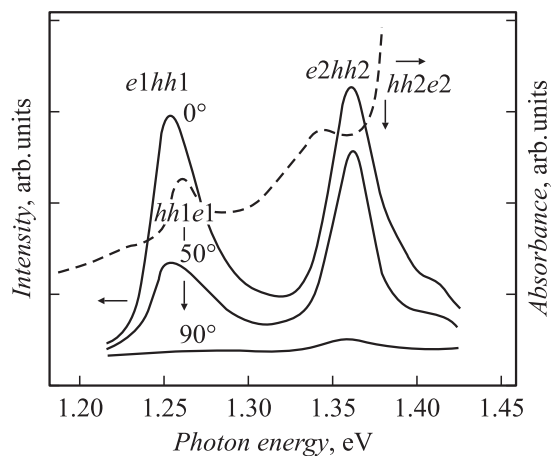


Рис. 8. Спектры фотолюминесценции структуры 4-189 InGaAs/GaAs/GaAlAs для разных поляризаций (сплошные кривые) и спектр межзонного поглощения (штриховая). $T = 300$ К. Указан угол между плоскостью поляризации света и плоскостью КЯ.

Спектры люминесценции легированных структур 4-443 и 4-445 ведут себя в зависимости от температуры и уровня возбуждения подобно спектрам нелегированной структуры 4-447, однако преобладание излучения плазмы при тех же уровнях возбуждения в них не достигается.

На рис. 8 представлены спектры поляризованной люминесценции структуры 4-447, возбужденной лазерными импульсами (2.33 эВ) мощностью ~ 300 Вт и длительностью 4 пс, а также спектр поглощения этой структуры. Возбуждающий свет фокусировался в пятно диаметром 300 мкм на поверхности структуры у края образца, и люминесценция регистрировалась со стороны торца. При таком уровне возбуждения поверхностная концентрация неравновесных носителей заряда составляет $10^{13} - 10^{14}$ см $^{-2}$, так что носители заполняют не только нижние, но и вышележащие подзоны. Излучение, связанное с переходами электронов на уровни тяжелых дырок, должно быть поляризовано в плоскости структуры [18], что и наблюдается экспериментально. Поскольку в этом опыте люминесценция возбуждается пикосекундными импульсами и регистрируется лишь в течение нескольких пс после окончания возбуждения, спектры излучения являются неравновесными. В этих спектрах, во-первых, наблюдается сильная полоса переходов между возбужденными подзонами электронов и тяжелых дырок и, во-вторых, не проявляется описанное выше излучение электронно-дырочной плазмы, которое формируется сравнительно медленно.

4. Заключение

Таким образом, установлено, что в СВЛ свободных экситонов $e1hh1$ в нелегированных структурах GaAs/GaAlAs со ступенчатыми КЯ при $T \approx 3$ К на-

блюдаются резкие пики, соответствующие возбуждению экситонов вышележащих электронных и дырочных подзон, в то время как в СВЛ локализованных экситонов и примесных состояний нелегированных и легированных структур эти пики выражены слабо или не наблюдаются вообще. В первом случае экситон релаксирует как целое, тогда как локализованные и примесные состояния образуются из независимо релаксировавших электронов и дырок. При сильном оптическом возбуждении структур GaAs/GaAlAs и InGaAs/GaAs/GaAlAs насыщение нижнего излучательного перехода $e1hh1$ легче достигается при высоких температурах, что свидетельствует о температурном увеличении времени жизни экситона $e1hh1$. Начиная с уровня возбуждения $5 \cdot 10^3$ Вт/см 2 , в люминесценции структур появляется и сверхлинейно усиливается полоса излучения электронно-дырочной плазмы, а экситонное излучение исчезает вследствие экранирования кулоновского взаимодействия. Излучательные переходы $e1hh1$ и $e2hh2$, полученные в пикосекундном режиме возбуждения и регистрации, поляризованы в плоскости КЯ, что согласуется с теорией.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта E02-3.4-426 Министерства образования России.

Список литературы

- [1] Y.Q. You, W. Staguhn, S. Takeyama, N. Miura, Y. Segawa, Y. Aoyagi, S. Namba. Phys. Rev. B, **43** (5), 4152 (1991).
- [2] N. Miura..... Phys. St. Sol. (a), 263 (1), 178 (2000).
- [3] S. Martini, A.A. Quivy, A. Tabata, J.R. Leite. J. Appl. Phys., **90** (5), 2280 (2002).
- [4] G. Bacquet, F. Hassen, N. Lauret, J. Barry, A. Marti Ceschlin, N. Grandjean, J. Masies. Superlat. Microstruct., **14**, 117 (1993).
- [5] J. Martinez-Pastor et al. Superlat. Microstruct., **14**, 39 (1993).
- [6] C. Lopez, R. Mayoral, F. Meseguer, J.A. Porto, J. Sanchez-Dehesa, M. Leroux, N. Grandjean, C. Deparis, J. Masies. J. Appl. Phys., **81**, 3281 (1997).
- [7] Q. Zhou, M.O. Manasreh, B.D. Weaver, M. Missous. Appl. Phys. Lett., **81** (18), 3374 (2002).
- [8] H. Weman, L. Sirigu, K.F. Karisson, K. Leifer, A. Rudra, E. Kapon. Appl. Phys. Lett., **81** (15), 2839 (2002).
- [9] C. Constantin, E. Martinet, M.-A. Dupertius, F. Reinhardt, G. Biasiol, E. Kapon, O. Stier, M. Grundman, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **61**, 4488 (2000).
- [10] В.Я. Алешкин, Д.М. Гапонова, Д.Г. Ревин, Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шальгин, А.Д. Андреев, А.Е. Жуков, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Г.Э. Цырлин, В.А. Егоров, Ф. Фоссард, Ф. Жульен, Е. Тове, Д. Пал, С.Р. Шмидт, А. Зейлмейер. Известия РАН. Сер. физ., **67** (2), 196 (2003).
- [11] U. Jahn, H.T. Grahn. Phys. St. Sol. (b), **234** (1), 443 (2002).
- [12] G.R. Hayes, B. Deveaux. Phys. St. Sol. (a), **190** (3), 637 (2002).
- [13] Y.P. Varshni. Physica (Amsterdam), **34**, 149 (1967).
- [14] J. Feldman, G. Peter, E.O. Gobel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxson, R.J. Elliott. Phys. Rev. Lett., **59**, 2337 (1987).

- [15] L.C. Andreani, F. Tassone, F. Bassani. *Sol. St. Commun.*, **77**, 641 (1991).
- [16] H. Jeong, I.-J. Lee, J.-C. Seo, M. Lee, D. Kim, S.-J. Park, S.-H. Park, U. Kim. *Sol. St. Commun.*, **85**, 111 (1993).
- [17] B.L. Liu, B. Liu, Z.Y. Xu, W.K. Ge. *J. Appl. Phys.*, **90** (10), 5111 (2002).
- [18] P.S. Jr. Zory. *Quantum well lasers* (Boston, Academic Press, 1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Luminescence of stair-like quantum wells in GaAs/GaAlAs and InGaAs/GaAs/GaAlAs structures

V.F. Agekyan, Yu.A. Stepanov, I. Akai⁺, Karasava⁺, L.E. Vorob'ev^{}, D.A. Firsov^{*}, A.E. Zhukov[≠], V.M. Ustinov[≠], A. Zeilmeyer[°], S. Shmidt[°], C. Hanna[°], E. Zibik[°]*

Saint-Petersburg State University,
198504 St. Petersburg, Russia

⁺ Osaka City University, Sugimoto, Osaka
558, Japan

^{*} State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

[≠] Ioffe Physicotechnical Institute,

Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

[°] Institute of Physics, University of Bayreuth,
Bayreuth 95440, Germany