

03,16

Поверхностные состояния в электролюминесценции на гетерогранице InAsSb/InAsSbP

© Н.Л. Баженов¹, Г.Г. Зегря¹, Я.Д. Кириленко^{2,¶}, К.Д. Моисеев¹, К.Д. Мынбаев^{2,1}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: idkirilenko@itmo.ru

Поступила в Редакцию 14 июля 2026 г.

В окончательной редакции 16 июля 2026 г.

Принята к публикации 20 июля 2026 г.

Исследована природа оптических переходов на гетерогранице InAsSb/InAsSbP в светодиодных структурах на основе InAs(Sb,P). Показано, что при низких температурах ($T < 50$ K) переходы происходят на пограничные состояния, формирующиеся на резкой гетерогранице и локализованные в перпендикулярном к ее плоскости направлении. Проведенный расчет позволил объяснить наблюдавшиеся в эксперименте отсутствие зависимости энергии максимума полосы электролюминесценции гетероструктур от величины тока возбуждения и заметное изменение этой энергии с температурой вблизи $T = 4.2$ K.

Ключевые слова: InAsSb(P), электролюминесценция, гетеропереход, пограничные состояния.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63671.10374

Излучение среднего инфракрасного (ИК) диапазона длин волн получило широкое применение в таких областях науки и техники, как спектроскопия газов и молекул, медицинская диагностика, обнаружение химических веществ и экологический мониторинг [1–5]. В создании рабочих элементов ИК сенсоров, применяемых в этих сферах, часто используется узкозонный твердый раствор InAs_{1-y}Sb_y, в котором изменением мольной доли y InSb можно варьировать ширину запрещенной зоны E_g , охватывая спектральный диапазон от 3.5 до 11.0 μm .

Преобладание в узкозонных полупроводниках безызлучательных процессов рекомбинации над излучательными существенно снижает эффективность работы ИК фото- и оптоэлектронных приборов при высоких температурах. При этом сохраняется актуальность идентификации каналов рекомбинации, определяющих оптические характеристики узкозонных гетероструктур (ГС) при изменении конфигурации энергетических зон путем варьирования составов твердых растворов, образующих эти структуры.

Ранее было продемонстрировано, что рассогласование параметров кристаллических решеток рабочего и барьерного слоев, наравне со спецификой осаждения последнего в методе газовой эпитаксии с использованием металлоорганических соединений (МОГФЭ), в ГС InAs/InAsSb/InAsSbP может приводить к образованию гетероперехода II типа, в том числе, в структурах с относительно низким (до $y = 0.06$) содержанием InSb в рабочем слое. Это позволило предположить, что при пониженных температурах ($T < 170$ K) длинноволновая полоса электролюминесценции (ЭЛ) из ГС обуслов-

лена интерфейсной рекомбинацией на гетеропереходе InAsSb/InAsSbP [6,7].

Наиболее вероятные механизмы излучательной рекомбинации в рассматриваемых структурах показаны стрелками на рис. 1, где схематически изображена гетерограница InAsSb/InAsSbP. Эти механизмы включают: межзонную рекомбинацию в рабочем слое (a); рекомбинацию в этом слое с участием примесных состояний (b), рекомбинацию с участием пограничных состояний (c), и „классическую“ интерфейсную рекомбинацию с туннелированием дырок (d) или электронов (e).

Рассмотрим теперь характер поведения температурных зависимостей энергии излучения в максимуме по-

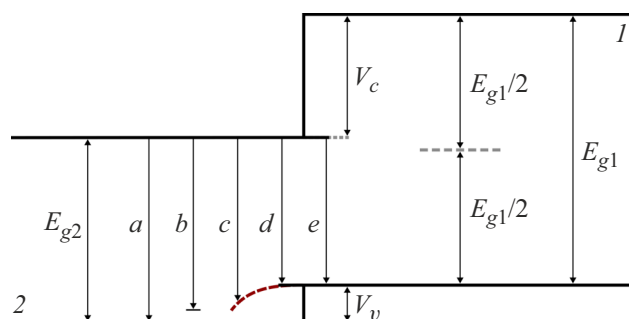


Рис. 1. Схематическое изображение гетерограницы InAsSb/InAsSbP: барьерный слой InAsSbP обозначен как 1, рабочий InAsSb — как 2. Стрелками показаны возможные механизмы излучательной рекомбинации: межзонная (a); с участием примесных состояний (b), пограничных состояний (c); интерфейсная (d, e) ($T = 5$ K, $E_{g1} = 460$ meV, $E_{g2} = 340$ meV, $V_c = 180$ meV, $V_v = 55$ meV).

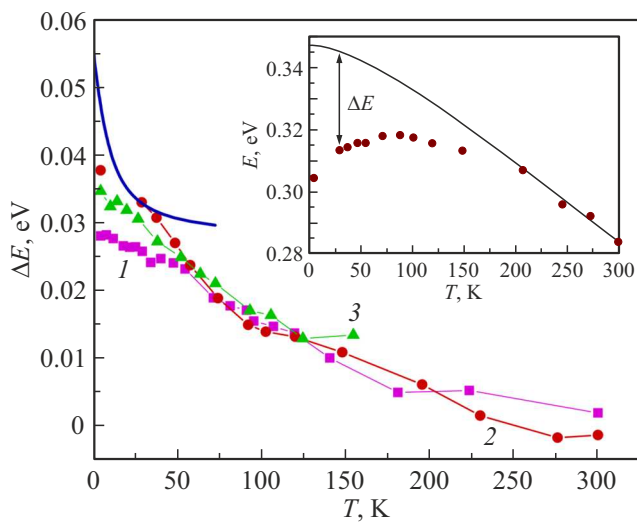


Рис. 2. Температурная зависимость ΔE для образцов с составом рабочего слоя y : 1 — 0.060, 2 — 0.095 и 3 — 0.125 (точки) и расчетная кривая энергии оптических переходов с участием пограничных состояний для образца с $y = 0.095$ (сплошная линия). На вставке — расчетная температурная зависимость E_g рабочего слоя ГС $\text{InAs}/\text{InAs}_{0.905}\text{Sb}_{0.095}/\text{InAsSbP}$ (сплошная линия) и энергия в максимуме полосы электролюминесценции той же структуры (точки).

лосы ЭЛ, определенный экспериментально (см., например, [6]). Из примера такой зависимости, представленной на вставке к рис. 2, видно, что при $T > 200$ К эта энергия совпадает с E_g рабочего слоя (рассчитанной согласно данным работы [8]), что соответствует межзонной рекомбинации, показанной на рис. 1 стрелкой *a*. При понижении температуры до $T \sim 150$ К и ниже энергия в максимуме полосы ЭЛ становится меньше E_g , разность между ними ΔE при гелиевых температурах достигает десятков meV . При этом вблизи $T = 4.2$ К значение ΔE меняется сильно, а с повышением температуры плавно стремится к нулю: экспериментальные данные для нескольких ГС с различным составом рабочих и барьерных слоев приведены на рис. 2.

Подобный характер температурной зависимости энергии в максимуме полосы люминесценции узкозонных твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ известен [9–11], и может быть объяснен несколькими механизмами рекомбинации, которые подразделяются на две группы по пространственному признаку: (i) рекомбинация происходит в объеме рабочего слоя; (ii) рекомбинация происходит на гетерогранице рабочего и барьерного слоев в ГС.

Рассмотрим первую группу механизмов. Так как рабочий слой представляет собой твердый раствор, могут иметь место флуктуации его состава, сопровождаемые флуктуациями E_g [12]. То есть в объеме слоя существуют участки с E_g меньше среднего значения по всему слою, а, следовательно, люминесценция будет характеризоваться несколько меньшей энергией. Оценка флуктуаций E_g твердого раствора InAsSb дает значение

менее 10 meV , чего явно недостаточно для объяснения наблюдаемого экспериментально значения ΔE . Формирование же более глубоких флуктуаций состава (локальное отклонение E_g от среднего по слою значения на несколько десятков meV) в твердых растворах с малой долей ионности химической связи маловероятно.

ЭЛ в рабочем слое также может происходить с участием примесных уровней в запрещенной зоне (рис. 1, стрелка *b*). О возможности ЭЛ рассматриваемых структур с участием акцепторных уровней сообщалось, например, в работе [11]. Однако вблизи гелиевых температур E_g меняется с температурой слабо, а глубина примесных уровней не меняется вовсе, потому следовало ожидать отсутствия выраженной температурной зависимости энергии в максимуме полосы ЭЛ, которая все же наблюдалась экспериментально. Таким образом, участие в ЭЛ примесных уровней может проявляться при более высоких температурах, но не вблизи $T = 4.2$ К.

Рассмотрим теперь вторую группу механизмов рекомбинации, непосредственно задействующих гетерограницу $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$. Отметим, что вероятность рекомбинации с участием этой гетерограницы возрастает ввиду локализации носителей заряда противоположных знаков с противоположных сторон гетероперехода: дырки локализуются в приграничной области InAsSbP , электроны — в приграничной области InAsSb . Локализация носителей заряда обеспечивается потенциальными барьерами на гетерогранице II типа; увеличение концентрации электронов и дырок на противоположных сторонах гетерограницы приводит к образованию сильного диполя, удерживающего заряды вблизи границы. Как следствие, возрастает вероятность излучательных переходов с участием этой гетерограницы [6].

Прежде всего, влияние гетерограницы $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ на величину ΔE в общем случае соответствует рекомбинации носителей заряда на интерфейсе с туннелированием дырок и электронов, как обозначено на рис. 1 стрелками *d* и *e*. Из-за встроенного заряда на гетерогранице могут возникать потенциальные ямы, и рекомбинация может происходить с их участием (на рис. 1 ямы не показаны). Отметим, что образование этих ям связано со встроенным зарядом, а не приложенным напряжением, так как в эксперименте изменение внешнего электрического смещения, вплоть до перемены его полярности, оказывало влияние лишь на интенсивность ЭЛ, а энергия излучения в максимуме полосы ЭЛ оставалась прежней [7]. Однако и этот механизм не объясняет температурную зависимость энергии в максимуме полосы ЭЛ вблизи $T = 4.2$ К.

Стрелкой с на рис. 1 схематично показаны переходы с участием пограничных („интерфейсных“) состояний. Как показано в работах [13,14], такие состояния возникают вблизи резкого гетероперехода и локализованы в перпендикулярном к его плоскости направлении. В указанных работах установлено, что при отражении от гетерограницы или туннелировании через нее происходит

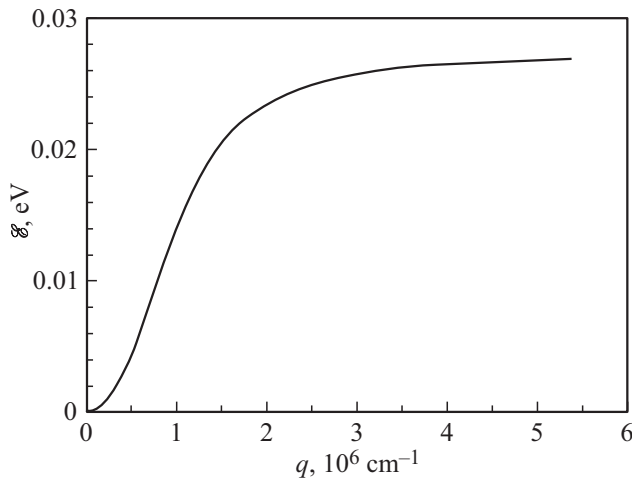


Рис. 3. Зависимость ε от q , рассчитанная согласно выражению (4) для ГС с рабочим слоем состава $y = 0.095$.

взаимная трансформация легких и тяжелых дырок. Коэффициенты отражения, прохождения и трансформации имеют полюс, соответствующий энергии пограничных состояний, который определяется обращением в ноль выражения [13]:

$$\frac{E_{v2}}{\kappa_2} + \frac{E_{v1}}{\kappa_1} = 0, \quad (1)$$

где $E_{v1} = E + E_{g1}/2$, $E_{v2} = E + E_{g1}/2 + V_v$, энергия E отсчитывается вверх от середины запрещенной зоны полупроводника 1.

Для полупроводника 1 $V_v = V_c = 0$, поэтому

$$\kappa_1 = \sqrt{q^2 - (E + E_{g1}/2) \left[\frac{\hbar^2 \gamma^2}{(E - E_{g1}/2)} - \frac{\hbar^2}{2m_{hh}} \right]^{-1}}. \quad (2)$$

Для полупроводника 2:

$$\kappa_2 = \sqrt{q^2 - (E + E_{g1}/2 + V_v) \left[\frac{\hbar^2 \gamma^2}{(E - E_{g1}/2 + V_c)} - \frac{\hbar^2}{2m_{hh}} \right]^{-1}}. \quad (3)$$

Здесь γ — межзонный матричный элемент в модели Кейна, m_{hh} — масса тяжелых дырок, которая считается одинаковой для обоих полупроводников, q — волновой вектор дырки в плоскости гетероперехода, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π .

Удобно ввести энергию дырок, отсчитываемую вниз от потолка валентной зоны полупроводника 1: $\varepsilon = -E - E_{g1}/2$. Уравнение (1) позволяет связать энергию пограничного состояния E и q :

$$\hbar^2 q^2 = \frac{(V_v - \varepsilon)\varepsilon}{V_v(V_v - 2\varepsilon)} \left\{ (V_v - \varepsilon) \left[\frac{\gamma^2}{(\varepsilon + E_{g1})} + \frac{1}{2m_{hh}} \right]^{-1} + \varepsilon \left[\frac{\gamma^2}{(\varepsilon - V_v + E_{g2})} + \frac{1}{2m_{hh}} \right]^{-1} \right\}. \quad (4)$$

На рис. 3 построена зависимость энергии E от волнового вектора q . Видно, что зависимость явно

непараболическая, и при малых q ход энергии ближе к соответствующей зависимости для легких дырок, а затем — ближе к таковой для тяжелых дырок. Это является следствием перемешивания состояний легких и тяжелых дырок на гетерогранице.

Волновой вектор q в первом приближении можно связать с энергией теплового движения тяжелой дырки, положив

$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m_{hh}} = k_B T. \quad (5)$$

При повышении температуры от $T = 4.2$ К тепловая энергия также возрастает, а, следовательно, смещается и пограничное состояние. Количественная оценка поведения энергии излучательных переходов с участием пограничных состояний для барьера $\text{InAs}_{0.905}\text{Sb}_{0.095}/\text{InAs}_{0.320}\text{Sb}_{0.290}\text{P}_{0.390}$ приведена на рис. 2 сплошной линией.

При $T = 0$ энергия пограничного состояния совпадает с потолком валентной зоны полупроводника 1. Энергия оптического перехода электрона из зоны проводимости полупроводника 2 на это состояние меньше E_{g2} на величину V_v . С повышением температуры пограничное состояние смещается вниз по энергии все более полого, и энергия перехода растет. Это указывает на то, что при повышении температуры выше $T = 50$ К существенную роль начинают играть другие механизмы, перечисленные выше.

Точного совпадения расчетной оценки с экспериментально определенным отклонением ΔE ожидать не следует, так как расчет энергетической диаграммы гетероперехода между тройным и четверным твердыми растворами приближителен. Однако модель оптических переходов с участием пограничных состояний объясняет, почему экспериментально наблюдаемое положение максимума полосы ЭЛ не зависит от величины тока возбуждения, но заметно меняется с температурой вблизи $T = 4.2$ К.

Таким образом, температурная зависимость положения максимума ЭЛ описываемых гетероструктур может быть объяснена следующим образом: при температурах вблизи комнатной и ниже вплоть до $T \sim 200$ К имеет место межзонная рекомбинация в рабочем слое $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$. При гелиевых температурах и выше вплоть до $T \sim 50$ К происходит рекомбинация с участием пограничных состояний, возникающих на интерфейсе. При промежуточных температурах рекомбинация может происходить в рабочем слое с дополнительным участием примесных центров, формируя переход от возрастания энергии ЭЛ через максимум к ее уменьшению.

Финансирование работы

Работа в Университете ИТМО выполнена в рамках государственного задания (проект FSER-2025-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Martyniuk, A. Rogalski. In: Semiconductors and Semimetals, v. 118, ed. by S.D. Gunapala and D.Z. Ting (2025), p. 207–253.
- [2] N. Argirusis, A. Achilleos, N. Alizadeh, C. Argirusis, G. Sourkouni. *Sensors* **25**, 3, 673 (2025).
- [3] Y. Di, K. Ba, X. Wang, T. Lin, B. Wu, Y. Chen, J. Wang. *Adv. Mater.* e08115 (2025).
- [4] G.F. Rangel, L.D. de Leon Martínez, L.S. Walter, B. Mizai-koff. *TrAC Trends Analyt. Chem.* **180**, 117916 (2024).
- [5] Y. Tang, Y. Zhao, H. Liu. *ACS Sens.* **7**, 12, 3582 (2022).
- [6] Я.Д. Кириленко, В.В. Романов, Н.Л. Баженов, И.Н. Трапезникова, К.Д. Мынбаев, К.Д. Моисеев. *ФТТ* **68**, 1, 61 (2026).
- [7] I.D. Kirilenko, K.D. Mynbaev, V.V. Romanov, N.L. Bazhenov, K.D. Moiseev. *St. Petersburg. State Polytech. Univ. J.: Phys. Math.* **19**, 1.1, 33 (2026).
- [8] В.В. Романов, К.Д. Моисеев. *ФТТ* **65**, 10, 1707 (2023).
- [9] Y. Mao, A. Krier. *Opt. Mater.* **6**, 1–2, 55 (1996).
- [10] E.H. Steenbergen, J.A. Massengale, G. Ariyawans, Y.-H. Zhang. *J. Luminescence* **178**, 451 (2016).
- [11] T. Smolka, M. Motyka, V.V. Romanov, K.D. Moiseev. *Materials* **15**, 4, 1419 (2022).
- [12] Y.M. Yen, R. People, K.W. Wecht. *J. Appl. Phys.* **64**, 2, 952 (1988).
- [13] Р.А. Сурис. *ФТП* **20**, 11, 2008 (1986).
- [14] А.В. Сокольский, Р.А. Сурис. *ФТП* **21**, 5, 866 (1987).

Редактор А.Н. Смирнов