

Температурная зависимость электролюминесценции $p-i-n$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -гетероструктур с прямозонными и непрямозонными $(\text{In},\text{Al})\text{As}$ -квантовыми точками

© Т.С. Шамирзаев, Д.В. Дмитриев, В.А. Гайслер

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: sha_tim@mail.ru

Поступила в Редакцию 28 июля 2026 г.

В окончательной редакции 17 сентября 2026 г.

Принята к публикации 17 сентября 2026 г.

Изучалась температурная зависимость протекания тока и электролюминесценции в $p-i-n$ -гетероструктурах с прямозонными и непрямозонными $(\text{In},\text{Al})\text{As}$ -квантовыми точками первого рода, встроенными в широкозонный нелегированный слой $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ и AlAs соответственно. Обнаружено, что прямозонная структура демонстрирует электролюминесценцию из квантовых точек в диапазоне температур от 300 до 4 К, в то время как интенсивность электролюминесценции из квантовых точек в непрямозонной структуре монотонно уменьшается с падением температуры и полностью исчезает при $T < 100$ К, замещаясь излучением из контактных слоев. Обсуждаются причины подавления электролюминесценции непрямозонных квантовых точек при низких температурах.

Ключевые слова: электролюминесценция, $p-i-n$ -гетероструктура, квантовые точки.

DOI: 10.61011/FTP.2026.08.63955.10442

1. Введение

Источники излучения циркулярно-поляризованных фотонов обладают потенциалом для развития информационных технологий следующего поколения от эффективных фотонных до квантовых устройств, работающих в широком диапазоне температур — от криогенных до комнатной. Закодированный в циркулярно-поляризованном излучении угловой момент может быть использован для инициализации и считывания квантовых состояний электронов, что открывает новые возможности для квантовой обработки информации и квантовой криптографии [1,2]. Недавно нами был обнаружен новый механизм спиновой поляризации — динамическая спиновая поляризация электронов (ДСПЭ), основанный на поляризации углового момента электронов через сверхтонкое взаимодействие в слабом (несколько миллитесла, мТл) продольном магнитном поле [3]. В недавних работах [3,4] мы наблюдали ДСПЭ в $(\text{In},\text{Al})\text{As}/\text{AlAs}$ -квантовых точках при нерезонансном и неполяризованном оптическом возбуждении в диапазоне температур 1.5–10 К. На основе этого эффекта была предложена новая концепция создания источников циркулярно-поляризованных фотонов с использованием рекомбинации спин-поляризованных носителей заряда, при токовом возбуждении квантовых точек (КТ), встроенных в $p-i-n$ -гетероструктуру [5].

Особенностью таких источников является работа при криогенных температурах. Между тем $p-i-n$ -гетероструктуры, которые в настоящее время, широко используются для создания лазеров и светоизлучающих диодов с высокой квантовой эффективностью, оптимизированы

для работы при комнатной температуре [6]. В немногих работах, посвященных изучению температурных зависимостей светодиодных гетероструктур на основе GaAs с InGaAs -квантовыми ямами, было показано монотонное увеличение квантовой эффективности при понижении температуры до 4 К [7]. В то же время систематические исследования характеристик светоизлучающих диодов с КТ, встроенными в широкозонные $i\text{-AlGaAs}$ -области, при криогенных температурах, практически отсутствуют.

В настоящей работе в качестве первого шага на пути создания источника циркулярно-поляризованных фотонов с токовой накачкой изучалась температурная зависимость электролюминесценции (ЭЛ) прямозонных и непрямозонных $(\text{In},\text{Al})\text{As}$ КТ, встроенных в нелегированный слой широкозонных $p-i-n$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -гетероструктур. Обнаружено, что при понижении температуры ЭЛ от прямозонных КТ в гетероструктурах $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ сохраняется вплоть до 4 К, в то время как ЭЛ от непрямозонных КТ в гетероструктурах AlAs с понижением температуры монотонно уменьшается и исчезает при температурах ниже 100 К. Обсуждаются причины подавления низкотемпературной ЭЛ в непрямозонных $p-i-n$ AlAs -гетероструктурах.

2. Условия эксперимента

В нашей недавней работе [8] было показано, что резкость гетерограниц в гетероструктурах с КТ $(\text{In},\text{Al})\text{As}/\text{AlAs}$ существенно зависит от расположения легированных слоев. Легированные слои, выращенные под КТ, существенно влияют на резкость гетероинтерфейса: они становятся более резкими при

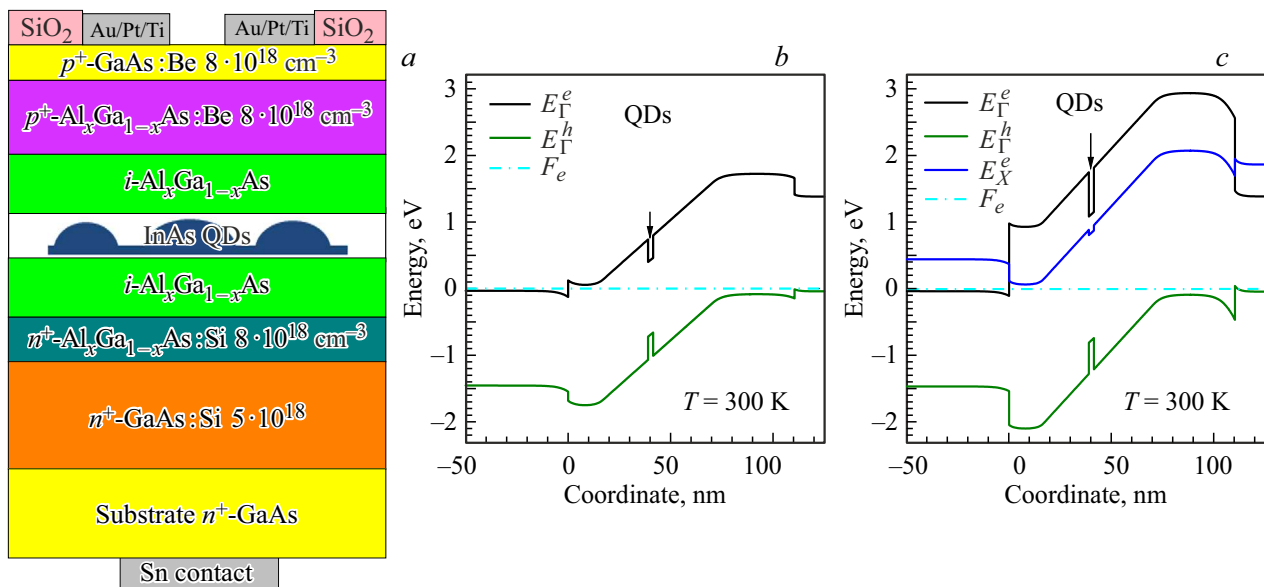


Рис. 1. *a* — дизайн $p-i-n$ $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктур со встроенными $(In,Al)As$ КТ; *b* — зонная диаграмма гетероструктуры $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ с прямозонными КТ; *c* — зонная диаграмма гетероструктуры $AlAs$ с непрямозонными КТ.

p -легировании и более размытыми при n -легировании. Напротив, легированные слои, выращенные над КТ, на резкость интерфейса влияния не оказывают. Таким образом, при конструировании дизайна $p-i-n$ $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктур со встроенными $(In,Al)As$ -квантовыми точками для получения в перспективе циркулярно-поляризованного излучения на основе эффекта ДСПЭ, n -легированные слои должны быть выращены под слоями с КТ. В противном случае резкое ускорение скорости рекомбинации экситонов в КТ до наносекунд может привести к понижению эффективности спиновой поляризации [3].

$P-i-n$ $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктуры со встроенными $(In,Al)As$ КТ выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках n^+-GaAs ориентации (001). На буферном слое $n^+-GaAs:Si$ (концентрация легирующей примеси $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 400 нм выращивались слой $n^+-Al_xGa_{1-x}As:Si$ (концентрация легирующей примеси $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 15 нм и слой нелегированного $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 25 нм при температуре 620°C и скорости осаждения материала 1 монослой в секунду (МС/с). Затем рост прекращался, а температура снижалась до 500°C . Во время снижения температуры структура выдерживалась в потоке As_4 . Осаждение слоя $InAs$ проводилось со скоростью 0.04 МС/с (скорость осаждения измерялась в центре пластины с использованием эталонных образцов) в количестве, эквивалентном 2.5 монослоя. Для формирования КТ после высаживания $InAs$ рост прерывался на 30 с. После формирования слой КТ зарастивался слоем нелегированного $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 30 нм без изменения температуры, чтобы предотвратить испарение $InAs$. Рост последующего, легированного слоя

$p^+-Al_xGa_{1-x}As:Be$ (концентрация легирующей примеси $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 40 нм сопровождался плавным повышением температуры до 620°C . Верхний слой $Al_xGa_{1-x}As$ защищался от окисления слоем $p^+-GaAs:Be$ толщиной 15 нм. Дизайн гетероструктур приведен на рис. 1, *a*. Было выращено две гетероструктуры с долями $AlAs$ в составе твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$, равными $x = 0.27$ и $x = 1$. Зонные диаграммы гетероструктур $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ и $AlAs$ приведены рис. 1, *b* и *c* соответственно. В первой структуре основное состояние зоны проводимости во всех слоях принадлежит Γ -долине, а в i -слое $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ формируются прямозонные $(In,Al)As$ КТ первого рода. В то же время во второй структуре основное состояние зоны проводимости в слоях $AlAs$ принадлежит X -долине, а в i -слое формируются непрямозонные $(In,Al)As$ КТ первого рода с электронами, локализованными в X -долине [9]. Характерной особенностью этих КТ является небольшая энергия локализации электронов, не превышающая 100 мэВ.

Для токового возбуждения люминесценции к структурам формировались омические контакты. Нижний контакт формировался посредством напыления слоя Sn толщиной 500 нм на поверхности n^+-GaAs . Перед формированием верхнего контакта структура покрывалась слоем диэлектрика SiO_2 толщиной 250 нм. В диэлектрике „вскрывались“ отверстия диаметром 100 микрон и формировались контакты $Au/Pt/Ti$ к слою p^+-GaAs с геометрией, показанной на рис. 2, *a*. После напыления контактных слоев структура отжигалась в течение 1 мин при температуре 150°C и помещалась в корпус, показанный на рис. 2, *b*.

Возбуждение электролюминесценции и измерение вольт-амперных (ВАХ) характеристик гетерострук-

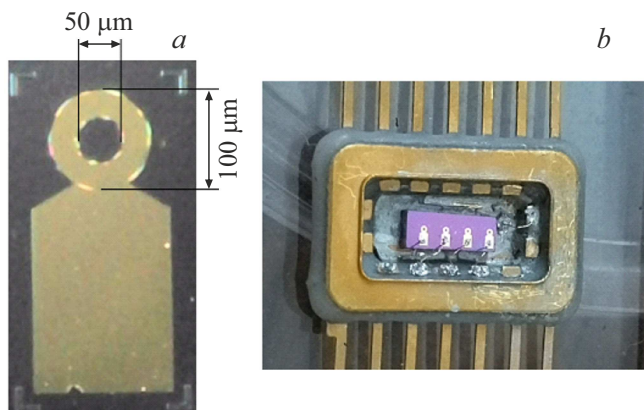


Рис. 2. *a* — геометрия верхнего контакта; *b* — структура в корпусе.

тур осуществлялось с использованием источника-измерителя токов и напряжений Keithley-2450. Электро- и фотолюминесценция (ФЛ) измерялись на установке, построенной на основе спектрографа Acton Advanced SP500A, оснащенного охлаждаемой прибором зарядовой связью (ПЗС)-камерой. ФЛ возбуждалась полупроводниковым лазером ($h\nu = 3.06$ эВ). Для изменения температуры в диапазоне от 4 до 300 К гетероструктуры помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла.

3. Экспериментальные результаты

Спектры электролюминесценции $p-i-n$ $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ -гетероструктуры с прямозонными (In,Al)As КТ, измеренные при температурах 300 и 4 К, приведены на нижней вставке к рис. 3, *a*.

При комнатной температуре ЭЛ появляется при смещении $V_F = 0.9$ В в виде полосы с максимумом ~ 1.25 эВ (полоса DEL). С ростом V_F до 1.25 В интенсивность этой полосы (I_{DEL}) экспоненциально возрастает, а при больших смещениях начинает выходить на насыщение, как это видно на рис. 3, *a*. При понижении температуры увеличение ширины запрещенной зоны приводит к тому, что смещение, при котором появляется ЭЛ, увеличивается (до 1.1 В при 150 К и 1.18 В при 4 К), а сама полоса сдвигается в высокоэнергетическую область спектра. В то же время характер зависимости $I_{DEL}(V_F)$ — экспоненциальный рост с насыщением не зависит от температуры (см. рис. 3, *a*). Интенсивность ЭЛ от КТ при одинаковом токе, протекающем через структуру, с понижением температуры увеличивается за счет подавления процессов безызлучательной рекомбинации. При всех температурах выход зависимости $I_{DEL}(V_F)$ на насыщение сопровождается, как это показано на верхней вставке к рис. 3, *a* для температуры 4 К, увеличением интенсивности дополнительной высокоэнергетической

полосы в спектре ЭЛ, обусловленной рекомбинацией в контактных слоях структуры.

Спектр ЭЛ $p-i-n$ AlAs-гетероструктуры с непрямоzonными (In,Al)As КТ, измеренный при температуре 300 К и приведенный на вставке к рис. 3, *b*, содержит

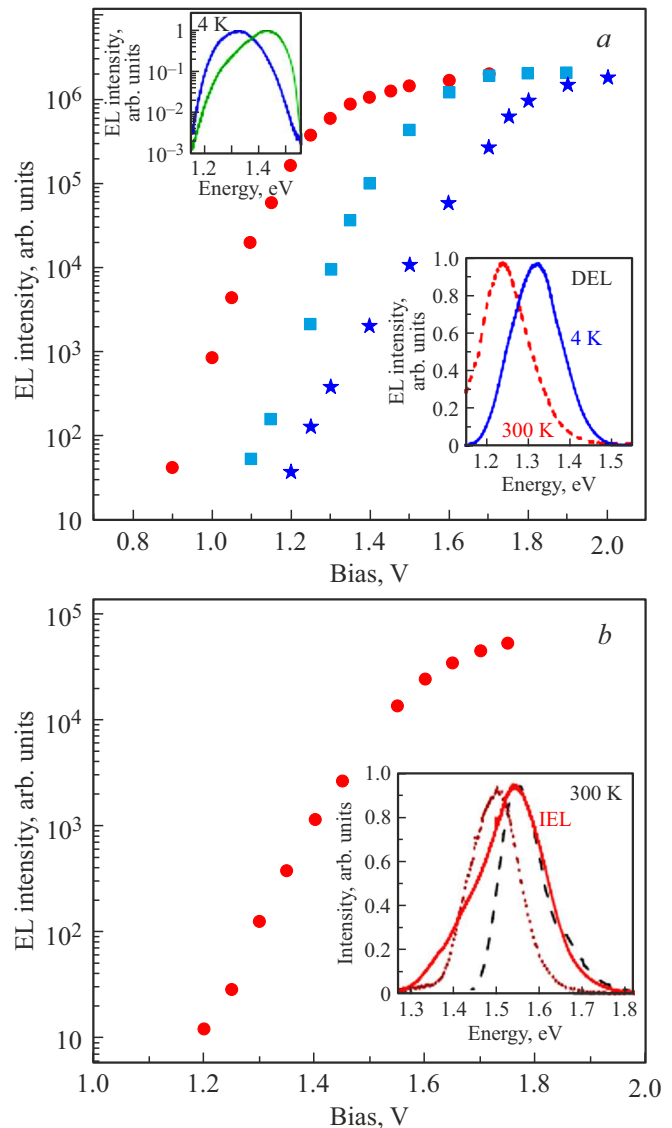


Рис. 3. *a* — зависимости интенсивности электролюминесценции $p-i-n$ $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ -структуры с прямозонными КТ от прямого смещения при температурах, К: 300 (красные кружки), 150 (голубые квадраты) и 4 (синие звезды). На нижней вставке показаны нормированные спектры ЭЛ, измеренные при 300 К и токе 1 мА (красная штриховая) и 4 К (синяя сплошная). На верхней вставке приведены нормированные спектры ЭЛ, измеренные при 4 К (синяя — ток 1 мА и зеленая — ток 85 мА); *b* — зависимости интенсивности электролюминесценции $p-i-n$ AlAs-структуры с непрямоzonными КТ от прямого смещения при температуре 300 К. На вставке приведены спектры, измеренные при 300 К: ЭЛ (красная сплошная — ток 1 мА), ФЛ $p-i-n$ AlAs-гетероструктуры с непрямоzonными КТ (коричневые точки) и нелегированной структуры с непрямоzonными (In,Al)As/AlAs КТ (черная штриховая).

полосу с энергией в максимуме ~ 1.55 эВ (полоса IEL). Поскольку положение этой полосы перекрывается с положением полосы люминесценции сильно легированного контактного слоя $n^+-GaAs:Si$ [10], для ее идентификации мы провели дополнительные измерения фотолюминесценции $p-i-n$ $AlAs$ -гетероструктуры и нелегированной структуры с одинаковыми непрямозонными $(In,Al)As/AlAs$ КТ (спектры ФЛ приведены на вставке к рис. 3, *b* коричневыми точками и черной штриховой линией соответственно.) Видно, что положение полосы в спектре ФЛ нелегированной структуры с КТ совпадает со спектром ЭЛ (полосой IEL), в то время как ФЛ в $p-i-n$ -гетероструктуре, в которой доминирует излучение от контактного слоя $n^+-GaAs:Si$, сдвинута в низкоэнергетическую область спектра.

При комнатной температуре ЭЛ в непрямозонной $p-i-n$ -гетероструктуре появляется при смещении $V_F = 1.15$ В. Увеличение смещения, при котором появляется ЭЛ в непрямозонной структуре, относительно смещения, приводящего к появлению ЭЛ в прямозонной структуре, отражает увеличение ширины запрещенной зоны КТ при переходе от $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ к $AlAs$. В то же время зависимость ЭЛ от смещения при комнатной температуре демонстрирует все тот же экспоненциальный рост с насыщением (рис. 3, *b*).

Однако при понижении температуры поведение ЭЛ от КТ в прямозонной и непрямозонной $p-i-n$ -гетероструктурах начинает кардинальным образом различаться.

На рис. 4 приведены спектры ЭЛ непрямозонной структуры, измеренные при различных температурах и токе 15 мА. С понижением температуры интенсивность полосы IEL монотонно уменьшается, а в спектрах ЭЛ начинают доминировать низкоэнергетические полосы, обусловленные рекомбинацией носителей заряда в контактных слоях. Уже при температуре 200 К в спектре доминирует полоса N, связанная с рекомбинацией носителей заряда в слое $n^+-GaAs:Si$, а при температуре 150 К на фоне дальнейшего уменьшения полосы в IEL в спектре появляется полоса P, обусловленная рекомбинацией в слое $p^+-GaAs:Be$. При температурах < 100 К излучение из непрямозонных КТ полностью пропадает из спектров ЭЛ.

Для того чтобы разобраться с процессами, ответственными за гашение излучения в непрямозонных КТ при понижении температуры, были проведены измерения температурных зависимостей ВАХ для исследуемых $p-i-n$ -гетероструктур, приведенные на рис. 5. Видно, что зависимости для прямозонной (рис. 5, *a*) и непрямозонной (рис. 5, *b*) гетероструктур качественно различаются.

В прямозонной структуре при $T = 300$ К и прямом смещении 50 мВ ток возрастает до 200 нА. При дальнейшем увеличении прямого смещения в ВАХ наблюдаются особенности, обусловленные генерационно-рекомбинационным током через уровни дефектов в нелегированном слое $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ [11]. Появление ЭЛ

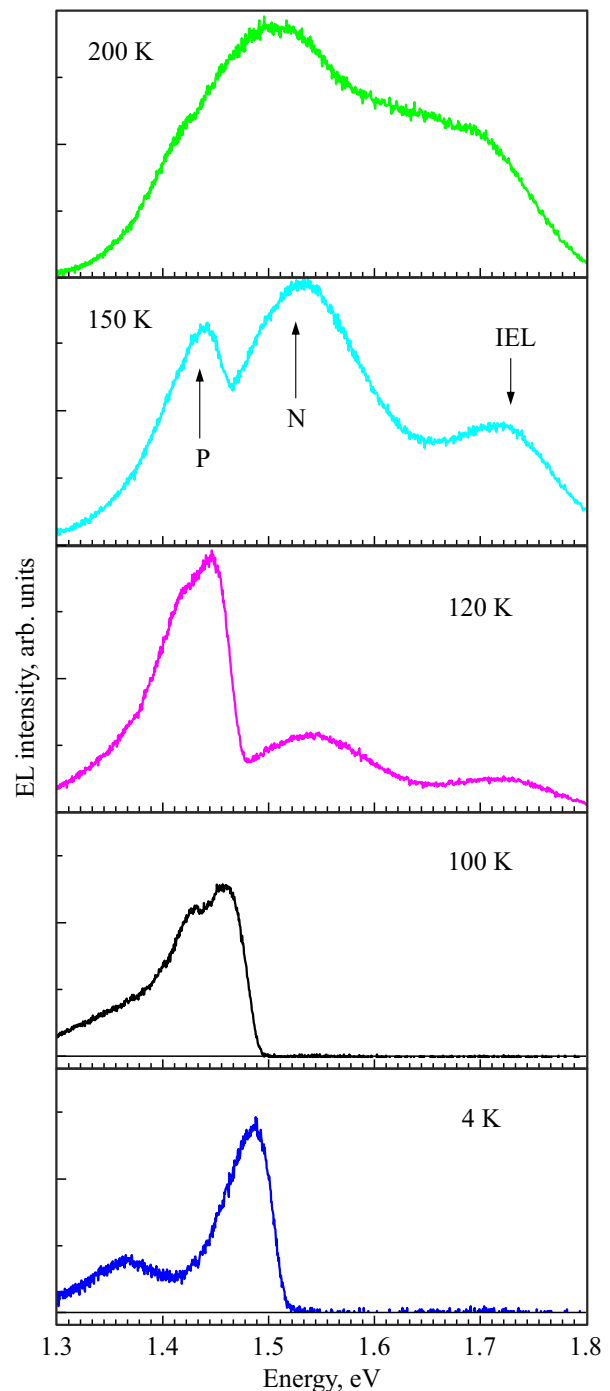


Рис. 4. Спектры ЭЛ $p-i-n$ $AlAs$ -гетероструктуры с непрямозонными $(In,Al)As$ КТ, измеренные при различных температурах при токе 15 мА.

при смещении $V_F = 0.9$ В, свидетельствует о том, что рекомбинационный ток через КТ начинается задолго до полного спрямления зон в области $p-n$ -перехода (для его спрямления необходимо приложить 1.7 В, см. рис. 1, *b*), и он обусловлен туннелированием носителей из контактных слоев на состояния в КТ. Дальнейшее повышение смещения приводит к возрастанию тока

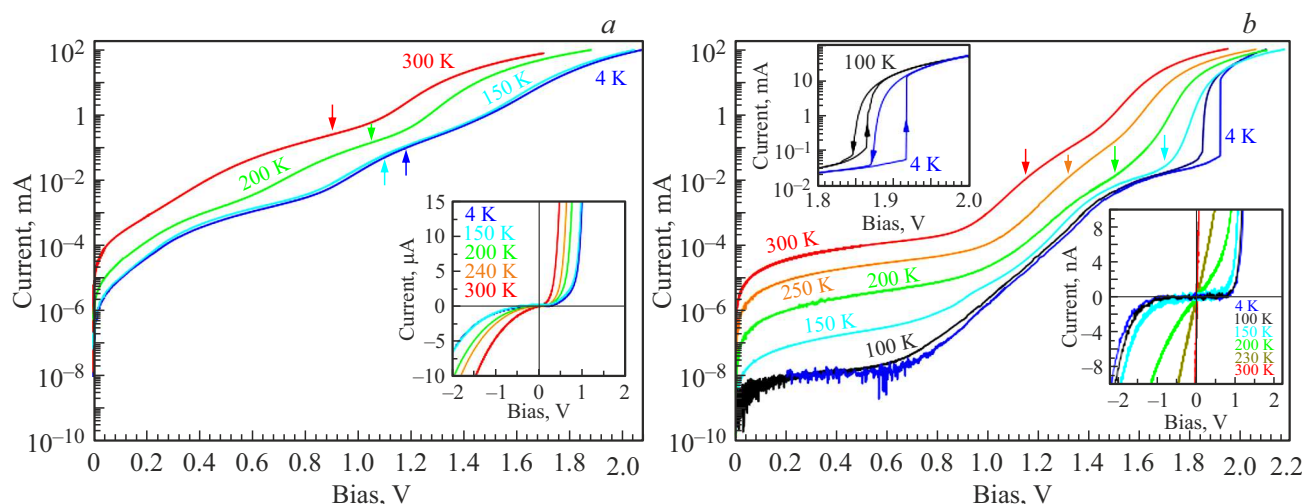


Рис. 5. *a* — ВАХ прямозонной $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ -гетероструктуры при прямом смещении, измеренные при температуре, К: 4 (синяя кривая), 150 (голубая кривая), 200 (зеленая кривая), 300 (красная кривая). Стрелками на кривых обозначены смещения, при которых появляется ЭЛ из КТ. ВАХ при обратном смещении приведены на вставке; *b* — ВАХ непрямоzonной AlAs -гетероструктуры при прямом смещении, измеренные при температуре, К: 4 (синяя кривая), 100 (черная кривая), 150 (голубая кривая), 200 (зеленая кривая), 250 (оранжевая кривая), 300 (красная кривая). Стрелками на кривых обозначены смещения, при которых появляется ЭЛ из КТ. ВАХ при обратном смещении приведены на нижней вставке. На верхней вставке показан гистерезис при увеличении и уменьшении смещения, появляющийся в ВАХ при температурах ниже 100 К.

через КТ, переходящему при смещениях > 1.25 В в насыщение. Это насыщение обусловлено заполнением состояний в КТ и переходом в режим тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) [12]. Характер изменения ВАХ при понижении температуры свидетельствует об изменении баланса между механизмами переноса тока в гетероструктуре. Монотонное уменьшение протекающего через структуру тока в диапазоне температур 300–150 К (примерно на порядок величины как в прямой, так и в обратной ветви ВАХ, см. рис. 5, *a*) обусловлено, главным образом, вымораживанием термоэлектронной эмиссии электронов и дырок. Однако дальнейшее понижение температуры от 150 до 4 К практически не оказывает влияния на характер ВАХ, свидетельствуя о том, что протекание тока в этом диапазоне температур полностью обусловлено туннелированием носителей через гетероинтерфейсы $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, а также через уровни дефектов и квантовых точек в слоях AlGaAs .

В непрямоzonной структуре при $T = 300$ К и прямом смещении 50 мВ возрастание тока заметно меньше, чем в прямозонной, и не превышает 10 нА (рис. 5, *b*). При дальнейшем увеличении смещения ВАХ выходит на плато и становится симметричной относительно знака смещения в диапазоне напряжений ± 0.8 В. Это свидетельствует о том, что ток в этих условиях определяется туннелированием через дефектные состояния в слоях AlAs . С другой стороны, термоэлектронная эмиссия, обеспечивающая междолинное рассеяние электронов при переходе из контактного слоя GaAs в слой AlAs , также играет важную роль в обеспечении проводимости,

о чем свидетельствует уменьшение тока на начальном участке ВАХ (± 0.6 В) на 3 порядка величины до 10 пА при понижении температуры от 300 до 100 К.

Повышение прямого смещения при 100 К сопровождается экспоненциальным возрастанием тока в диапазоне напряжений от 0.8 до 1.5 В, переходящим в насыщение при приложении больших напряжений. Однако при смещениях ~ 1.85 В появляется гистерезис, соответствующий S-образной форме ВАХ. Дальнейшее понижение температуры от 100 до 4 К практически не оказывает влияния на характер ВАХ, а гистерезис становится более выраженным и монотонно сдвигается в область более высоких смещений (см. верхнюю вставку к рис. 5, *b*). Кроме того, в этой структуре имеет место заметное изменение величины смещения, при котором появляется ЭЛ квантовых точек, от $V_F = 1.15$ В при 300 К до 1.7 В при 150 К. Появление гистерезиса на ВАХ при температурах 100 К и ниже коррелирует с исчезновением ЭЛ от КТ.

При анализе причин температурного гашения ЭЛ в непрямоzonной структуре необходимо учитывать тот факт, что излучательная рекомбинация носителей заряда в непрямоzonных КТ является бесфононной, т.е. закон сохранения квазиимпульса в процессе рекомбинации выполняется за счет не зависящего от температуры рассеяния электронов на гетерогранице КТ/ AlAs [13]. Следовательно, уменьшение интенсивности ЭЛ при понижении температуры никак не связано с вымораживанием фононов, а обусловлено тем, что концентрация носителей заряда в КТ уменьшается. Вероятной причиной этого уменьшения является резкое повышение напряженности

электрического поля в окрестности КТ при понижении температуры из-за „вымораживания“ электронов и дырок. Поскольку энергия локализации электрона в КТ не превышает 100 эВ [9], приложение сильного электрического поля модифицирует зонную структуру. В поле барьер мелкой КТ становится туннельно-прозрачным, обеспечивая эффективную делокализацию электронов из КТ, стремящихся в контактные слои, ЭЛ из которых начинает возгораться одновременно с гашением ЭЛ из КТ. В то же время продолжающееся заполнение КТ дырками приводит к накоплению положительного пространственного заряда, ограничивающего ток электронов через нелегированный слой AlAs. Увеличение концентрации дырок в слое КТ при понижении температуры проявляется на ВАХ как появление „плато“, расширяющегося по мере понижения температуры (см. рис. 5, *b*). Дальнейшее увеличение прямого смещения приводит в конечном итоге к резкому возрастанию электронного тока из-за спрямления зон или появления условий для прямого резонансного туннелирования электронов на состоянии КТ. Оба этих процесса приводят к нейтрализации локализованного на КТ положительного заряда дырок. Процесс не однороден по площади поперечного сечения структуры, поэтому положительная обратная связь по нейтрализации положительного заряда дырок, ограничивающего электронный ток, идет локально и приводит к эффекту шнурования тока, проявляющегося в виде гистерезиса на ВАХ.

4. Заключение

В работе изучена температурная зависимость электролюминесценции и протекания тока в $p-i-n$ $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктурах с прямозонными и непрямозонными (In,Al)As КТ первого рода, встроенными в широкозонный нелегированный слой $Al_{0.27}Ga_{0.73}As$ и AlAs соответственно. В отличие от прямозонной гетероструктуры, имеющей интенсивную ЭЛ из КТ в диапазоне температур от 4 до 300 К, в непрямозонной гетероструктуре интенсивность ЭЛ от КТ монотонно снижается при понижении температуры, полностью исчезая при $T < 100$ К. Исчезновение ЭЛ от КТ сопровождается возгоранием ЭЛ контактных слоев GaAs и появлением на ВАХ участка с *S*-образной характеристикой. Совокупность экспериментальных данных объясняется повышением вероятности полевой ионизации электронов из мелких КТ с одновременным накоплением в КТ положительно заряженных дырок при понижении температуры.

Мы полагаем, что токового возбуждения ЭЛ непрямозонных КТ при низких температурах можно будет добиться за счет модернизации дизайна AlAs-гетероструктуры: для этого будет необходимо увеличить размер КТ и повысить долю InAs в составе формирующего КТ твердого раствора (In,Al)As с целью увеличения глубины локализуящего потенциала электронов в КТ. Кроме

того, для облегчения туннелирования носителей заряда на состоянии КТ из контактных слоев сильно легированного GaAs необходимо внедрение варизонных слоев AlGaAs переменного состава, на границе между слоями GaAs и AlAs, облегчающих переход электронов и дырок в широкозонный AlAs.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00022-П.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Д.С. Смирнову за полезные замечания при обсуждении работы. Гетероструктуры выращены на оборудовании инженерингового центра „Центр компетенций по гетероэпитаксиальным полупроводниковым структурам и электронной компонентной базе для СВЧ-электроники, фотоники и радиофотоники“ Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН (соглашение № 075-15-2025-632).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H.J. Briegel, W. Dür, J.I. Cirac, P. Zoller. Phys. Rev. Lett., **51**, 9532 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.5932
- [2] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden. Rev. Mod. Phys., **74**, 145 (2002). DOI: 10.1103/RevModPhys.74.145
- [3] D.S. Smirnov, T.S. Shamirzaev, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Phys. Rev. Lett., **125**, 156801 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.156801
- [4] T.S. Shamirzaev, A.V. Shumilin, D.S. Smirnov, J. Rautert, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Phys. Rev. B, **104**, 115405 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.115405
- [5] A.V. Shumilin, T.S. Shamirzaev, D.S. Smirnov. Phys. Rev. Lett., **132**, 076202 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevLett.132.076202
- [6] A. Nardelli, E. Deuschle, L.D. de Azevedo, J.L.N. Pessoa, E. Ghisi. Renewable and Sustainable Energy Rev., **236**, 116980 (2026). DOI: 10.1016/j.rser.2026.116980
- [7] P. Bai, Y. Zhang, T. Wang, Z. Shi, X. Bai, Ch. Zhou, Y. Xie, L. Du, M. Pu, Z. Fu, J. Cao, X. Guo, W. Shen. Semicond. Sci. Technol., **35**, 035021 (2020). DOI: 10.1088/1361-6641/ab6dbf
- [8] T.S. Shamirzaev, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Appl. Phys. Lett., **127**, 111602 (2025). DOI: 10.1063/5.0287191
- [9] T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, A.K. Gutakovskii, A.K. Kalagin, K.S. Zhuravlev, M. Larsson, P.O. Holtz. Phys. Rev. B, **78**, 085323 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevB.78.085323
- [10] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. УФН, **133**, 427 (1981). DOI: 10.1070/PU1981v024n03ABEH004770
- [11] C.-T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957). DOI: 10.1109/JRPROC.1957.278528

- [12] J.A. Röhr, D. Moia, S.A. Haque, T. Kirchartz, J. Nelson. J. Phys.: Condens. Matter, **30**, 105901 (2018). DOI: 10.1088/1361-648X/aaabad
- [13] T.S. Shamirzaev, J. Debus, D.S. Abramkin, D. Dunker, D.R. Yakovlev, D.V. Dmitriev, A.K. Gutakovskii, L.S. Braginsky, K.S. Zhuravlev, M. Bayer. Phys. Rev. B, **84**, 155318 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.155318

Редактор Г.А. Оганесян

Temperature dependence of electroluminescence in $p-i-n$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures with direct-band-gap and indirect-band-gap (In,Al)As quantum dots

T.S. Shamirzaev, D.B. Dmitriev, V.A. Haisler

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The temperature dependence of current flow and electroluminescence was investigated in $p-i-n$ heterostructures containing direct-band-gap and indirect-band-gap (In,Al)As quantum dots with type I band alignment embedded in wide-gap undoped $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ and AlAs layers, respectively. It was found that the direct-band-gap structure exhibits efficient quantum dots electroluminescence in the temperature range from 300 K down to 4 K, whereas the quantum dots electroluminescence efficiency in the indirect-band-gap structure decreases monotonically as the temperature drops and vanishes completely at $T < 100$ K, being replaced by emission from the contact layers. The reasons for the suppression of indirect-band-gap quantum dots electroluminescence at low temperatures are discussed.