

Суперлинейная электролюминесценция в гетероструктурах на основе GaSb с высокими потенциальными барьерами

© К.В. Калинина[¶], М.П. Михайлова, Б.Е. Журтанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 5 июня 2012 г. Принята к печати 6 июня 2012 г.)

Исследована электролюминесценция в светодиодных изотипных и анизотипных гетероструктурах, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, с высокими скачками потенциала в зоне проводимости ΔE_c на гетерогранице между узкозонной активной областью и широкозонным слоем. В исследуемых гетероструктурах наблюдались два пика электролюминесценции в диапазоне энергий фотонов 0.28–0.74 эВ при температурах $T = 300$ и 77 К, для которых обнаружен суперлинейный рост интенсивности и оптической мощности излучения в 1.5–2 раза в диапазоне токов накачки 20–220 мА. Данный эффект объяснен образованием дополнительных электронно-дырочных пар вследствие ударной ионизации горячими электронами, разогретыми за счет скачка потенциала ΔE_c в зоне проводимости на гетерограницах n -AlGaAsSb/ n -InGaAsSb и n -GaSb/ n -InGaAsSb. Данный эффект может быть использован для повышения квантовой эффективности полупроводниковых излучателей (светодиодов, лазеров) среднего инфракрасного диапазона.

1. Введение

Гетероструктуры на основе твердых растворов InGaAsSb, изопериодных по отношению к подложке GaSb, перекрывают спектральный диапазон 1.8–4.8 мкм, в котором находятся полосы поглощения многих промышленных и природных газов, что представляет большой интерес для задач газового анализа, экологического мониторинга и медицинской диагностики. Данные структуры используются для создания светодиодов, лазеров и фотодиодов, а также оптоэлектронных сенсоров на их основе [1–4]. В связи с этим важным представляется поиск путей увеличения оптической мощности и квантовой эффективности светодиодов на основе узкозонных полупроводников.

Система твердых растворов InGaAsSb/GaSb интересна еще и тем, что, изменяя состав слоев, можно получать как ступенчатые, так и разьединенные гетеропереходы II типа [5]. Особенностью гетеропереходов II типа является наличие самосогласованных квантовых ям по обе стороны границы, в которых локализованы носители, так что электроны и дырки пространственно разделены. В таких структурах возможно получить более длинноволновое излучение за счет туннельных переходов носителей через гетерограницу [6]. Известно, что оптическая мощность и квантовая эффективность длинноволновых светодиодов на основе узкозонных полупроводников лимитируется главным образом процессом безызлучательной оже-рекомбинации [7]. В работе [8] было показано, что на резкой гетерогранице II типа, а также в наноструктурах с глубокими квантовыми ямами оже-рекомбинация может быть существенно подавлена. В гетероструктурах II типа благодаря взаимодействию носителей с гетерограницей процесс оже-рекомбинации является беспороговым, так как отсутствует закон сохранения квазиимпульса для компоненты,

перпендикулярной гетерогранице. При этом скорость оже-рекомбинации является степенной функцией температуры. Как показано в [9], эффективное подавление процессов оже-рекомбинации в гетероструктурах II типа связано с короткодействующим характером кулоновского взаимодействия электронов, участвующих в процессе рекомбинации.

Ранее в работе [10] было высказано предположение, что, если энергия скачка потенциала на гетерогранице широкозонного и узкозонного слоев гетероструктуры в зоне проводимости или валентной зоне (ΔE_c или ΔE_v) больше пороговой энергии ионизации носителей в узкозонном слое, электроны, которые переходят из широкозонной области в узкозонную, используя энергию скачка на резкой гетерогранице, могут рожать дополнительные электронно-дырочные пары в узкозонной области даже при нулевой кинетической энергии. В работе [11] было предложено использовать большие скачки потенциала в зоне проводимости на гетерогранице для увеличения отношения коэффициентов ионизации в лавинных фотодиодах на основе многослойных гетероструктур GaAs/GaAlAs с квантовыми ямами. В последние годы значительное число работ посвящено повышению квантовой эффективности солнечных фотоэлементов на основе наноструктур с квантовыми точками с использованием эффекта умножения носителей при освещении высокоэнергетичными фотонами [12,13]. Впервые возрастание квантового выхода внутреннего фотоэффекта в узкозонных полупроводниках типа InSb за счет ударной ионизации высокоэнергетичными фотонами было рассмотрено в работах [14]. Однако для увеличения квантовой эффективности и оптической мощности светодиодных структур указанные выше подходы ранее не использовались.

В работе [15] нами впервые наблюдалась суперлинейная зависимость электролюминесценции от тока при низких температурах ($T = 4.2$ и 77 К) в изо-

[¶] E-mail: karina_kalinina@inbox.ru

типной гетероструктуре $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ с узкозонным слоем $n\text{-InGaAsSb}$ (ширина запрещенной зоны $E_g = 0.29$ эВ) и высоким скачком потенциала в зоне проводимости $\Delta E_c = 1.1$ эВ на гетерогранице между $n\text{-AlGaAsSb}$ ($E_g = 1.28$ эВ) и $n\text{-InGaAsSb}$. Такое увеличение интенсивности электролюминесценции было объяснено образованием дополнительных электронно-дырочных пар за счет процесса ударной ионизации носителей заряда вблизи гетерограницы $n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$.

В данной работе мы сообщаем о продолжении исследования люминесценции светодиодов на основе изотипных и анизотипных гетероструктур $\text{GaSb}/\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ с высокими потенциальными барьерами на гетерограницах и наблюдении суперлинейной зависимости люминесценции и повышении оптической мощности в зависимости от тока в таких гетероструктурах.

2. Экспериментальные образцы и методика эксперимента

Нами были исследованы два типа светодиодных структур, изготовленных на подложке $n\text{-GaSb}$ методом жидкофазной эпитаксии: изотипная гетероструктура $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ и анизотипная гетероструктура $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$.

В первом случае на подложке $n\text{-GaSb}$ с концентрацией электронов $n = 4.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ выращивался широкозонный слой $n\text{-AlGaAsSb}$ толщиной ~ 0.8 мкм с содержанием Al 64% ($E_g = 1.28$ эВ), затем узкозонный слой $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$ толщиной ~ 1.5 мкм с содержанием Ga $(1-x) = 6.6\%$ ($E_g = 0.282$ эВ при $T = 300$ К, $E_g = 0.34$ эВ при $T = 77$ К). Величина спин-орбитального отщепления составила $\Delta \approx 0.36$ эВ. Структура $n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ представляет собой ступенчатый гетеропереход II типа с большим скачком потенциала в зоне проводимости, $\Delta E_c = 1.14$ эВ, и малым скачком в валентной зоне, $\Delta E_v = 0.14$ эВ, при этом ΔE_c значительно превышает значение ширины запрещенной зоны узкозонного слоя $n\text{-InGaAsSb}$.

Анизотипная структура выращивалась на подложке $n\text{-GaSb}$ (100), легированной теллуром до концентрации электронов $n = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($E_g = 0.725$ эВ). Активный узкозонный слой $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$ толщиной ~ 1 мкм был легирован теллуром до концентрации $n = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Содержание Ga в нем составляло $(1-x) = 4.4\%$, что соответствовало ширине запрещенной зоны $E_g = 0.284$ эВ при 300 К и 0.34 эВ при 77 К, величина спин-орбитального расщепления составила $\Delta \approx 0.35$ эВ. Затем выращивался широкозонный слой $p\text{-AlGaAsSb}$ толщиной ~ 0.5 мкм с большим содержанием Al, $\sim 64\%$ ($E_g = 1.28$ эВ).

Методами стандартной фотолитографии были созданы светодиодные чипы размером 0.4×0.4 мм, сплошной омический контакт (Cr:Au) наносился со стороны

подложки. Верхний кольцевой контакт (Au) диаметром 0.3 мм (с шириной кольца 30 мкм) формировался со стороны узкозонной активной области $n\text{-InGaAsSb}$ в изотипной структуре. В анизотипной структуре точечный контакт (Au) диаметром 0.1 мм наносился со стороны широкозонного слоя $p\text{-AlGaAsSb}$. Образцы были смонтированы на стандартных корпусах ТО-18 подложкой к корпусу.

Были исследованы спектры излучения, выходящего через верхние слои образцов в квазистационарном режиме (частота повторения импульсов 0.5 кГц, скважность 2) в зависимости от энергии фотона в интервале 0.2–0.8 эВ в диапазоне токов 0–220 мА при комнатной температуре и температуре жидкого азота при прямом смещении. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) при комнатной и азотной температурах измерялись в квазистационарном режиме. Зависимость интенсивности и мощности оптического излучения от тока (при $T = 77$ и 300 К) исследовали в диапазоне токов 0–220 мА. Спектры электролюминесценции были измерены с помощью автоматизированной установки на базе монохроматора DK-480 с дифракционной решеткой 300 штрихов/мм. Для регистрации излучения на выходе монохроматора использовался InSb-фотодиод (EG&G Judson Co), охлаждаемый жидким азотом, работавший в фотовольтаическом режиме. Сигнал с фотодиода поступал на вход трансимпедансного предусилителя, далее преобразовывался с помощью селективного усилителя по схеме синхронного детектирования и передавался в компьютер. ВАХ исследовались с помощью автоматизированной установки, которая была сопряжена с персональным компьютером.

3. Эксперимент и обсуждение результатов

Рассмотрим вначале результаты исследования изотипной гетероструктуры, зонная диаграмма которой представлена на рис. 1. В изотипной структуре $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$

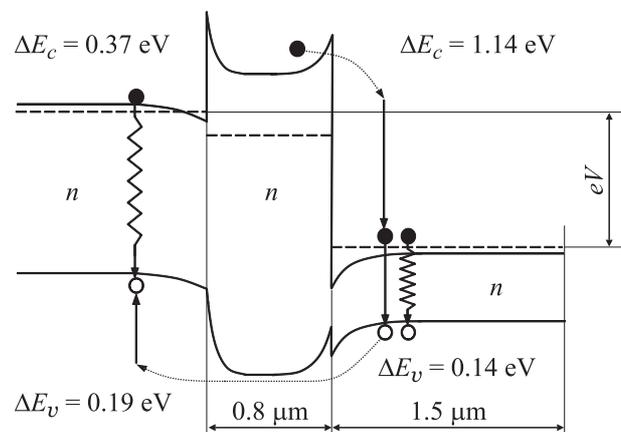


Рис. 1. Зонная диаграмма изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$.

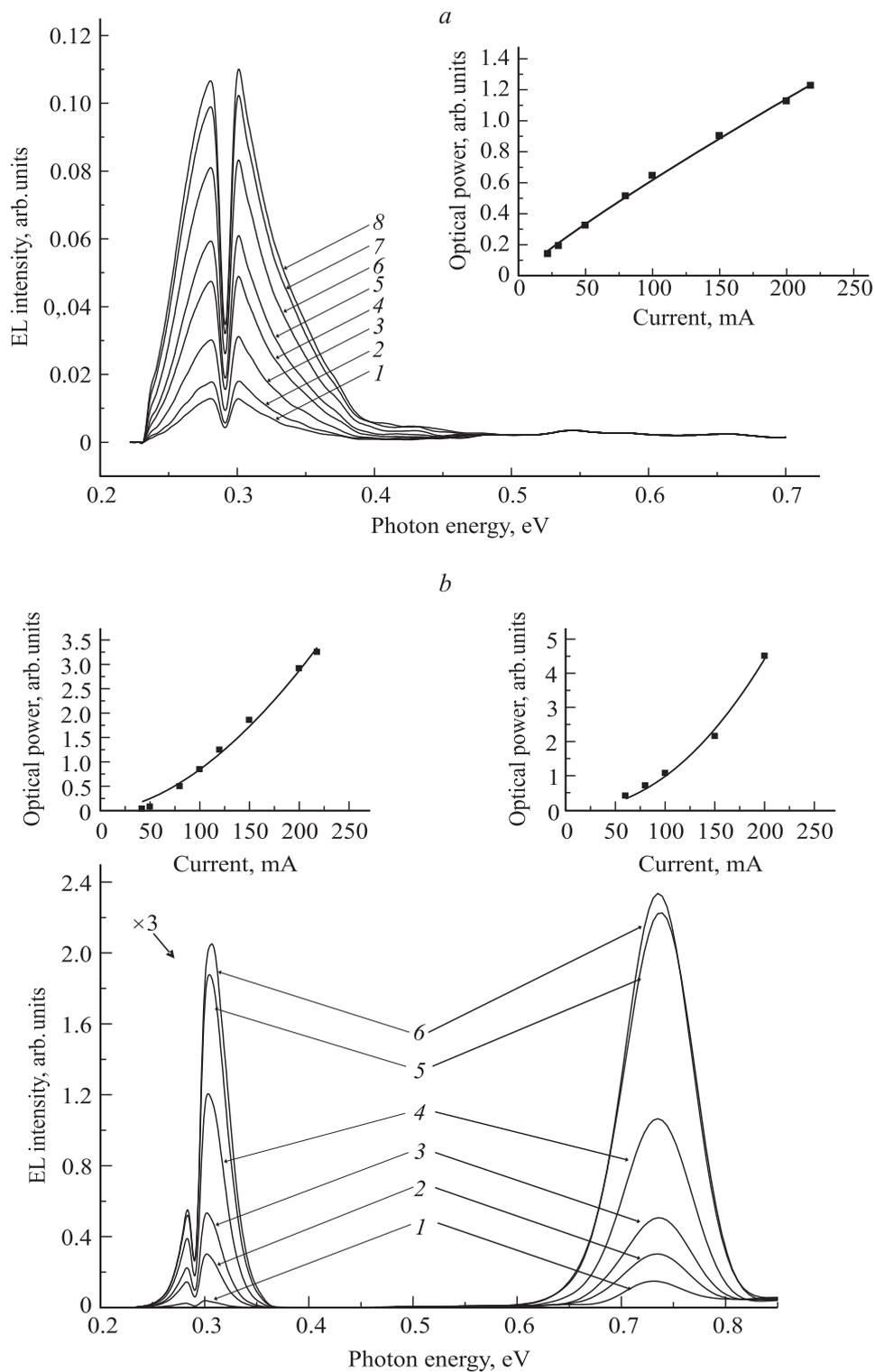


Рис. 2. Спектры электролюминесценции изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ при прямом смещении. a — $T = 300\text{ K}$, ток накачки 22 (1), 30 (2), 50 (3), 80 (4), 100 (5), 150 (6), 200 (7), 218 мА (8). b — $T = 77\text{ K}$, ток накачки 60 (1), 80 (2), 100 (3), 150 (4), 200 (5), 218 мА (6). На вставках — зависимости мощности полос электролюминесценции от тока накачки (точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет).

AlGaAsSb/ n -InGaAsSb при комнатной температуре в спектре электролюминесценции наблюдалась одна полоса с максимумом при $\sim 0.28\text{ эВ}$ (E_1), соответствующим

ширине запрещенной зоны узкозонного слоя (рис. 2, a). При этом интенсивность излучения полосы E_1 росла практически линейно с увеличением тока накачки. При

низкой температуре ($T = 77$ К) в спектре электролюминесценции наблюдалось два пика (рис. 2, *b*) с энергиями максимума $E_1 \approx 0.30$ эВ и $E_2 \approx 0.74$ эВ, близкими к ширине запрещенной зоны узкозонного слоя n -InGaAsSb и широкозонного слоя n -GaSb соответственно. Интересной особенностью является тот факт, что оптическая мощность излучения в этом случае росла суперлинейно с увеличением тока для обеих полос, соответствующих узкозонному и широкозонному слоям (рис. 2, *b*), тогда как в работе [15] суперлинейность наблюдалась только для полосы E_2 при низкой температуре. Зависимость мощности (P) от тока накачки (I) может быть описана степенным законом: $P = AI^B$, где A — подгоночный параметр, а показатель степени B характеризует нелинейность электролюминесценции. Для полосы E_1 эти значения составляли $A \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$, $B \approx 1.77$, для полосы E_2 — $A \approx 0.5 \cdot 10^{-4}$, $B \approx 2.17$.

В работе [15] мы предположили, что такая сверхлинейность при 77 К может быть объяснена созданием дополнительных электронно-дырочных пар за счет процесса ударной ионизации. Поскольку изучаемая структура — изотипная, то в равновесии в ней практически отсутствуют дырки. При приложении положительного смещения („+“ на n -InGaAsSb) электроны поступают из широкозонного слоя n -AlGaAsSb в узкозонный слой n -InGaAsSb разогретыми за счет большого скачка потенциала в зоне проводимости AlGaAsSb. Пороговые энергии для начала ударной ионизации электронов и дырок в общем случае двухзонной модели полупроводника и параболических зон выражаются через эффективные массы электронов m_e , тяжелых дырок m_h и ширину запрещенной зоны E_g [16]:

$$\varepsilon_{ie} = E_g[(2m_e + m_h)/(m_e + m_h)] \quad (1)$$

— для электронов в зоне проводимости,

$$\varepsilon_{ih} = E_g[(2m_h + m_e)/(m_e + m_h)] \quad (2)$$

— для тяжелых дырок в валентной зоне.

С учетом того, что для рассматриваемых полупроводников $m_h \gg m_e$, пороги ударной ионизации для электронов и дырок составят соответственно

$$\varepsilon_{ie} = E_g, \quad \varepsilon_{ih} = 2E_g. \quad (3)$$

Если включить в рассмотрение третью зону, отщепленную от валентной спин-орбитальным взаимодействием и расположенную по энергии на расстоянии $\Delta \leq E_g$, то пороговая энергия ионизации для дырок понижается до величины

$$\varepsilon_{ih} = E_g[1 + m_{so}(1 - \Delta/E_g)]/(2m_h + m_e - m_{so}) \approx E_g, \quad (4)$$

где m_{so} — эффективная масса дырок в спин-орбитально отщепленной зоне.

Оценка пороговых значений энергии ионизации для электронов в n -InGaAsSb дает значение $\varepsilon_{ie} \approx E_g$

≈ 0.28 эВ, для тяжелых дырок в валентной зоне $\varepsilon_{ie} \approx 2E_g \approx 0.56$ эВ. Поскольку скачок потенциала на гетерогранице $\Delta E_c = 1.14$ эВ $\gg \varepsilon_{ie}$, возможен процесс ударной ионизации электронами в узкозонном материале. В результате в узкозонном слое n -InGaAsSb могут создаваться дополнительные электронно-дырочные пары. При этом часть полученных дырок излучательно рекомбинирует с электронами в узкозонном слое, давая вклад в полосу E_1 , а часть дырок туннелирует через узкий барьер на гетерогранице II типа n -InGaAsSb/ n -GaSb, где за счет излучательной рекомбинации с электронами вносит вклад в полосу E_2 . При этом дырки, которые попадают в n -GaSb, тоже являются „горячими“, приобретая энергию > 0.833 эВ за счет суммы скачков потенциала на гетерограницах ($\Delta E_v = 0.14$ эВ для n -AlGaAsSb/ n -InGaAsSb, $\Delta E_v = 0.19$ эВ для n -GaSb/ n -AlGaAsSb) и приложенного положительного смещения > 500 мэВ. Известно, что резонансная ударная ионизация дырками из спин-орбитально отщепленной зоны может происходить в узкозонных полупроводниках $A^{III}B^V$, для которых значение ширины запрещенной зоны E_g близко к значению энергии спин-орбитально отщепленной подзоны Δ_0 (GaSb, InAs и их твердые растворы) [16]. При низкой температуре пороговая энергия ионизации для дырок в n -GaSb $\varepsilon_{ih} \approx \varepsilon_{so} \approx E_g = 0.8$ эВ. В связи с этим можно предположить, что в n -GaSb также может происходить ударная ионизация, приводящая к созданию дополнительных носителей заряда, что и позволяет объяснить суперлинейный рост интенсивности полосы E_2 при понижении температуры. При этом важно отметить, что в данном случае имеется в виду ударная ионизация, обусловленная „горячими“ носителями заряда, разогретыми за счет скачка потенциала на гетерогранице, а не за счет электрического поля.

Нужно отметить, что в рассматриваемой выше изотипной структуре при комнатной температуре наблюдалась только одна полоса E_1 с энергией ~ 0.28 эВ (длина волны $\lambda = 4.4$ мкм), соответствующая электролюминесценции из узкозонного твердого раствора, зависимость интенсивности от тока которой возрастала практически линейно. Можно предположить, что сублинейная зависимость интенсивности люминесценции связана с возрастанием влияния процесса оже-рекомбинации с повышением температуры в узкозонном материале [7].

Рассмотрим теперь результаты исследования анизотипной структуры n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb. Как видно из зонной энергетической диаграммы структуры, представленной на рис. 3, гетеропереход n -GaSb/ n -InGaAsSb представляет собой разъединенный гетеропереход II типа [17,18], в котором энергетический зазор между валентной зоной n -GaSb и зоной проводимости n -InGaAsSb составляет ~ 65 мэВ. Скачок потенциала ΔE_c на гетерогранице n -GaSb и узкозонного n -InGaAsSb составляет 0.79 эВ, что в несколько раз превосходит ширину запрещенной зоны узкозонного слоя $E_g \approx 0.284$ эВ (при $T = 300$ К).

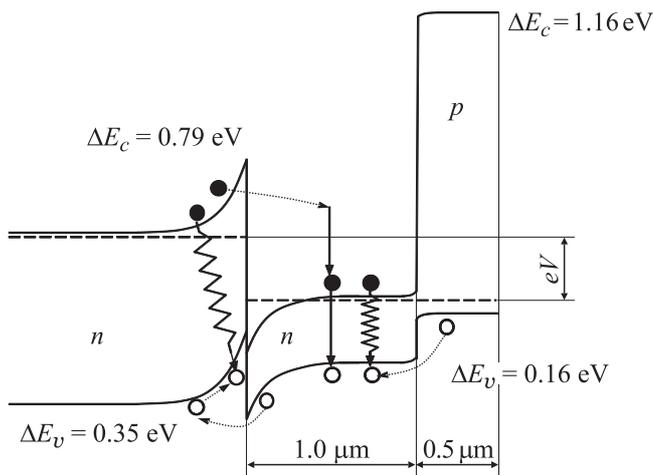


Рис. 3. Зонная диаграмма изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$.

В спектрах электролюминесценции анизотипной структуры при обеих температурах, 300 и 77 К, наблюдались два пика (рис. 4, *a, b*): широкий длинноволновый в области 0.28 эВ (E_1) и коротковолновый при 0.64 эВ (E_2). При увеличении тока накачки от 50 до 215 мА ширина на половине высоты максимума (FWHM) полосы E_1 увеличивалась от 60 до 90 мэВ, ширина полосы E_2 практически не изменялась и составляла 70–80 мэВ. При температуре жидкого азота полосы излучения люминесценции E_1 и E_2 лежали вблизи 0.30 и 0.70 эВ соответственно. Максимум узкозонной полосы E_1 был близок к значению ширины запрещенной зоны твердого раствора $n\text{-InGaAsSb}$ ($E_g = 0.284$ эВ при $T = 300$ К). В то же время широкозонная полоса E_2 была несколько смещена в длинноволновую сторону по сравнению со значением ширины запрещенной зоны GaSb ($E_g = 0.73$ эВ). Это связано с особенностями гетерограницы II типа: непрямая излучательная рекомбинация происходит преимущественно между электронами и дырками, находящимися в самосогласованных потенциальных ямах по обе стороны гетерограницы GaSb/InGaAsSb [5].

При комнатной температуре оптическая мощность излучения полосы электролюминесценции E_2 , соответствующей рекомбинации носителей вблизи гетерограницы $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$, увеличивалась практически линейно с током (показатель степени $B \approx 0.88$), в то время как мощность полосы E_1 , соответствующей излучению из узкозонной области, возрастала суперлинейно с показателем $B \approx 1.54$ (рис. 4, *a*).

При низкой температуре (77 К) мощность полосы E_1 росла сублинейно с током ($B \approx 0.56$), в то время как для полосы E_2 наблюдался суперлинейный рост интенсивности от тока (рис. 4, *b*). Для этой полосы при увеличении тока от 20 до 120 мА вначале мощность излучения возрастала суперлинейно ($B \approx 1.4$, $A \approx 0.017$), затем наблюдался резкий спад (N -образность) и снова возрастание при значениях тока 150–210 мА с большим коэффи-

циентом суперлинейности, $B \approx 1.8$, $A \approx 6.8 \cdot 10^{-4}$. При низкой температуре с увеличением тока наблюдалось сужение полосы E_2 в 1.5 раза — от 90 до 60 мэВ в интервале токов от 20 до 210 мА. Вероятно, это связано с переходом к суперлюминесцентному режиму. Нелинейность роста интенсивности в максимуме спектра электролюминесценции и оптической мощности с ростом тока в полосы E_2 при 77 К, по нашему мнению, может быть объяснена изменением положения области излучательной рекомбинации, т.е. переходом от интерфейсной рекомбинации на гетерогранице к объемной в GaSb, как это наблюдалось ранее в работе [19] при исследовании электролюминесценции лазерной двойной гетероструктуры II типа $p\text{-AlGaAsSb}/p\text{-InGaAsSb}/n\text{-AlGaAsSb}$.

Как отмечалось выше, в рассматриваемой анизотипной гетероструктуре $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ скачок потенциала в зоне проводимости на гетерогранице $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ ($\Delta E_c = 0.79$ эВ) существенно превосходит пороговую энергию ионизации для электронов в узкозонной активной области $n\text{-InGaAsSb}$: $\epsilon_{ie} \approx E_g \approx 0.284$ эВ (рис. 3). По аналогии с изотипной структурой следует ожидать что в слое $n\text{-InGaAsSb}$ в результате ударной ионизации горячими электронами могут образовываться дополнительные электронно-дырочные пары, которые дают вклад в излучательную рекомбинацию. Это объясняет наблюдаемый сверхлинейный рост интенсивности излучения с током накачки.

Однако, в отличие от рассмотренной ранее изотипной структуры, в анизотипной гетероструктуре был обнаружен различный характер электролюминесценции для двух полос излучения E_1 и E_2 в интервале токов 20–220 мА: сверхлинейный для одной (E_1) и сублинейный для другой (E_2). При низкой температуре (77 К) в этой структуре суперлинейная зависимость интенсивности излучения от тока накачки была характерна для полосы E_2 широкозонного слоя, а сублинейная для полосы E_1 узкозонного слоя. Это можно объяснить тем, что при низкой температуре сохраняются условия для ударной ионизации в узкозонном слое $n\text{-InGaAsSb}$, для которого $\Delta E_c \gg \epsilon_{ie}$. Однако нужно отметить, что при понижении температуры от комнатной до азотной гетеропереход $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ трансформируется из разъединенного гетероперехода II типа в ступенчатый гетеропереход II типа за счет изменения температуры и увеличения энергии запрещенных зон GaSb и InGaAsSb [18]. При этом скачок потенциала в валентной зоне $n\text{-GaSb}$ ΔE_v уменьшается, что создает более благоприятные условия для утечки дырок в $n\text{-GaSb}$, и мы наблюдаем суперлинейную зависимость широкозонной полосы E_2 при понижении температуры.

Предложенное нами объяснение нелинейного возрастания интенсивности электролюминесценции в обеих исследуемых гетероструктурах за счет ионизации разогретыми электронами на гетерогранице с большими разрывами зон подтверждается также следующими соображениями. Нужно заметить, что в светодиодных структурах на основе $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$

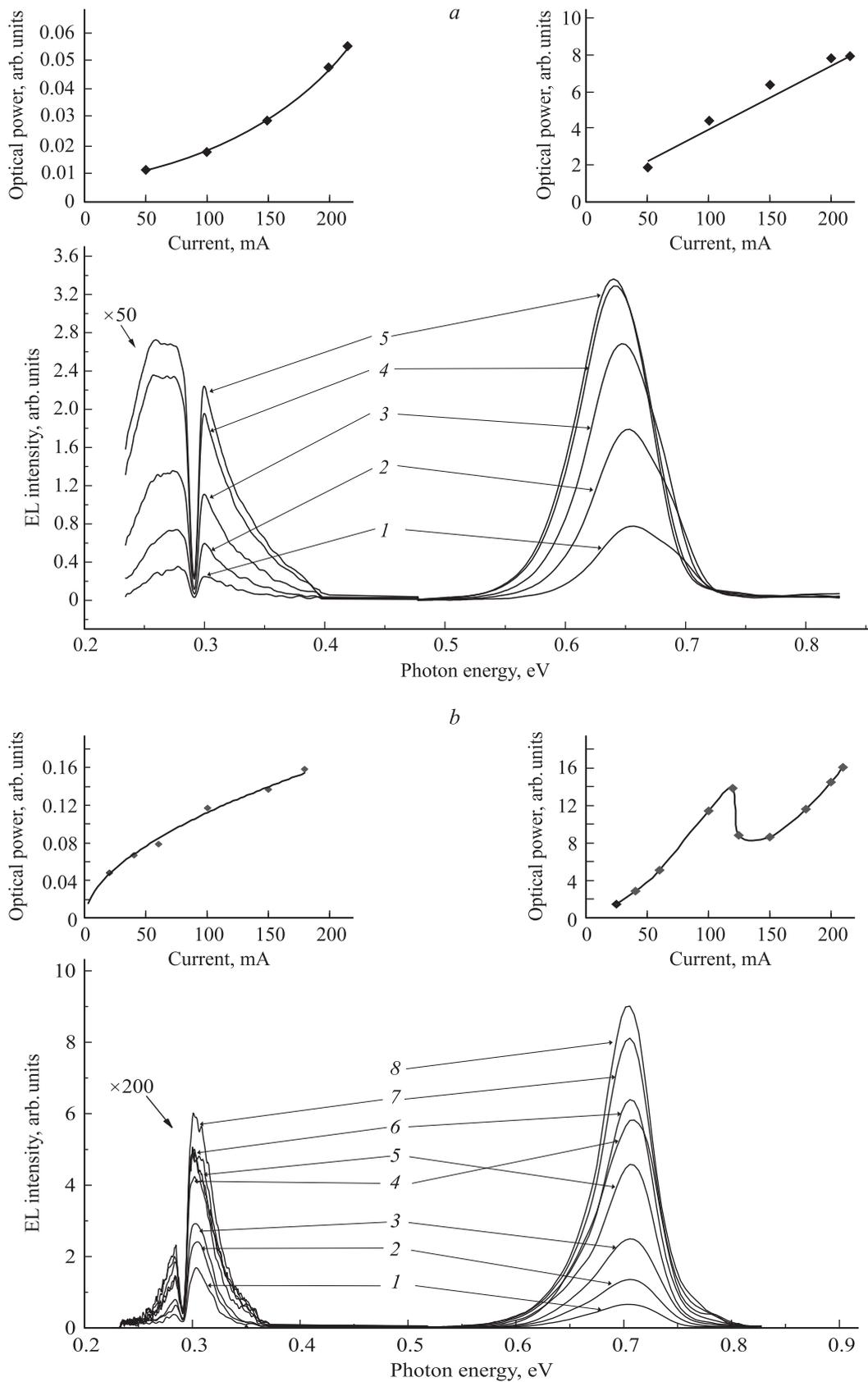


Рис. 4. Спектры электролюминесценции изотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении. *a* — $T = 300\text{ K}$, ток накачки 50 (1), 100 (2), 150 (3), 200 (4), 215 мА (5). *b* — $T = 77\text{ K}$, ток накачки 20 (1), 40 (2), 60 (3), 100 (4), 150 (5), 180 (6), 200 (7), 210 мА (8). На вставках — зависимости мощности электролюминесценции в каждой из полос от тока накачки (точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет).

с высоким содержанием Ga в активной области, $\sim (78-95)\%$, $E_g \approx 0.6$ эВ, излучающих на длине волны ~ 2.0 мкм [20,21], в которых нет больших скачков потенциала на гетерограницах, превышающих пороговые энергии ионизации носителей в активном слое, всегда наблюдается линейная и сублинейная зависимость интенсивности излучения в зависимости от тока накачки.

Для сравнения нами была специально выращена аналогичная структура $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-Ga}_{0.875}\text{In}_{0.125}\text{AsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с широкозонной активной областью (содержание Ga $\sim 87.5\%$), с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 0.605$ эВ при $T = 300$ К ($\lambda \approx 2.05$ мкм), и с содержанием Al в ограничительных слоях $\sim 64\%$ ($E_g = 1.28$ эВ). При этом гетеропереход $n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-Ga}_{0.875}\text{In}_{0.125}\text{AsSb}$ представлял собой переход I типа со скачком потенциала в зоне проводимости на гетерогранице $\Delta E_c \approx 0.5$ эВ. Таким образом, значение энергии скачка потенциала ΔE_c было недостаточным для разогрева носителей в активной области структуры. Пороговые энергии ионизации для электронов в активной области соответствуют $\varepsilon_{ie} \approx E_g \approx 0.605$ эВ, для тяжелых дырок $\varepsilon_{ih} \approx 2E_g \approx 1.21$ эВ, так что скачок потенциала в зоне проводимости на гетерогранице ΔE_c меньше пороговой энергии ионизации электронов и дырок. Поэтому в спектре электролюминесценции такой гетероструктуры нами наблюдалась лишь одна полоса излучения с энергией фотона $\sim (0.60-0.61)$ эВ, соответствующая рекомбинации носителей в активной области. При этом мы получили только линейную зависимость интенсивности электролюминесценции от тока накачки в диапазоне 20–220 мА.

Кроме того, нами была выращена и исследована также анизотипная структура на подложке GaSb с дырочным типом проводимости ($p = 5.2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) $n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$, в которой также наблюдалась слабая электролюминесценция при прямом смещении в диапазоне энергий 0.23–0.36 эВ, соответствующая излучению из узкозонного твердого раствора InGaAsSb. Мощность оптического излучения в этой структуре возрастала линейно с увеличением тока накачки, а затем выходила на насыщение, т.е. наблюдалась сублинейная зависимость электролюминесценции. Это объясняется тем, что в исследуемой структуре гетерограница $p\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ представляет собой разьединенный гетеропереход, который является омическим контактом [5] и не позволяет удерживать неосновные носители (дырки) в активной области структуры.

4. Заключение

Таким образом, в рамках данной работы выращены и исследованы узкозонные гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-In}_{0.934}\text{Ga}_{0.066}\text{AsSb}$ и $n\text{-GaSb}/n\text{-In}_{0.956}\text{Ga}_{0.044}\text{AsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ на основе $n\text{-GaSb}$ с большими скачками потенциала в зоне проводимости ΔE_c на гетерогранице, превышающими ширину запре-

щенной зоны узкозонной области. В спектре электролюминесценции наблюдались два пика электролюминесценции в диапазоне энергий фотонов 0.28–0.74 эВ при $T = 300$ и 77 К, для которых обнаружена суперлинейная зависимость электролюминесценции и увеличение оптической мощности в $\sim (1.5-2)$ раза в зависимости от тока накачки в диапазоне 20–220 мА. Наблюдаемые эффекты объяснены вкладом в излучательную рекомбинацию дополнительных электронно-дырочных пар, образованных за счет эффекта ударной ионизации носителями заряда, разогретыми за счет большого скачка потенциала ΔE_c на гетерогранице.

Предложенный в работе метод увеличения квантовой эффективности и оптической мощности светодиодов на основе узкозонных гетероструктур с высокими скачками потенциала на гетерогранице может быть использован и для других материалов, в том числе в наногетероструктурах с глубокими квантовыми ямами. Полученные результаты перспективны также для увеличения квантовой эффективности светоизлучающих приборов, работающих при комнатной температуре, а также солнечных элементов и термофотовольтаических элементов.

Авторы выражают благодарность Г.Г. Зегря за полезные обсуждения.

Работа частично поддержана грантами Президиума РАН (Программа № 24) и РФФИ № 12-02-00597.

Список литературы

- [1] Н.Д. Стоянов, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. ФТП, **37**(8), 996 (2003) [Semiconductors, **37**(8), 878 (2003)].
- [2] Yu. Yakovlev, K. Moiseev, M. Mikhailova, A. Monakhov, A. Astakhova, V. Sherstnev. Proc. SPIE, **3947**, 144 (2000).
- [3] Yu.P. Yakovlev, I.A. Andreev, E.V. Kunitsyna, M.P. Mikhailova. Proc. SPIE, **4320**, 120 (2006).
- [4] M. Mikhailova, N. Stoyanov, I. Andreev, B. Zhurtanov, S. Kizhaev, E. Kunitsyna, Kh. Salikhov, Yu. Yakovlev. Proc. SPIE, **6585**, 658 526 (2007).
- [5] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. Semicond. Sci. Technol., **9**, 1279 (1994).
- [6] H. Kroemer, G. Griffiths. Electron. Dev. Lett., **4**, 20 (1983).
- [7] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во „Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН“, 1997).
- [8] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **10**(1), 327 (1992).
- [9] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. ЖЭТФ, **109**(2), 615 (1996).
- [10] М.З. Жингарев, В.И. Корольков, М.П. Михайлова. Письма ЖТФ, **6**(6), 376 (1980).
- [11] F. Capasso. In: *Semiconductors and Semimetals*, v. 22, pt D: *Photodetectors* (1982) ch. 1.
- [12] K. Tanabe. Electron. Lett., **43**, 18 (2007),
- [13] P.T. Landsberg, H. Nussbaumer. G. Willeke. J. Appl. Phys., **74**, 1451 (1993).
- [14] J. Tauc, A. Abraham. Czech. J. Phys., **8**, 155 (1959).

- [15] Н.Л. Баженов, Б.Е. Журтанов, К.Д. Мынбаев, А.П. Астахова, А.Н. Именков, М.П. Михайлова, В.А. Смирнов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **33** (23), 1 (2007).
- [16] A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. Phys. Status Solidi B, **140**, 9 (1987).
- [17] K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius, T. Simecek, J. Oswald, J. Pangrác. J. Appl. Phys., **86**, 6264 (1999).
- [18] М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **41** (2), 166 (2007).
- [19] Б.Е. Журтанов, К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, Т.И. Воронина, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (3), 357 (1999).
- [20] Н.Д. Стоянов, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. ФТП, **37** (8), 996 (2003).
- [21] Т.Н. Данилова, Б.Е. Журтанов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. ФТП, **39** (11), 1281 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

Superlinear electroluminescence in GaSb-based heterostructures with high potential barriers

K.V. Kalinina, M.P. Mikhailova, B.E. Zhurтанov, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract Electroluminescence of isotype and anisotype LED heterostructures grown by liquid-phase epitaxy with high conduction band offsets at the heterointerface of the narrow bandgap active region and the wide bandgap layer was studied. Two electroluminescence peaks with photon energies in the range 0.28–0.74 eV at the temperatures $T = 300$ and 77 K were observed. Superlinear growth of luminescence intensity and optical power by 1.5–2 times was determined in the 20–220 mA drive current range. This effect was explained by generation of additional electron–hole pairs stimulated by impact ionization by hot electrons those were heated by the conduction band offset energy ΔE_c at n -AlGaAsSb/ n -InGaAsSb and n -GaSb/ n -InGaAsSb heterointerfaces. This effect can be applied to increase the quantum efficiency of mid-infrared semiconductor emitters (light emitting diodes, lasers).