

Исследование механизмов фото- и электролюминесценции в квантово-размерных гетероструктурах InSb/InAs

© Я.В. Терентьев[¶], М.С. Мухин, В.А. Соловьев, А.Н. Семенов,
Б.Я. Мельцер, А.А. Усикова, С.В. Иванов

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

(Получена 2 февраля 2010 г. Принята к печати 12 февраля 2010 г.)

Проведено систематическое исследование фото- и электролюминесценции в гетероструктурах InSb/InAs со сверхтонкими вставками InSb, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Измерения выполнены в диапазоне температур от 2 до 300 К на большой выборке образцов различной конструкции и с различными способами выращивания как матрицы InAs, так и ультратонких вставок InSb. Главная цель работы заключалась в идентификации основных каналов излучательной рекомбинации в этих гетероструктурах. Показано, что оптические переходы, связанные с акцепторными примесными центрами в матрице InAs, являются важным механизмом, снижающим эффективность люминесценции вставок InSb при комнатной температуре. Полученные результаты имеют важное значение для выработки оптимальных режимов роста и дизайна активной области светоизлучающих приборов на основе квантово-размерных гетероструктур InSb/InAs, излучающих в диапазоне 3–5 мкм.

1. Введение

Актуальность разработки и создания эффективных полупроводниковых излучателей среднего ИК диапазона (3–5 мкм), несмотря на значительные успехи в этой области, по-прежнему остается высокой. Это обусловлено, с одной стороны, широкой областью применения (экология, связь, промышленность, оборона, медицина, фундаментальные исследования и т.д.), а с другой — отсутствием на рынке достаточно мощных компактных светоизлучающих приборов, перекрывающих данную область спектра.

Гетероструктуры на основе узкозонных соединений $A^{III}B^V$ являются классическими для конструирования таких оптоэлектронных приборов. Особое внимание в этой области привлекают квантово-размерные гетероструктуры типа II, позволяющие не только получить энергию оптического перехода меньше, чем ширины запрещенных зон использованных полупроводников, но и плавно изменять ее. Особенность такого рода систем заключается в относительно слабой силе осциллятора оптического перехода, так как он здесь является непрямым. Однако этот недостаток может быть в значительной степени преодолен в наноструктурах с пониженной размерностью, в которых можно реализовать значительное перекрытие волновых функций электронов и дырок. Не так давно нами были предложены и выращены гетероструктуры типа II с квантовыми ямами (КЯ) и точками (КТ) на основе InSb/InAs [1] (зонная диаграмма таких гетероструктур представлена на вставке к рис. 1). Эта система интересна прежде всего тем, что энергия оптического перехода в ней перекрывает диапазон длин волн 3.2–5.4 мкм при изменении толщины квантово-размерной вставки InSb в InAs в интервале

всего лишь 0.5–2.0 монослоя (МС). В результате исследований с использованием технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) нами был разработан оригинальный метод получения квантово-размерных гетероструктур InSb/InAs, обладающих интенсивной фото- и электролюминесценцией (ФД и ЭЛ) при криогенных температурах [2]. Однако при комнатной температуре наблюдался значительный спад люминесценции. В данном методе вставки InSb с номинальной толщиной, не превышающей 1 МС, формировались путем кратковременной выдержки поверхности роста InAs под потоком Sb_4 за счет эффективной реакции замещения атомов мышьяка атомами сурьмы. Для получения InSb-вставок с толщиной более 1 МС сначала использовалась процедура выдержки поверхности InAs под потоком Sb_4 с последующим принудительным осаждением некоторого количества InSb.

Несмотря на то что попытки получения структур с КТ InSb/InAs предпринимались и другими технологическими методами, в частности методом жидкофазной [3,4] и газофазной [5] эпитаксий, отсутствие надежных данных по ФЛ полученных этими методами наноструктур не позволяет с полной уверенностью интерпретировать их как заявленные объекты.

Полученные нами гетероструктуры InSb/InAs с толщиной вставки InSb 0.6–2 МС продемонстрировали яркую ФЛ и ЭЛ в диапазоне длин волн от 3.5 до 4.3 мкм. Исследования морфологии образцов с толщиной вставки ~ 1 МС показали образование в плоскости вставки InSb-обогащенных островков с характерными размерами 2.5 ± 1.5 нм и поверхностной плотностью $\sim 10^{12}$ см⁻², что соответствует среднему расстоянию между островками ~ 100 Å. Радиус экситона в InAs почти в 3 раза больше этой величины, поэтому данную InSb-вставку можно рассматривать либо как ансамбль сильно связанных КТ, либо как единую КЯ с сильно флуктуирующей шириной. Справедливость пер-

[¶] E-mail: yakov.terentyev@pop.ioffe.rssi.ru

Таблица 1. Образцы для ФЛ

№	Номер образца	Параметры роста InAs матрицы		Тип проводимости подложки	Метод роста InSb-вставки
		скорость роста, Å/мин	температура роста, °C		
1	N6-631	70	430	<i>n</i>	Выдержка под Sb ₄
2	N6-632	70	430	<i>n</i>	» »
3	N6-634	70	420	<i>n</i>	» »
4	N6-636	70	435	<i>n</i>	» »
5	N6-792	42	430	<i>n</i>	Выдержка под Sb ₄ , ЭПМ рост InSb, выдержка под As ₄ *
6	N6-797	30	430	<i>p</i>	» »
7	N6-799	30	430	<i>p</i>	» »
8	N6-805	30	450	<i>p</i>	» »

Примечание. * Финальная процедура выдержки под потоком As₄ должна приводить к обратному замещению атомов Sb атомами As в тройном растворе InAsSb, образующемся в пограничной области InAs матрицы вследствие эффекта сегрегации Sb. Таким образом, предполагается формирование резкой гетерограницы InSb/InAs. Однако выдержка под As₄ приводит также и к уменьшению геометрических размеров островков, обогащенных Sb. Для компенсации этого эффекта на предшествующей стадии производилось дополнительное осаждение InSb методом эпитаксии с повышенной миграцией атомов (ЭПМ).

вого подхода была доказана в работе [6], где изучались температурные и мощностные зависимости интенсивности ФД, обнаружившие поведение, характерное для ансамбля сильно связанных КТ. В работе [7] исследовались ФЛ структур с несколькими плоскостями КТ InSb, разделенными квантово-размерными слоями InAs. В таких структурах было продемонстрировано образование электронной сверхрешетки (СР) из плоскостей КТ. При приложении магнитного поля вдоль оси роста магнитная локализация электронов в КТ разрушает сильную связь между ними в направлении, перпендикулярном магнитному полю, т.е. в плоскости вставки, что в свою очередь приводит к разупорядочению указанной СР и исчезновению ее электронной минизоны. Обнаруженный эффект согласуется с моделью описания плоского мас-

сива КТ InSb в рамках единой КЯ с флуктуирующей шириной. Наряду с ФЛ нами исследовалась и ЭЛ при инжекционной накачке. При $T = 80$ К основной вклад в ЭЛ дает полоса излучения от InSb-вставок, однако при увеличении температуры до комнатной с ней начинает эффективно конкурировать люминесценция из InAs-матрицы. Пока этот эффект не позволяет использовать обсуждаемые гетероструктуры для создания ИК светодиодов с длиной волны свыше 3 мкм, эффективных при комнатной температуре. Эта проблема послужила стимулом для более глубокого и систематического исследования механизмов излучательной рекомбинации в гетероструктурах с InSb/InAs КТ, основные результаты которого изложены в настоящей работе.

2. Методика эксперимента

2.1. Образцы для исследования фотолюминесценции

Экспериментальные образцы были выращены на *n*- или *p*-подложках InAs (001) с помощью МПЭ. Их можно разделить на две группы, различающиеся технологией получения вставок InSb и матрицы InAs. В образцах первой группы вставки формировались только путем экспонирования поверхности InAs под потоком сурьмы. При таком способе эпитаксии, как было показано в работе [8], слой матрицы, прикрывающий вставки, представляет собой тройной раствор InAsSb, в котором концентрация Sb плавно падает в направлении роста, что является проявлением процесса сегрегации сурьмы. Во второй группе образцов предпринимались дополнительные меры, направленные на формирование резкой границы InSb/InAs и достижение большей однородности размера КТ. Основные характеристики образцов и особенности роста приведены в табл. 1.

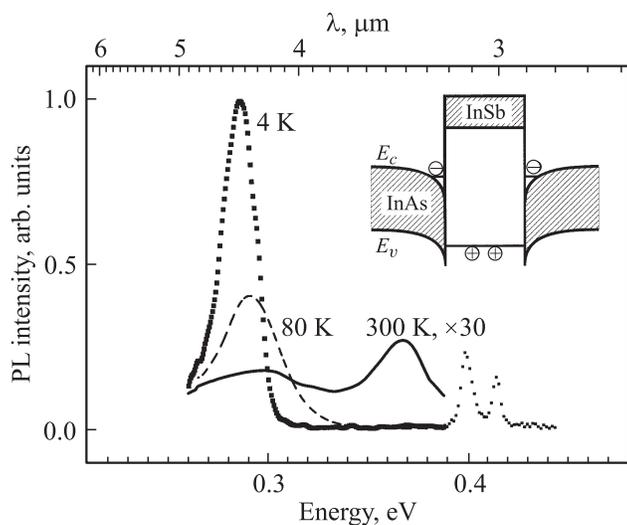


Рис. 1. Типичные спектры фотолюминесценции, полученные при температурах 4, 80 и 300 К. На вставке — зонная диаграмма гетероструктуры InSb/InAs с квантово-размерной вставкой InSb.

Для увеличения яркости люминесценции во всех образцах формировалось несколько вставок InSb, разделенные слоями InAs толщиной 10–15 нм. В образцах 1–4 активная область была ограничена потенциальными барьерами для электронов, сформированными более широкозонными слоями AlGaAsSb. Расстояние от крайних вставок до этих слоев равнялось расстоянию между вставками.

2.2. Образцы для исследования электролюминесценции

Образцы для ЭЛ представляли собой диодные структуры на основе InAs. Активная область образцов содержала по 7 плоскостей КТ InSb. Область со вставками была заключена между потенциальными барьерами для электронов AlGaAsSb, толщина InAs между крайней вставкой и барьером составляла 100 Å. В образце 9 область p – n -перехода, в которой располагались InSb-вставки, преднамеренно не легировалась, а n -тип проводимости этой области p – n -перехода был обусловлен собственными донорными центрами эпитаксиального InAs с концентрацией $n_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В образце 10 область с InSb-вставками легировалась до получения p -типа проводимости с избыточной концентрацией акцепторов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На поверхности гетероструктуры методом обычной фотолитографии с применением химического травления и вакуумного напыления формировались глубокие мезы с диаметром 500 мкм, имеющие кольцевой омический контакт. Основная информация по образцам для ЭЛ приведена в табл. 2.

2.3. Методика регистрации люминесценции

Для проведения экспериментов в широком интервале температур использовался гелиевый криостат проточного типа. Спектры ФЛ измерялись в геометрии обратного рассеяния при трех значениях температуры: 4, 80 и 300 К. Для возбуждения ФЛ использовался лазерный диод с длиной волны излучения $\lambda_{\text{ex}} = 809 \text{ нм}$, работающий в непрерывном режиме. Свет фокусировался на образце в пятно с диаметром 1 мм, плотность мощности излучения составляла $\sim 10 \text{ Вт/см}^2$. Спектры ЭЛ измерялись при токе накачки 150 мА. ФЛ и ЭЛ записывались в квазинепрерывном режиме с частотой модуляции света (тока) $\sim 300 \text{ Гц}$. Спектры излучения записывались с помощью метода синхронного детектирования с использованием решеточного монохроматора и InSb-фотодиода, охлаждаемого жидким азотом.

3. Основные экспериментальные результаты и их обсуждение

Из полученных экспериментальных данных следует, что в общем случае при температуре 4 К в спектр ФЛ могут давать вклад три линии (рис. 1). Первая, с длиной волны около 4 мкм, связана с рекомбинацией носителей,

Таблица 2. Образцы для ЭЛ

№	Номер образца	Тип проводимости активной области
9	N6-633	n
10	N4-644	p

локализованных в КТ InSb. Спектральное положение двух других пиков не зависит от параметров вставок InSb и отвечает оптическим переходам в InAs. Полоса с меньшей энергией соответствует донорно-акцепторным (DAP) переходам, с большей — рекомбинации свободных дырок и электронов, локализованных мелкими донорами (Dh-переходы).

При температуре 80 К наблюдается только линия, соответствующая люминесценции квантовых точек. Увеличение температуры до 300 К приводит к тому, что в спектре ФЛ наряду с сигналом от КТ появляется вклад, связанный с межзонными переходами в матрице InAs, хотя средний уровень сигнала падает примерно в 30 раз. Такое поведение ФД может быть обусловлено сильной температурной зависимостью подвижности дырок в InAs [9], связанной со сменой доминирующего механизма рассеяния, а также усилением роли безызлучательных переходов. При концентрации акцепторов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (в первом приближении можно предположить, что концентрации донорных и акцепторных центров одного порядка) максимум подвижности соответствует 80 К, а при температурах 4 и 300 К подвижность дырок падает на 2–3 и 1 порядок величины соответственно. Поскольку при гелиевых температурах подвижность дырок относительно мала, время диффузии неравновесных дырок, образующихся в объемных слоях InAs, в область квантово-размерных InSb вставок оказывается сравнимым с излучательным временем жизни носителей в InAs. Это объясняет наличие в гелиевых спектрах ФЛ пиков как от вставок, так и от матрицы (в виде DAP- и Dh-линий). При повышении температуры до азотной время диффузии резко падает и начинает доминировать рекомбинация через состояния дырок, локализованных InSb-вставками. При комнатной температуре подвижность дырок опять уменьшается и наблюдаются пики ФЛ как от КТ, так и от межзонных переходов в InAs. Очевидно, что при $kT \approx 27 \text{ мэВ}$ должен быть эффективным двухступенчатый процесс теплового выброса дырки из InSb КТ в валентную зону InAs. Оценка энергии локализации дырки в InSb КТ при толщине вставки 1 МС составляет $\sim 63 \text{ мэВ}$ [4], тогда как энергия ионизации акцептора равна примерно 15–18 мэВ, так что энергия перехода дырки из КТ на акцептор в InAs меньше $2kT$, и вероятность этого перехода велика. Затем дырка с большой вероятностью может перейти в валентную зону InAs. Заметим, что вследствие довольно большого разброса геометрических размеров КТ энергетический спектр локализованных состояний дырок для всего ансамбля КТ достаточно

широк и образует почти непрерывную лестницу связанных между собой локализованных состояний с энергией активации, существенно меньшей, чем это следует из ФЛ [4]. Данное обстоятельство делает процесс перехода дырок из КТ InSb в InAs еще более вероятным. Межзонная рекомбинация в InAs происходит за счет прямых оптических переходов, тогда как в КТ — путем непрямых переходов (строго говоря, некоторое перекрытие волновых функций электронов и дырок в рассматриваемых структурах с КТ все же есть из-за образования сверхрешетки для электронов, о чем говорилось в первой части статьи). Поэтому можно ожидать, что при $T = 300$ К излучательная рекомбинация в InAs-матрице будет эффективно конкурировать с оптическими переходами в InSb КТ. Из всего вышесказанного можно сделать следующие интересные выводы. Во-первых, для оценки относительного оптического качества массива КТ (этот критерий мы будем ассоциировать с яркостью ФЛ) следует использовать спектры, полученные при $T = 80$ К. Во-вторых, уменьшение ФЛ из InSb КТ при $T = 300$ К существенным образом обусловлено конкуренцией со стороны InAs-матрицы. Очевидно, что эффективность канала рекомбинации через матрицу зависит от концентрации примесных центров. Эту величину можно грубо оценить по амплитуде пиков примесной ФЛ, измеренной при $T = 4$ К. Однако следует иметь в виду, что при слишком большой концентрации примеси амплитуда соответствующих линий ФЛ будет мала, а пики сильно уширены.

Очевидно, что приведенная выше модель является достаточно грубой и не учитывает множество второстепенных деталей. Тем не менее на качественном уровне она полностью согласуется с экспериментальными данными, полученными для большой группы образцов. Для наглядности эти данные представлены в виде диаграммы, отражающей амплитуды разных линий ФЛ для каждого из образцов при трех температурах (рис. 2). Для $T = 4$ К (рис. 2, *a*) примесная ФЛ представлена на примере DAP-линии (поведение Dh-линии в целом повторяет DAP). Все результаты представлены в нормированном виде, допускающем численное сравнение всех приведенных на графике данных. Начнем рассмотрение с температуры 80 К, при которой, согласно нашей модели, можно сравнить между собой образцы по оптическому качеству InSb-вставок. Наилучший результат получен на образцах 5 и 6. Эти образцы относятся к группе, где проводились дополнительные технологические приемы, направленные на формирование более однородного массива КТ и уменьшение эффекта сегрегации. В первой группе (1–4), где эти меры не предпринимались, все образцы демонстрируют намного худший результат. Измерения ФЛ при 4 К подтверждают данный вывод. Кроме того, гелиевые измерения позволяют оценить степень чистоты InAs-матрицы по интенсивности примесных линий ФЛ. Видно, что DAP-линия в образцах 5–7 имеет наибольшую амплитуду, что говорит о большой концентрации примесей (здесь под понятием „примесь“ мы подразумеваем не только электрически

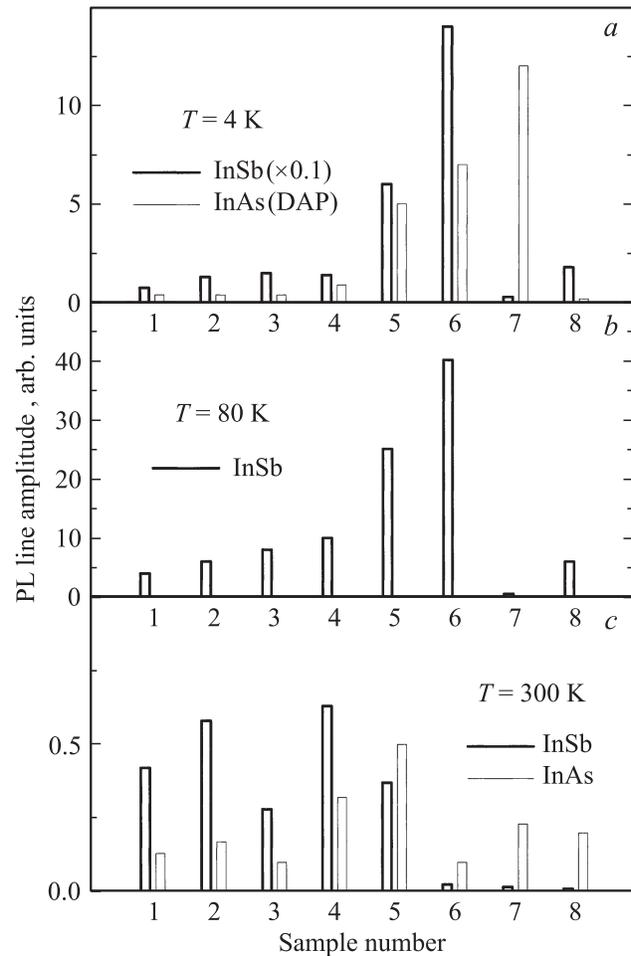


Рис. 2. Амплитуда линий ФЛ для образцов 1–8, измеренных при $T = 4, 80$ и 300 К.

активные примеси посторонних химических элементов, но и дефекты кристаллической решетки, поставляющие в запрещенную зону донорные или акцепторные уровни). Образец 8 имеет малую амплитуду DAP-линии, но она сильно уширена (полуширина линии составляет 13 мэВ по сравнению с 5 мэВ в лучших образцах). Поэтому можно утверждать, что и в нем очень много примесей, о чем свидетельствует и ФЛ при $T = 300$ К. Итак, все образцы второй группы (5–8) имеют относительно высокую концентрацию примесей. Скорее всего, это связано с использованием меньшей скорости роста InAs, которая для этой группы образцов была меньше в среднем в 2 раза по сравнению с первой группой (табл. 1). Хорошо известно, что уменьшение скорости обычно способствует увеличению встраивания примесей.

В соответствии с предложенной моделью большая концентрация примесей должна приводить к гашению высокотемпературной ФЛ из КТ вследствие конкуренции со стороны дополнительного канала рекомбинации в InAs. Это и наблюдается в эксперименте. Так, например, образцы из второй группы 5 и 6, с одной стороны,

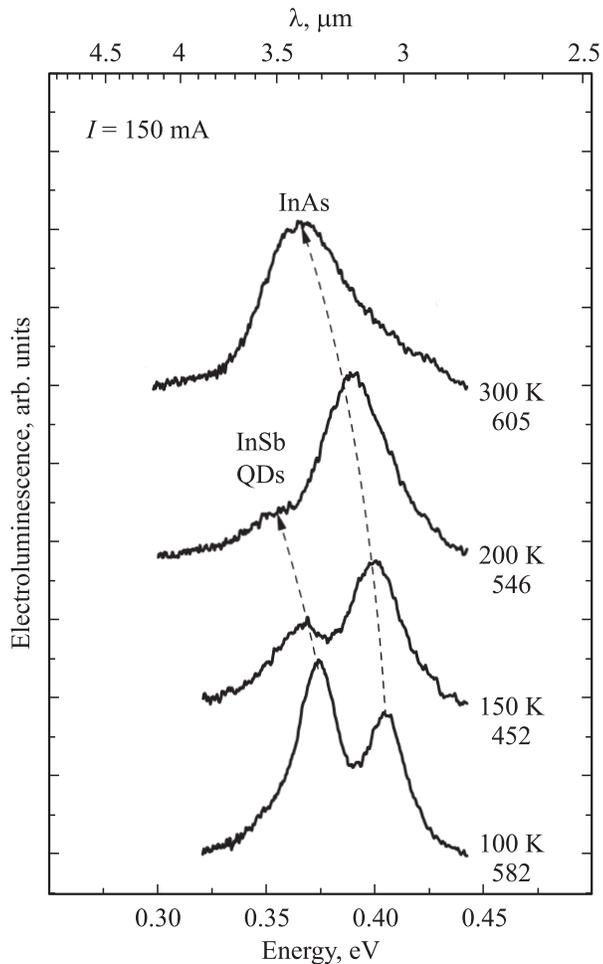


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции образца 9, измеренные при разных температурах.

характеризуются наилучшей излучательной способностью InSb КТ (рис. 2, *b*), а с другой — более высокой концентрацией примесей (рис. 2, *a*). Поэтому при комнатной температуре (рис. 2, *c*) они показывают худший результат по сравнению с образцами 1–4, в которых КТ имеют более низкое оптическое качество, но матрица InAs содержит меньшее количество примесных центров.

Как уже отмечалось выше, рассматриваемые две группы образцов различаются не только технологией, но и дизайном активной области. Поэтому, строго говоря, сравнение образцов из разных групп является не совсем корректным. Однако сделанные выводы о роли примесных центров нашли убедительное подтверждение в результатах исследования ЭЛ.

Роль акцепторных центров в InAs в гашении высокотемпературной люминесценции из InSb КТ становится абсолютно прозрачной при анализе температурной зависимости спектров ЭЛ. На рис. 3 представлены полученные при различных температурах спектры ЭЛ образца 9, измеренные при токе инжекции 150 мА.

Спектры ЭЛ, полученные на образце 10, имеют такой же вид, но несколько отличаются от приведенных

соотношением амплитуд линий. Видно, что в рассматриваемых спектрах присутствуют два основных вклада. Пик с большей энергией соответствует излучению из InAs-матрицы, второй — из КТ InSb. Был проведен анализ данных спектров ЭЛ путем аппроксимации двумя кривыми Гаусса, хорошо описывающими экспериментальные кривые. На рис. 4 приведены температурные зависимости интегральной интенсивности люминесценции для каждого из вкладов, определенных как площадь под соответствующим пиком, а также температурная зависимость их суммы. В образцах с нелегированной активной областью *n*-типа в принципе наблюдаются те же закономерности, что и при ее *p*-легировании. Вклад, обусловленный InSb-вставками, с ростом температуры уменьшается, а вклад InAs-матрицы, наоборот, увеличивается и при $T = 300$ К становится доминирующим. Удивительным, на первый взгляд, кажется рост интегральной люминесценции при увеличении температуры от 150 до 300 К, причем при $T = 300$ К сигнал больше, чем при 100 К. Эффект выражен сильнее в образце 10,

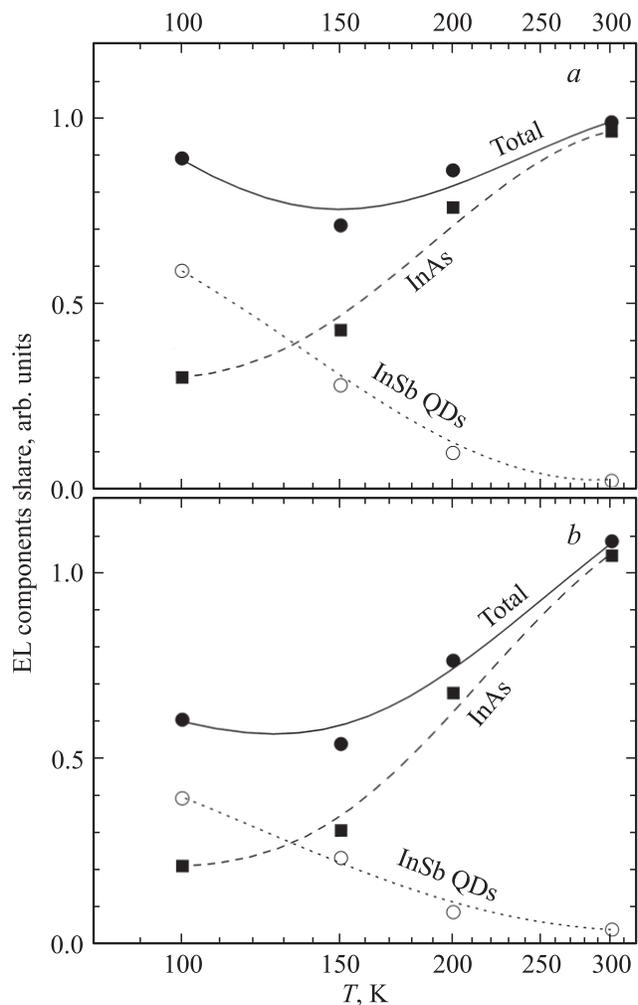


Рис. 4. Температурные зависимости основных вкладов в ЭЛ и их суммы для образцов с КТ InSb/InAs: *a* — образец 9 с нелегированной активной областью *n*-типа, *b* — образец 10 с активной областью *p*-типа.

активная область которого дополнительно легирована акцепторной примесью. Такое необычное поведение находит свое объяснение в рамках модели, предложенной нами ранее при анализе результатов исследования ФЛ. Хорошо известно, что с увеличением температуры от азотной до комнатной эффективность излучательной рекомбинации при любых оптических переходах всегда резко падает вследствие усиления роли различных механизмов безызлучательной рекомбинации (ожерекомбинации, процессов с испусканием акустических фононов и т. д.). Однако усиление люминесценции с ростом температуры можно объяснить сменой механизмов рекомбинации, если второй механизм характеризуется значительно более высоким квантовым выходом. В нашем случае при низких температурах основной вклад в люминесценцию вносят оптические переходы в InSb КТ. Можно предположить, что излучательное время жизни в точках относительно велико. Фактором уменьшения силы осциллятора оптического перехода здесь является тип II гетероперехода InSb/InAs, в котором оптические переходы являются пространственно непрямыми, хотя некоторое перекрытие волновых функций электронов и дырок все же имеется вследствие малого расстояния между КТ.

При увеличении температуры все более вероятным становится процесс выброса дырок из локализованных состояний в КТ InSb на акцепторные уровни в InAs и в валентную зону. Доминирующим механизмом излучательной рекомбинации становятся оптические переходы в InAs — донорно-акцепторные и межзонные. Такие переходы должны быть значительно эффективнее с точки зрения излучательной рекомбинации по сравнению с первым механизмом, так как являются прямыми. Если эти рассуждения справедливы, то увеличение концентрации акцепторов в InAs должно увеличивать относительный вклад в люминесценцию второго механизма. Собственно, это и наблюдается в эксперименте (рис. 4). Образец 10, активная область которого имеет большую концентрацию акцепторов, демонстрирует более сильный относительный рост сигнала ЭЛ при увеличении температуры.

4. Заключение

Из анализа данных фото- и электролюминесценции, измеренных в широком диапазоне температур для гетероструктур с квантово-размерными вставками InSb в матрице InAs, установлено, что доминирующим механизмом излучательной рекомбинации в таких структурах при комнатной температуре является межзонная рекомбинация в InAs. Вклад этого механизма зависит непосредственно от количества акцепторов в матрице InAs, следовательно, для его подавления необходимо снижать их концентрацию или увеличивать энергию локализации в КТ. Показано, что для повышения излучательной эффективности КТ InSb/InAs полезно при их формировании принимать меры к уменьшению эффекта сегрегации Sb и выравнивания их размеров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-01384-а, № 08-02-01272-а).

Список литературы

- [1] V.A. Solov'ev, O.G. Lyublinskaya, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, D.D. Solnyshkov, Ya.V. Terent'ev, L.A. Prokopova, A.A. Titov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 011 109 (2005).
- [2] S.V. Ivanov, A.N. Semenov, V.A. Solov'ev, O.G. Lyublinskaya, Ya.V. Terent'ev, B.Ya. Meltser, L.G. Prokopova, A.A. Sitnikova, A.A. Usikova, P.S. Kop'ev. *J. Cryst. Growth*, **278**, 72 (2005).
- [3] A. Krier, X.L. Huang, A. Hammiche. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3791 (2000).
- [4] К.Д. Моисеев, Я.А. Пархоменко, Е.В. Гущина, А.В. Анкудинов, М.П. Михайлова, Н.А. Берг, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **43**, 1142 (2009).
- [5] A.G. Norman, N.J. Mason, M.J. Fisher, J. Richardson, A. Krier, P.J. Walker, G.R. Booker. *Inst. Phys. Conf. Ser.* 137, 353 (1997).
- [6] O.G. Lyublinskaya, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, Ya.V. Terent'ev, L.A. Prokopova, A.A. Toropov, A.A. Sitnikova, O.V. Rykhova, S.V. Ivanov, K. Tonke, R. Sauer. *J. Appl. Phys.*, **99**, 093 517 (2006).
- [7] Я.В. Терентьев, О.Г. Люблинская, А.А. Торопов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семенов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов. *ФТП*, **43**, 662 (2009).
- [8] A.N. Semenov, O.G. Lyublinskaya, V.A. Solov'ev, B.Ya. Meltser, S.V. Ivanov. *J. Cryst. Growth*, **301–302**, 58 (2007).
- [9] Ф.П. Кесаманли, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов, Л.А. Николаева, М.Н. Пивоваров. *ФТП*, **2**, 56 (1968). S. Adachi. *Physical properties of III–V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP* (Wiley–VCH, 1992).

Редактор Л.В. Беляков

Study of photo- and electroluminescence mechanisms in quantum-size InSb/InAs heterostructures

Ya.V. Terent'ev, M.S. Mukhin, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, A.A. Usikova, S.V. Ivanov

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

Abstract Systematic study of photo- and electroluminescence in InSb/InAs heterostructures with ultrathin InSb insertions, grown by molecular-beam epitaxy, has been carried out. Large set of samples of various design and different growth regimes of the both InAs matrix and InSb insertions have been measured in the temperature range of 2–300 K. The main goal of the research was the establishing of dominant radiative recombination channels in the heterostructures. The optical transitions involving acceptor levels in the InAs matrix have been shown to be an important mechanism that reduces luminescence efficiency of the InSb insertions at room temperature. The obtained results are important for elaboration of optimal growth regimes and designs of the active region of light-emitting devices based on quantum-size InSb/InAs heterostructures emitting in the 3–5 μm range.