03,16

Природа интерфейсной рекомбинации в гетероструктурах на основе твердых растворов InAsSb(P)

© Я.Д. Кириленко[1], В.В. Романов[2], Н.Л. Баженов[2], И.Н. Трапезникова[2], К.Д. Мынбаев[2], К.Д. Моисеев[2]

[1] Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: idkirilenko@itmo.ru

Поступила в Редакцию 13 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 13 декабря 2025 г.
Принята к публикации 15 декабря 2025 г.

Исследованы оптическое пропускание и электролюминесценция гетероструктур на основе твердых растворов InAsSb(P). С помощью спектров оптического пропускания установлена зависимость концентрации носителей заряда в рабочем слое $InAs_{1-y}Sb_y$ от содержания в нем InSb. Показано, что увеличение концентрации носителей заряда противоположных знаков в потенциальных ямах на гетерогранице InAsSb/InAsSbP приводит к образованию сильного диполя, что позволяет сделать интерфейсные переходы основным каналом излучательной рекомбинации в таких узкозонных гетероструктурах.

Ключевые слова: InAsSb(P), оптическое пропускание, электролюминесценция, интерфейсные переходы.

DOI: 10.61011/FTT.2026.01.62577.346-25

1. Введение

Спектроскопия газов, системы обнаружения химических веществ и мониторинга состояния окружающей среды, а также медицинская диагностика в настоящее время являются основными направлениями применения датчиков на основе полупроводниковых структур, работающих в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн [1–5]. В качестве рабочего слоя в таких структурах может использоваться узкозонный твердый раствор (ТР) $InAs_{1-y}Sb_y$, в котором изменением содержания $InSb_y$ можно варьировать ширину запрещенной зоны E_g, чтобы охватить спектральный диапазон от 3.5 до 11.0 μm при комнатной температуре. Однако создание опто- и фотоэлектронных приборов, эффективно работающих в ИК-области спектра при высоких температурах, затруднено в силу преобладания в узкозонных полупроводниках безызлучательных процессов рекомбинации носителей заряда над излучательными. Поэтому актуальной проблемой остается установление возможных каналов рекомбинации и исследование их влияния на спектральные и оптические характеристики узкозонных гетероструктур (ГС) при варьировании дизайна энергетической диаграммы последних в результате изменения химического состава полупроводников, образующих ГС.

Ранее нами были исследованы процессы рекомбинации в узкозонных светодиодных ГС $InAs/InAs_{1-y}Sb_y/InAsSbP$ с содержанием InSb в рабочем слое до $y = 0.16$ [6,7]. В этих исследованиях упор был сделан на изучение и интерпретацию природы длинноволновой (до 5.1 μm при температуре $T = 300$ K) электролюминесценции (ЭЛ). При этом в интервале низких температур ($T < 100$ K) в спектрах ЭЛ рассматриваемых ГС также наблюдалась и вторая, коротковолновая полоса излучения, обусловленная рекомбинацией в подложке. Позже было показано, что особенности формирования гетерограницы InAsSb/InAsSbP, вызванные рассогласованием между параметрами кристаллических решеток рабочего и барьерного слоев, а также спецификой осаждения четверного ТР InAsSbP на поверхность эпитаксиального слоя тройного ТР InAsSb при помощи метода газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС), могут приводить к образованию гетероперехода II типа даже в ГС с относительно низким (до $y = 0.06$) содержанием InSb в рабочем слое [8,9]. Это открывает дополнительные возможности управления длиной волны излучения в подобных структурах, а существование в них двух каналов рекомбинации может представлять интерес с точки зрения перспектив реализации ЭЛ на опорной и рабочей длинах волн на основе одной ГС [10]. Такой подход позволяет минимизировать размеры устройства и повысить его энергоэффективность за счет реализации нескольких каналов излучательной рекомбинации в пространственно-разделенных областях одной ГС. Необходимым условием стабильной работы такого устройства является устойчивость каналов рекомбинации, не допускающая спонтанного переключения между ними при изменении внешних условий (например, колебаний температуры или приложенного напряжения). Изучению данного вопроса пока что не было уделено достаточно внимания. В настоящей работе представлены результаты исследования природы рекомбинации носителей заряда в одинарных и двойных ГС n-InAs/(n-$InAs_{1-y}Sb_y$)/p-InAsSbP различного дизайна.

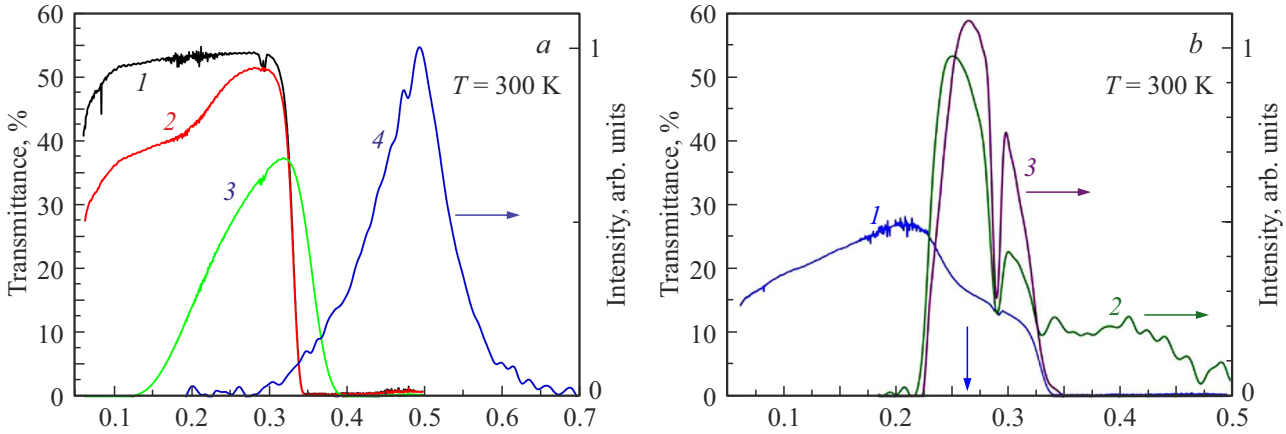

Рис. 1. (*a*) Спектры ОП подложки n^0-InAs (*1*), образца *C* (*2*), структуры n^+-InAs:S/n^0-InAs (*3*), спектр ФЛ от барьерного слоя образца из [9] (*4*). (*b*) Для образца *G*: спектры ОП (*1*), ФЛ из [9] (*2*), ЭЛ из [14] (*3*), синей стрелкой обозначена E_g тройного твердого раствора образца *G*.

Исследованные образцы

Обозначение образца	Строение образца
B	n^0-InAs/n^0-$InAs_{0.85}Sb_{0.05}P_{0.10}$
C	n^0-InAs/p^+-$InAs_{0.31}Sb_{0.22}P_{0.47}$:Zn
D	n^0-InAs/p^+-$InAs_{0.94}Sb_{0.06}$:Zn
E	n^0-InAs/n^0-$InAs_{0.92}Sb_{0.08}$/p^+-$InAs_{0.32}Sb_{0.26}P_{0.42}$:Zn
F	n^0-InAs/n^0-$InAs_{0.91}Sb_{0.09}$/p^+-$InAs_{0.34}Sb_{0.25}P_{0.41}$:Zn
G	n^0-InAs/n^0-$InAs_{0.88}Sb_{0.12}$/p^+-$InAs_{0.32}Sb_{0.29}P_{0.39}$:Zn

Исследования были проведены в широком диапазоне температур и приложенных напряжений, а наблюдаемые эффекты сопоставлены с особенностями энергетических диаграмм полученных ГС.

2. Методика эксперимента

Экспериментальные образцы были получены методом ГФЭ МОС в горизонтальном реакторе при атмосферном давлении; детали процесса представлены в работе [11]. В качестве подложек использовались пластины нелегированного n^0-InAs(001) с концентрацией электронов $n \sim 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ при $T = 300\,\mathrm{K}$. Эпитаксиальные слои $InAs_{1-y}Sb_y$ в двухслойных ГС (образцы *E*, *F*, *G*, см. таблицу) намеренно не легировались и также обладали *n*-типом проводимости. Для наращивания верхнего эпитаксиального слоя был использован ТР $InAs_{1-x-y'}Sb_{y'}P_x$ с предварительно заданным составом твердой фазы: $y' = 0.22$ и $x = 0.47$. В процессе роста этот слой легировался акцепторной примесью — цинком. Послойный состав полученных ГС с фактическими значениями y' и x представлен в таблице.

Для исследования ЭЛ были изготовлены чипы, которые припаивались на корпуса типа ТО-18 со стороны подложки, вывод излучения осуществлялся со стороны эпитаксиальных слоев. Регистрация спектров ЭЛ проводилась при импульсном возбуждении с частотой $f = 1\,\mathrm{kHz}$ и длительностью импульса $\tau = 2\,\mu\mathrm{s}$ охлаждаемым фотодиодом на основе InSb. Спектры оптического пропускания (ОП) записывались при $T = 300\,\mathrm{K}$ с использованием Фурье-спектрометра Shimadzu FTIR-8400S.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В спектре ОП нелегированной подложки n^0-InAs (рис. 1, *a*, спектр *1*) отчетливо просматривается резкий высокоэнергетический (ВЭ) край в области энергий фотона, близких к величине E_g арсенида индия $E_{g,\mathrm{InAs}}$. Стоит отметить, что спектр ОП ограничен энергией фотона $\sim 0.340\,\mathrm{eV}$, что на $14\,\mathrm{meV}$ меньше $E_{g,\mathrm{InAs}} = 0.354\,\mathrm{eV}$ при $T = 300\,\mathrm{K}$ [12]. Присутствие в гетероструктуре эпитаксиального слоя с величиной E_g, большей, чем у InAs, например, слоя InAsSbP с $E_{g,\mathrm{InAsSbP}} \sim 0.5\,\mathrm{eV}$ при $T = 300\,\mathrm{K}$, не влияет на ВЭ-край спектра ОП всей ГС, поскольку излучение с энергиями фотона $h\nu > E_{g,\mathrm{InAs}}$ полностью поглощается в подложке n^0-InAs. Тем не менее, в области энергий $0.1-0.2\,\mathrm{eV}$ наблюдается существенное снижение интенсивности ОП, тогда как основная часть спектра ($0.25-0.34\,\mathrm{eV}$) регистрируется без значительных потерь. Наблюдаемое снижение интенсивности, скорее всего, обусловлено поглощением излучения на свободных носителях в объеме ГС, появление которых связано с неоднородностями эпитаксиального роста и структурными дефектами, а также с интерфейсными рекомбинационными переходами на гетерогранице. На том же рисунке приведен спектр ОП структуры n^+-InAs:S/n^0-InAs, выращенной на сильно-

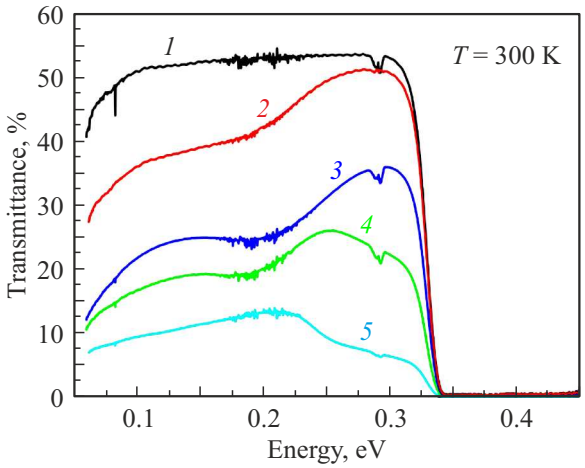

Рис. 2. Спектры ОП подложки n^0-InAs (*1*), образца *C* (*2*), а также образцов: *D*, $y = 0.06$ (*3*), *E*, $y = 0.08$ (*4*), *G*, $y = 0.12$ (*5*).

легированной подложке с $n^+ \sim 2 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (рис. 1, *a*, спектр *4*). ВЭ-край данного спектра демонстрирует сдвиг в сторону бóльших энергий фотона на величину $\sim 40\,\mathrm{meV}$ относительно края для нелегированной подложки, что объясняется положением уровня Ферми в зоне проводимости сильнолегированного полупроводника. Кроме того, излучение с $h\nu < 0.150\,\mathrm{eV}$ интенсивно поглощается в объеме сильнолегированной подложки. Предположительно, данная особенность спектров ОП также связана с поглощением излучения свободными носителями. Таким образом, низкоэнергетический (НЭ) край спектров отражает степень легирования соединений, формирующих данную ГС.

Введение в исследуемую ГС дополнительного эпитаксиального слоя в виде тройного ТР InAsSb с E_g меньшей, чем у InAs, видоизменяет основную часть спектра ОП. Так, в спектре ОП образца *G* (рис. 1, *b*, спектр *1*) наблюдается выраженный спад интенсивности сигнала вблизи $h\nu = 0.264\,\mathrm{eV}$, что может быть объяснено поглощением излучения в объеме слоя $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$. Полученное значение энергии фотона близко по величине к E_g узкозонного слоя [13], а также соответствует спектральному положению максимумов полос фотолюминесценции (рис. 1, *b* спектр *2* [9]) и ЭЛ (рис. 1, *b* спектр *3* [14]). Сравнивая спектры ОП для структуры n^+-InAs : S/n^0-InAs и образца *G*, можно оценить степень легирования слоя *n*-InAsSb. Концентрация остаточных электронов в ТР $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$ при наращивании методом ГФЭ МОС составила $n_{SS} \sim 6 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Присутствие слоя с концентрацией свободных носителей большей, чем в нелегированной подложке, непосредственно отражается на форме НЭ-края спектра ОП (рис. 2). Следует отметить, что слои InAsSbP изоморфны с подложкой InAs и имеют достаточно малое отклонение по параметру кристаллической решетки. В результате при осаждении четверного ТР на подложку InAs структурные дефекты образуются в малой концентрации. Эпитаксиальный слой InAsSbP представляет собой материал с *p*-типом проводимости за счет легирования акцепторной примесью Zn. Линейно аппроксимируя падение сигнала ОП в области низких энергий фотона, можно оценить концентрацию остаточных свободных носителей для компенсированного слоя p^+-InAsSbP : Zn, которая составляет $p^+ \sim 2 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Иным образом обстоит ситуация со слоем InAsSb. Повышение содержания Sb в наращенном тройном ТР влечет за собой увеличение степени его рассогласования по параметру кристаллической решетки с подложкой InAs и четверным ТР InAsSbP, и, следовательно, рост внутренних напряжений, что, в свою очередь, значительно повышает концентрацию структурных дефектов. Можно ожидать, что в узкозонном слое *n*-типа проводимости возрастает концентрация электронов. На рис. 2 видно, как меняется НЭ-край спектров ОП для ГС, в составе которых имеются слои тройных ТР n^0-$InAs_{1-y}Sb_y$ в интервале составов $y = 0.06-0.12$. Форма спектров, а также общее снижение интенсивности регистрируемого сигнала указывают на факт возрастания концентрации электронов в $InAs_{1-y}Sb_y$ n_{SS} от $3 \cdot 10^{17}$ до $6 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ в зависимости от его состава *y*. Поскольку данные ТР были получены в одинаковых технологических условиях, увеличение n_{SS} можно связать с внутренними факторами исследуемых ГС, обусловленными степенью дефектности узкозонных эпитаксиальных слоев.

Кроме того, изучаемые в данной работе ГС имели достаточно высокий потенциальный барьер для электронов на гетерогранице InAs(Sb)/InAsSbP. Согласно предварительному расчету [15], энергетический разрыв в зоне проводимости составлял $\Delta E_c = 0.2\,\mathrm{eV}$. Наличие такого барьера может существенно повлиять на электрические и люминесцентные свойства ГС. На рис. 3, *a* схематически изображена энергетическая диаграмма ГС n^0-InAs/n^0-$InAs_{0.91}Sb_{0.09}$/p^+-$InAs_{0.31}Sb_{0.22}P_{0.47}$: Zn в термодинамическом равновесии при $T = 77\,\mathrm{K}$, рассчитанная в соответствии с экспериментальными данными, приведенными в работе [15]. Гетеропереход InAsSb/InAsSbP относится к ступенчатому II типу с большими энергетическими разрывами на границе раздела для зон проводимости ΔE_c и сравнительно малыми разрывами для валентных зон ΔE_v [16]. Известно, что в ступенчатом гетеропереходе II типа на противоположных сторонах гетерограницы формируются самосогласованные потенциальные ямы, образованные в результате изгибов зон. Носители заряда удерживаются в таких ямах электрическим полем возникающего диполя. Увеличение концентрации свободных электронов в зоне проводимости узкозонного слоя InAsSb при наличии потенциального барьера на гетерогранице II типа приводит к их локализации вблизи гетерограницы и росту вероятности интерфейсных излучательных переходов через границу раздела InAsSb/InAsSbP (рис. 3, *b*).

При приложении внешнего прямого смещения к исследуемым ГС InAs/InAsSb/InAsSbP (образцы *F* и *G*)

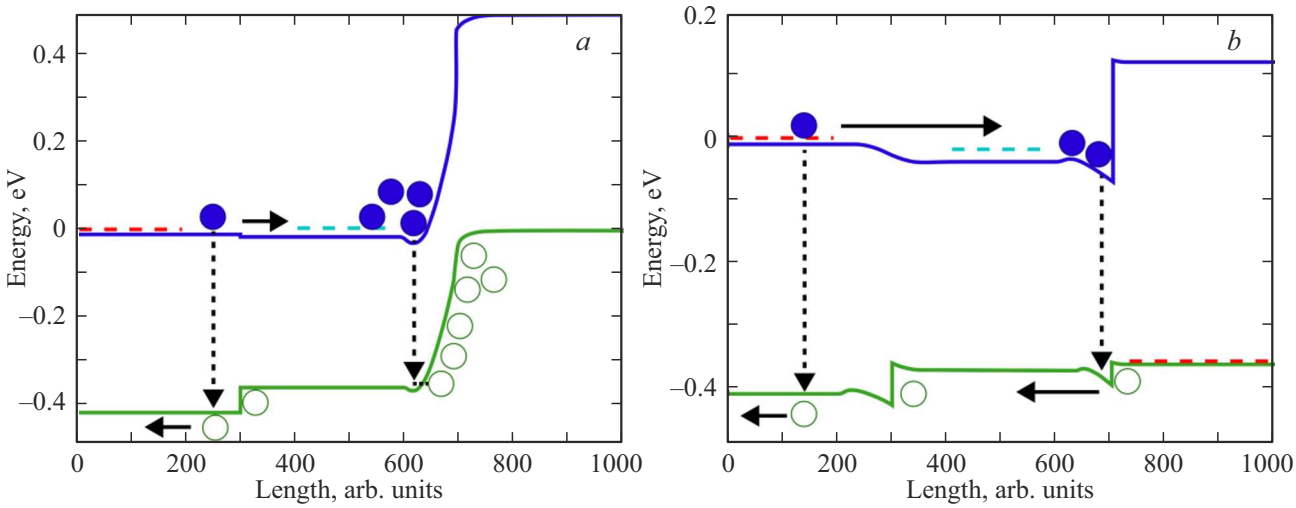

Рис. 3. Энергетические диаграммы ($T = 77$ K) ГС на примере структуры со значением $y = 0.09$: при минимальном прямом смещении (a), при прямом смещении 0.35 V на гетеропереходе InAsSb/InAsSbP (b). Для упрощения рекомбинационные переходы показаны как межзонные.

была зарегистрирована ЭЛ при $T = 77$ K, в спектре которой присутствовали две четко выраженных полосы излучения (рис. 4): НЭ-полоса ($h\nu_1$) и ВЭ-полоса ($h\nu_2$). Энергия фотона в максимуме полосы излучения $h\nu_1$ менялась в зависимости от состава узкозонного слоя ГС, тогда как спектральное положение ВЭ-полосы ЭЛ оставалось неизменным ($h\nu_2 = 0.39$ eV) и близким по энергии к $E_{g,\mathrm{InAs}} = 0.408$ eV при $T = 77$ K. В спектре ЭЛ образца F ($y = 0.09$) при начальном уровне инжекции доминировала полоса $h\nu_1$, и ее интенсивность оставалась постоянной до определенного значения тока накачки (рис. 4, a и c), в то время как интенсивность полосы $h\nu_2$ возрастала во всем интервале значений тока. При дальнейшем увеличении уровня инжекции наблюдалось перераспределение в интенсивностях полос ЭЛ: полоса $h\nu_1$ постепенно угасала, а полоса $h\nu_2$ становилась доминирующей. Согласно энергетической диаграмме, представленной на рис. 3, b, интенсивность полосы $h\nu_1$ уменьшалась вследствие утечки дырок из потенциальной ямы на гетерогранице. Под действием внешнего электрического поля дырки в большем количестве преодолевали потенциальный барьер, попадая в объем InAsSb, а затем в подложку n^0-InAs. В результате описанного перераспределения носителей заряда увеличилась вероятность излучательных переходов в подложке, что выражалось в возрастании интенсивности полосы $h\nu_2$.

Спектр ЭЛ для образца G ($y = 0.12$) также состоял из двух полос излучения: полоса $h\nu_1$ доминировала во всем интервале токов накачки, интенсивность полосы $h\nu_2$ слабо возрастала с током (рис. 4, b и d). В данном образце основной канал ЭЛ приходился на излучательные переходы вблизи гетерограницы InAsSb/InAsSbP. Уменьшение потенциального барьера для электронов не оказало существенного влияния на перераспределение потоков носителей между двумя описанными каналами рекомбинации, что указывает на высокие концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах на гетерогранице II типа [17]. Примечательно, что при увеличении уровня накачки наблюдалось смещение максимума полосы излучения $h\nu_1$ в направлении бóльших энергий фотона — так называемый „голубой“ сдвиг. Подобное поведение полос ЭЛ можно наблюдать, когда квазиуровни Ферми для электронов и дырок, локализованных в соответствующих ямах на гетерогранице, смещаются по энергии друг относительно друга в процессе заполнения ям.

Ранее было показано, что в зависимости от состава узкозонного слоя происходит изменение типа гетероперехода $\mathrm{InAs}_{1-y}\mathrm{Sb}_y$/InAsSbP [18]. При увеличении содержания Sb в InAsSb гетеропереход I типа трансформируется в гетеропереход II типа с разрывом в валентной зоне на границе раздела ТР, достаточным для формирования потенциальной ямы и локализации в ней дырок. Увеличение концентрации электронов с одной стороны гетерограницы в непосредственной близости к ней и скопление дырок с противоположной стороны приводят к возникновению двух зарядов противоположных знаков, образующих сильный диполь, электрическое поле которого удерживает заряды вблизи интерфейса. Матричный элемент излучательных переходов на гетерогранице существенно возрастает, что определяет интерфейсные переходы как основной канал ЭЛ. Слабая температурная зависимость низкоэнергетической полосы излучения для гетероструктур $\mathrm{InAs/InAs}_{1-y}\mathrm{Sb}_y$/InAsSbP в интервале составов $y = 0.09-0.12$, полученная при пониженных температурах, указывает на факт сильной локализации носителей заряда вблизи гетерограницы II типа (рис. 5). Повышение температуры приводит к делокализации носителей заряда в ямах за счет термического разогрева, поэтому при $T > 170$ K доминирующим каналом излуча-

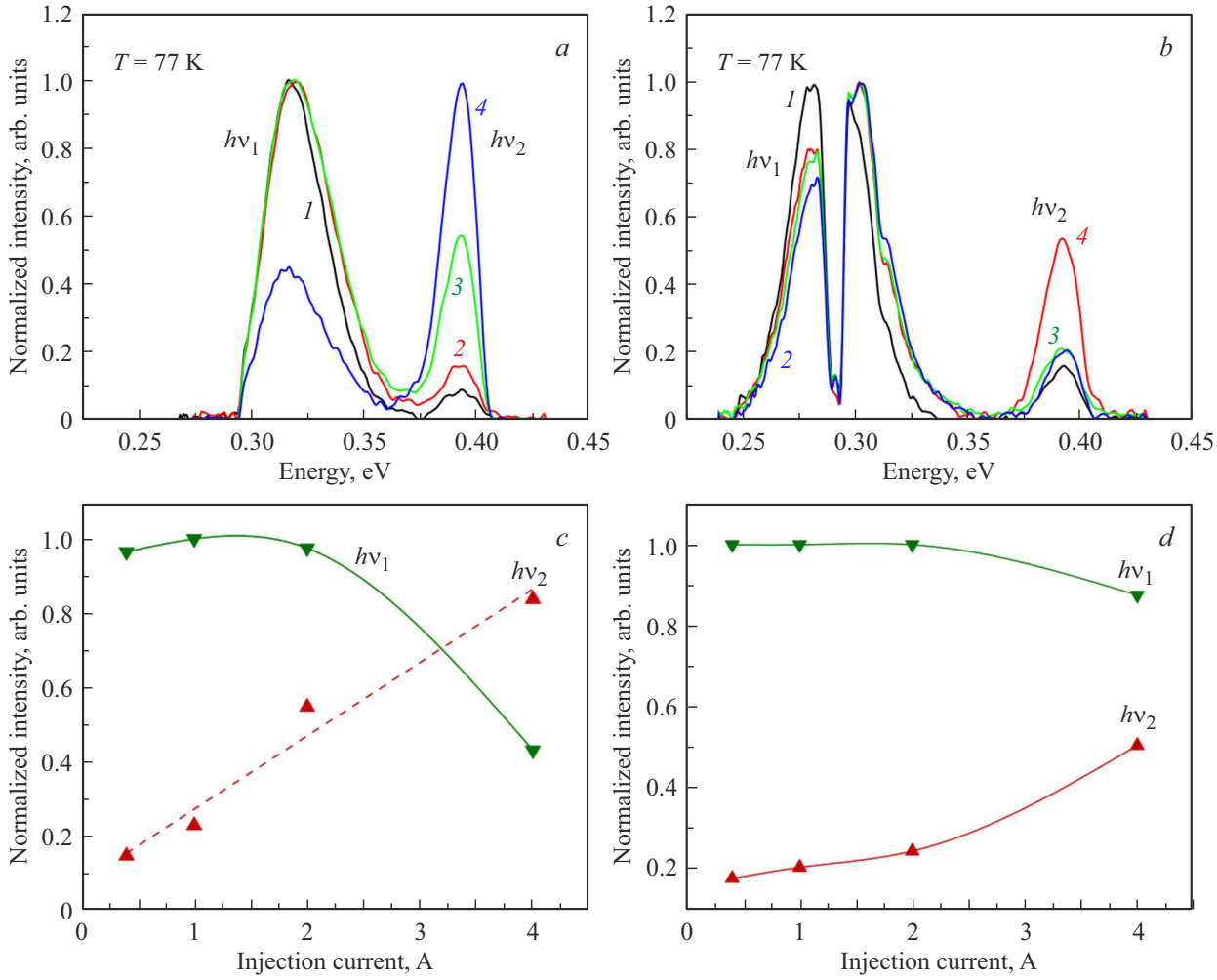

Рис. 4. Спектры ЭЛ образцов F (*a*) и G (*b*) при $T = 77$ K и токах накачки, A: 0.4 (*1*), 1 (*2*), 2 (*3*) и 4 (*4*). Интенсивности полос ЭЛ $h\nu_1$ и $h\nu_2$ для образцов F (*c*) и G (*d*).

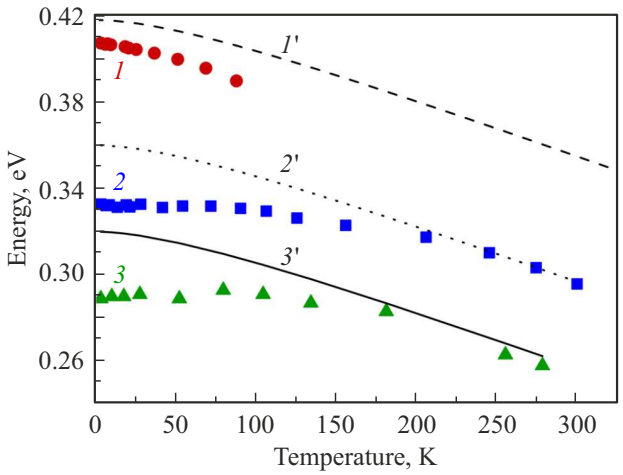

Рис. 5. Температурные зависимости энергии в максимуме полос ЭЛ: общие для образцов F и G полоса ЭЛ $h\nu_2$ (символы *1*) и расчетная кривая $E_{g,\mathrm{InAs}}$ (линия *1′*); для образца F полоса ЭЛ $h\nu_1$ (символы *2*) и расчетная кривая $E_{g,\mathrm{InAsSb}}$ (*2′*); для образца G полоса ЭЛ $h\nu_1$ (символы *3*) и расчетная кривая $E_{g,\mathrm{InAsSb}}$ (*3′*).

тельной рекомбинации становится межзонная рекомбинация в объеме InAsSb за счет утечки дырок с уровней локализации через энергетический разрыв в валентной зоне на гетерогранице. Характерным примером таких излучательных переходов является высокоэнергетическая полоса ЭЛ ($h\nu_2$), общая для всех исследуемых ГС. Она демонстрирует выраженную температурную зависимость, совпадающую по форме с расчетной кривой зависимости $E_{g,\mathrm{InAs}}(T)$, и соответствует излучательным переходам на примесные состояния с энергией ионизации $E_A \approx 12$ meV.

4. Заключение

С помощью спектров оптического пропускания была показана зависимость концентрации свободных носителей заряда в гетероструктурах на основе твердых растворов InAsSb(P) от содержания Sb в рабочем слое $\mathrm{InAs}_{1-y}\mathrm{Sb}_y$. Увеличение y приводило к росту степени рассогласования по параметру кристаллической решет-

ки тройного твердого раствора с подложкой и с четверным твердым раствором, как следствие, возрастала плотность структурных дефектов. В свою очередь, высокая плотность дефектов определяла рост концентрации свободных электронов в тройном твердом растворе. В результате большее количество зарядов противоположных знаков оказывалось локализовано в потенциальных ямах на гетерогранице InAsSb/InAsSbP, образуя сильный диполь, что позволило сделать интерфейсные переходы основным и стабильным каналом длинноволновой излучательной рекомбинации. Наличие второго, коротковолнового, канала на гетерогранице InAs/InAsSb позволяет реализовать излучатель с двумя рабочими длинами волны.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G.F. Rangel, L.D. de Leon Martínez, L.S. Walter, B. Mizaikoff. Trends Anal. Chem. **180**, 117916 (2024).
[2] Y. Tang, Y. Zhao, H. Liu. ACS Sens. **7**, *12*, 3582 (2022).
[3] M. Hlavatsch, B. Mizaikof. Anal. Sci. **38**, 1125 (2022).
[4] W. Gawron, P. Madejczyk, P. Martyniuk, S. Krishna. IEEE Sens. J. **24**, *9*, 14151 (2024).
[5] H. Fujita, D. Yasuda, S. Ota, H. Geka, E. Gomes Camargo, S. Isshiki, T. Fukunaka, N. Kuze. IEEE Sens. Lett. **7**, *9*, 3502004 (2023).
[6] M.S. Ruzhevich. Rev. Adv. Mater. Technol. **3**, *4*, 24 (2021).
[7] А.А. Семакова, В.В. Романов, Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, К.Д. Моисеев. ФТП **55**, *3*, 277 (2021).
[8] I.D. Kirilenko, M.S. Ruzhevich, N.L. Bazhenov, M.V. Tomkovich, V.V. Romanov, K.D. Moiseev, K.D. Mynbaev. Rev. Adv. Mater. Technol. **6**, *4*, 178 (2024).
[9] I.D. Kirilenko, M.S. Ruzhevich, V.V. Romanov, K.D. Moiseev, M.V. Dorogov, M.V. Tomkovich, D.D. Firsov, I.V. Chumanov, O.S. Komkov, K.D. Mynbaev. St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics **18**, *1.1*, 105 (2025).
[10] М.М. Григорьев, П.А. Алексеев, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. ФТП **47**, *1*, 30 (2013).
[11] В.В. Романов, К.Д. Моисеев. ФТТ **65**, *10*, 1707 (2023).
[12] NSM Archive [Электронный ресурс]: Physical Properties of Semiconductors. — Режим доступа: http://www.matprop.ru/ (дата обращения 17.09.2025)
[13] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. ФТТ **61**, *10*, 1746 (2019).
[14] В.В. Романов, И.А. Белых, Э.В. Иванов, П.А. Алексеев, Н.Д. Ильинская, Ю.П. Яковлев. ФТП **53**, *6*, 832 (2019).
[15] К.Д. Моисеев, В.В. Романов. ФТТ **63**, *4*, 475 (2021).
[16] М.М. Григорьев, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев. ФТП **45**, *10*, 1386 (2011).
[17] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев. ФТП **37**, *8*, 1010 (2003).
[18] В.В. Романов, К.Д. Моисеев. ФТТ **65**, *10*, 1707 (2023).

Редактор Е.Ю. Флегонтова