

Научная статья
УДК 621.315.592
DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16403>

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ СОЕДИНИТЕЛЬНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ GaAs/AlGaAs

Е. В. Контрош ✉, **В. С. Калиновский**, **Г. В. Климко**, **Б. Я. Бер**,
К. К. Прудченко, **И. А. Толкачев**, **Д. Ю. Казанцев**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

✉ kontrosh@mail.ioffe.ru

Аннотация. В температурном диапазоне 100 – 400 К исследованы вольтамперные характеристики двух типов структур соединительных туннельных диодов (ТД) $n^{++}\text{-GaAs-(}\delta\text{Si)}/i\text{-(GaAs/Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As)}/p^{++}\text{-Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As-(}\delta\text{Be)}$, отличающихся температурой роста и толщинами эпитаксиальных слоев. Определены температурные зависимости основных параметров ТД: пикового значения плотности туннельного тока J_p , плотности тока долины J_v и дифференциального сопротивления R_d . Образцы ТД структуры А, выращенной при температуре 500 °С, обеспечивают в диапазоне 100 – 400 К наибольшие значения пикового тока $J_p \leq 220$ А/см² при температурной стабильности величины около 93 %. ТД структуры В, выращенные при температуре 450 °С, показали меньшие значения плотности пикового туннельного тока: $J_p \leq 150$ А/см², с существенной линейной температурной зависимостью. Полученные результаты могут быть использованы при разработке и создании монокристаллических многопереходных фотопреобразователей мощного лазерного излучения.

Ключевые слова: вольтамперная характеристика, туннельный диод, эпитаксиальный слой, дифференциальное сопротивление, пиковый туннельный ток

Для цитирования: Контрош Е. В., Калиновский В. С., Климко Г. В., Бер Б. Я., Прудченко К. К., Толкачев И. А., Казанцев Д. Ю. Температурная характеристика соединительных туннельных диодов GaAs/AlGaAs // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 4. С. 30–41. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16403>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article
DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16403>

TEMPERATURE CHARACTERIZATION OF GaAs/AlGaAs CONNECTING TUNNEL DIODES

E. V. Kontrosh ✉, **V. S. Kalinovskii**, **G. V. Klimko**, **B. Ya. Ber**,
K. K. Prudchenko, **I. A. Tolkachev**, **D. Yu. Kazantsev**

Ioffe Institute of RAS, St. Petersburg, Russia

✉ kontrosh@mail.ioffe.ru

Abstract. The current-voltage characteristics of two types of GaAs-(δ Si)/i-(GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As)/p⁺⁺-Al_{0.2}Ga_{0.8}As-(δ Be) tunnel diode (TD) structures grown at different temperatures and epitaxial layer thicknesses have been investigated in the temperature range 100–400 K. Temperature dependences of the main TD parameters were determined: the peak value of the tunnel current density (J_p), the valley current density (J_v) and the differential resistance

(R_d). TD samples of structure A grown at 500 °C exhibited the highest values of the peak current density ($J_p \leq 220$ A/cm²) with temperature stability of 93 % over the whole temperature range. TD samples of structure B grown at 450 °C showed lower values of the peak tunneling current density ($J_p \leq 150$ A/cm²), with significantly linear temperature dependence. Our findings can be used in the design and development of monolithic multijunction photoconverters of powerful laser radiation.

Keywords: current-voltage characteristics, tunnel diode, epitaxial layer, differential resistance, peak tunneling current

For citation: Kontrosh E. V., Kalinovskii V. S., Klimko G. V., Ber B. Ya., Prudchenko K. K., Tolkachev I. A., Kazantsev D. Yu., Temperature characterization of GaAs/AlGaAs connecting tunnel diodes, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (4) (2023) 30–41. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.16403>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Мощные монолитные многопереходные фотопреобразователи (МП ФЭП) монохроматического оптического излучения перспективны для создания различных систем оптоэлектроники, работающих как на Земле, так и в космосе. К таким системам можно отнести радиофотонную фазированную антенную решетку [1], энергоавтономные приемопередающие станции атмосферных оптических линий связи [2], элементы питания автономных оптоэлектронных устройств и др. [3, 4]. В зависимости от мощности оптического излучения и области применения, МП ФЭП могут работать в широком диапазоне температур (100 – 400 К) [5, 6]. Монолитные МП ФЭП включают в себя несколько последовательно включенных фотоактивных $p-n$ -переходов – субэлементов на основе полупроводника с одинаковой шириной запрещенной зоны, но с различной геометрией и уровнями легирования слоев. Соединение субэлементов в МП ФЭП осуществляется встречновключенными туннельными диодами (ТД). Эффективность и надежность МП ФЭП существенно зависит от температурной стабильности параметров соединительных ТД: пикового значения плотности туннельного тока J_p , дифференциального сопротивления R_d туннельной ветви и высокой оптической прозрачности в широком диапазоне рабочих температур. Характерной особенностью соединительных ТД является высокая степень вырождения субнаномерных слоев, достигаемая методом дельта-легирования. Однако в процессе эпитаксиального роста всей структуры МП ФЭП, в вырожденных слоях ТД происходит взаимодиффузия донорной и акцепторной примесей, которая ведет к размытию профилей и снижению концентрации свободных носителей заряда. Эти факторы оказывают весомое влияние на параметры ТД и характер их температурной зависимости.

В данной работе экспериментально исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) соединительных туннельных диодов GaAs/AlGaAs в температурном диапазоне от 100 до 400 К, определены температурные зависимости параметров J_p и R_d и проведен анализ полученных результатов.

Экспериментальная часть

В работе исследовались соединительные $p^{++}-i-n^{++}$ ТД двух типов структур: А и В, которые были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Распределения концентраций атомов в исследованных структурах, определенные методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), представлены на рис. 1. Между вырожденными областями обеих структур ТД формировались «квазинейтральные» i -области, состоящие из двух слоев различной толщины: i -GaAs и i -Al_{0,2}Ga_{0,8}As. Обе структуры ТД были выращены на подложках GaAs (100) p -типа с концентрацией бериллия $N_A = 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³. После выращивания буферных слоев значения температуры эпитаксии снижали до 500 и до 450 °C для структур А и В соответственно.

В обеих исследованных структурах ТД наблюдалась значительная диффузия легирующей примеси бериллия в вырожденную область n^{++} -GaAs, легированную кремнием (см. рис. 1).

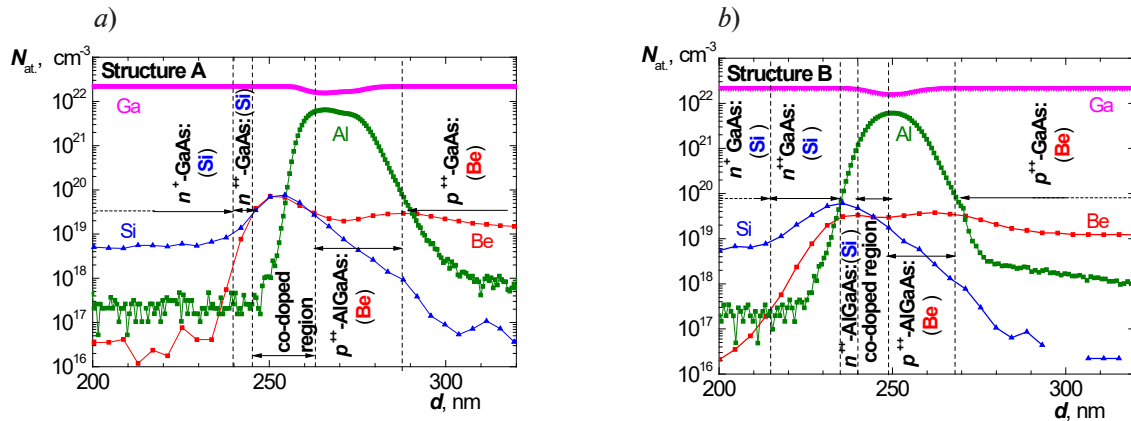


Рис. 1. Распределения концентрации N_{at} легирующих примесей по толщине образца d в структурах ТД двух типов: А (а) и В (б), определенных методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Кривые, относящиеся к разным элементам, показаны разными цветами

Анализ данных на рис. 1 позволяет заключить, что диффузия бериллия в структуре А способствовала уменьшению толщины слоя n^{++} -GaAs и концентрации в нем свободных носителей заряда, ввиду перекомпенсации донорной и акцепторной примесей. Толщина указанного слоя, не скомпенсированного примесью бериллия, составляла примерно 5 нм при изменении концентрации атомов кремния от $1 \cdot 10^{19}$ до $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в структуре А, и примерно 20 нм при изменении концентрации от $9 \cdot 10^{18}$ до $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в структуре В. Диффузия атомов бериллия привела к формированию скомпенсированных квазинейтральных областей между вырожденными n^{++} - и p^{++} -слоями. На рис. 1, а и б эти области названы “co-doped region”. У структуры А данная область имеет несколько большую толщину (около 25 нм) и состоит из двух слоев – GaAs:(Si, Be) и AlGaAs:(Si, Be) (см. рис. 1, а). У структуры В данная область состоит только из одного слоя AlGaAs:(Si, Be), имеющего толщину, не превышающую 10 нм (см. рис. 1, б).

В структуре А измеренные пиковые значения концентрации атомов кремния и бериллия в области перекрытия примерно совпадают и составляют не более $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Другая ситуация складывается в структуре В, где в области перекрытия AlGaAs концентрация атомов кремния преобладает над концентрацией атомов бериллия, при этом $N_D = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

С помощью постростовой технологии, на выращенных структурах ТД были сформированы массивы диодов с диаметром мезы 225 мкм, снабженные многослойными омическими контактами с n - и p -областями AuGe-Ni-Au и AgMn-Ni-Au, возожженными в атмосфере водорода при температуре 500 °С.

Измерения ВАХ образцов ТД структур А и В выполнялись при напряжениях прямого смещения до 1 В.

Результаты и их обсуждение

Структура А, в отличие от структуры В, при температуре 300 К проявляла разброс значений J_p от 90 до 220 А/см² по эпитаксиальной пластине диаметром около 6 см. В центре этой пластины значения J_p были близки к среднему значению – 116 А/см², а к ее периферии плотность туннельного тока J_p возрастала примерно до 220 А/см². Существенно меньший разброс значений, а именно $J_p = 125 - 150 \text{ А/см}^2$, был получен для образцов в центре и на периферии эпитаксиальной пластины структуры В.

Для исследования параметров J_p и R_d в температурном диапазоне 100 – 400 К были отобраны образцы ТД из центральных и периферийных частей эпитаксиальных пластин обеих структур. ВАХ отобранных образцов, измеренные в указанном диапазоне, представлены на рис. 2.

Согласно полученным экспериментальным ВАХ, для любых образцов структуры В и периферийных структуры А наблюдаются линейные зависимости большей части туннельного участка ВАХ при понижении температуры до 100 К (см. рис. 2). В то же время для образцов из центра структуры А проявляется экспоненциальная зависимость на туннельном участке ВАХ при понижении температуры. Такое поведение зависимостей может быть обусловлено влиянием сразу нескольких факторов.

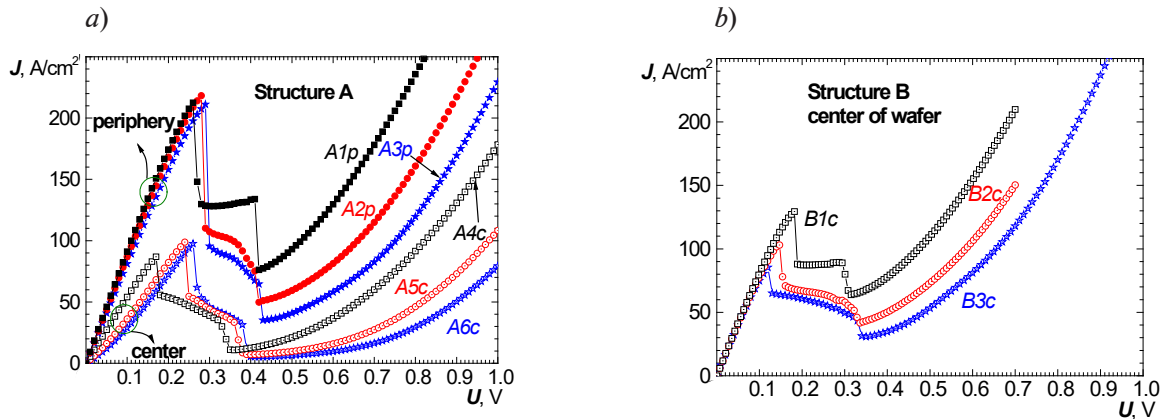


Рис. 2. Результаты измерений прямых ВАХ образцов ТД двух типов структур: А (а) и В (б) при разных температурах. Образцы взяты на периферии (кривые $A1p - A3p$) и в центрах ($A4c - A6c, B1c - B3c$) эпитаксиальных пластин; T, K : 353 ($A1p, A4c, B1c$), 223 ($A2p, A5c, B2c$) и 123 ($A3p, A6c, B3c$)

Как показано в работе [7], туннельный ток в ТД определяется двумя механизмами транспорта: межзонного квантового туннелирования и туннельно-ловушечным. Оба дают вклад в величину пиковой плотности туннельного тока. Согласно первому, электроны туннелируют из занятых состояний зоны проводимости на свободные состояния в валентной зоне через потенциальный барьер. Вторым, туннельно-ловушечный механизм транспорта, обусловлен наличием локализованных примесных состояний (ловушек) в запрещенной зоне полупроводника. В этом случае электрон в процессе туннелирования захватывается ловушкой и далее туннелирует в разрешенные состояния валентной зоны. Понижение температуры способствует активному вымораживанию носителей заряда на ловушках, и тогда для преодоления локализованных примесных состояний необходимо увеличение электрического поля, что приводит к экспоненциальной зависимости тока от напряжения [8].

Согласно измерениям ВИМС для структуры А (см. рис. 1,а), данный механизм транспорта может являться доминирующим ввиду высокой степени перекрытия донорных и акцепторных примесей в центральной области $p^{++} - n^{++}$ туннельного перехода.

Из экспериментальных ВАХ и выражения (1) [9] нами рассчитывался нормированный температурный коэффициент пикового значения плотности туннельного тока:

$$\Delta J_p = \frac{J_p^{T_j} - J_p^{T_{RT}}}{J_p^{T_{RT}}} \cdot 100 \%, \quad (1)$$

где ΔJ_p – температурный коэффициент; $J_p^{T_j}$, $J_p^{T_{RT}}$ – плотности пикового туннельного тока при фиксированной T_j и комнатной ($T_{RT} = 300 K$) температурах, соответственно.

Положительная величина ΔJ_p характеризует рост, а отрицательная – падение параметра J_p относительно его значения при комнатной температуре.

Зависимости J_p и ΔJ_p для структур А и В представлены на рис. 3,а, с. Образцы ТД из центральной (кривые Ac) и периферийной (кривые Ap) частей структуры А демонстрируют более высокую термостабильность пикового значения плотности туннельного тока, по сравнению с образцами из структуры В (кривые Bc). Для образцов ТД структуры А из центра и периферии пластины, изменение максимального значения J_p составляют соответственно 17 % (кривая Ac на рис. 3,а) и 7 % (кривая Ap там же). Для образцов ТД

структуры В изменение максимального значения J_p составило 42 % (кривая Bc на рис. 3,а).

При нагреве от 300 до 400 К для образцов ТД, взятых из центра и периферии эпитаксиальной пластины структуры А, параметр J_p снижается, и значение ΔJ_p в центре пластины составило $-9,5\%$, а на периферии $-6,8\%$ (кривые Ac и Ap на рис. 3,с).

При понижении температуры от 300 до 100 К у образцов из центра пластины А наблюдался нелинейный рост параметра J_p с температурным коэффициентом $\Delta J_p = 7,5\%$, в то время как у периферийных образцов параметр J_p снижался с коэффициентом $\Delta J_p = -4,0\%$.

Отметим, что для образцов структуры А на рис. 3,а наблюдаются плавные максимумы значений пикового туннельного тока, соответственно в температурных областях 150 – 250 К (кривая Ac) и 200 – 300 К (кривая Ap). Для образцов структуры В зависимость J_p демонстрирует линейный рост во всем температурном диапазоне (кривая Bc на рис. 3,а). При нагреве от 300 до 400 К значение ΔJ_p составило 14 %, а при охлаждении примерно до 100 К оно составило -29% .

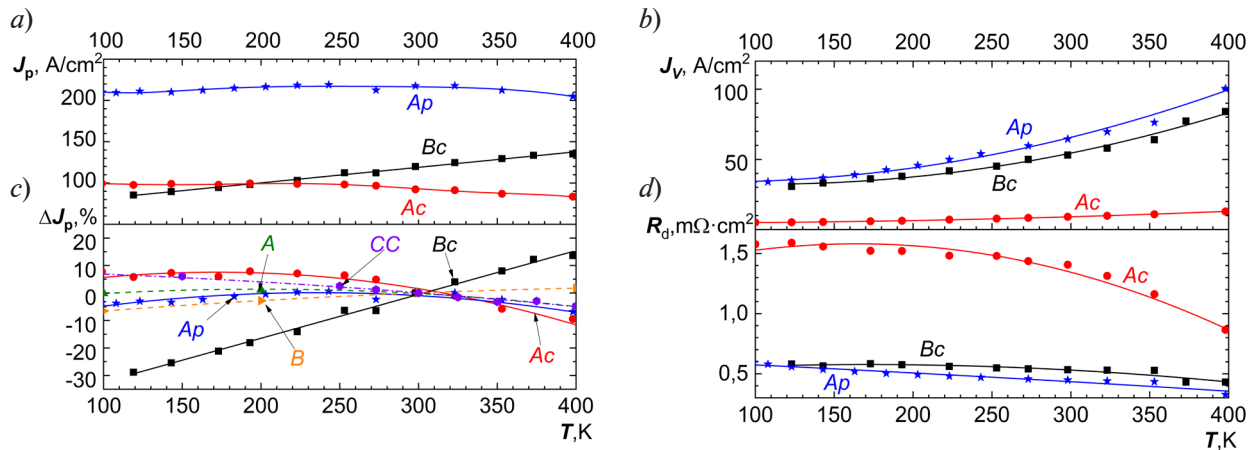


Рис. 3. Экспериментальные (кривые Ac , Ap , Bc) и расчетные (A , B) температурные зависимости ключевых параметров образцов ТД структур типов А и В: J_p (а), ΔJ_p (с), J_v (б), R_d (д).

Образцы были взяты из центра (Ac , Bc) либо из периферии (Ap) эпитаксиальных пластин структур А и В.

Для сравнения приведена расчетная кривая (CC) из статьи [17] для двухбарьерного резонансного туннельного диода AlGaAs/GaAs

Поведение температурной зависимости J_p образцов ТД исследуемых структур А и В обусловлено несколькими факторами, действующими на величину J_p в противоположных направлениях [6, 9]. Во-первых, с увеличением температуры уменьшается ширина запрещенной зоны E_g полупроводника, что ведет к снижению высоты потенциального барьера и росту вероятности квантового туннелирования и величины J_p . Во-вторых, увеличение температуры снижает степень вырождения энергетических уровней вследствие перераспределения по ним электронов. Количество электронов в зоне проводимости на уровнях ниже уровня Ферми E_F в n -области E_c уменьшается, так как часть свободных электронов переходит на более высокие энергетические уровни, а уровень Ферми смещается вниз. В результате уменьшается количество электронов, способных к туннелированию, и величина J_p снижается.

Согласно результатам ВИМС-профилирования (см. рис. 1), уровень легирования акцепторной примеси бериллия в вырожденной области p^{++} -AlGaAs для обеих структур ТД примерно одинаков и составляет не менее $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; в этом случае основное влияние на температурные характеристики ТД оказывает область n^{++} -GaAs. При уменьшении уровня концентрации свободных носителей заряда (ниже $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в области n^{++} -GaAs, основное влияние на туннельный ток J_p с ростом температуры начинает оказывать изменение положения уровня Ферми. Последний смещается ближе к дну зоны проводимости, и величина J_p падает. При более высоком уровне концентрации свободных носителей заряда

(выше $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) основное влияние на значение J_p в диапазоне 100 – 400 К оказывает изменение ширины запрещенной зоны, а изменение положения уровня Ферми влияет незначительно; в итоге значение J_p растет по мере увеличения температуры.

По модели, изложенной в работе [10], нами был выполнен расчет температурных зависимостей ΔJ_p ТД, аналогичных структурам А и В (см. рис. 1). Полученный результат показал качественное совпадение характера рассчитанных зависимостей ΔJ_p (сравните кривые А и В на рис. 3,с) с экспериментальными (кривые Ас, Ар, Вс на рис. 3,с).

Факт наличия отрицательного температурного коэффициента в диапазоне 300 – 400 К для исследованных образцов ТД структуры А, в отличие от ТД структуры В, указывает, что уровень концентрации свободных носителей заряда области n^{++} -GaAs в центре и на периферии структуры А значительно ниже, чем в структуре В, ввиду большей толщины области взаимного перекрытия и компенсации примесей кремния и бериллия (см. рис. 1,а и 2,а). При этом, поскольку при температуре 400 К температурный коэффициент структуры А из центра пластины по абсолютной величине больше для образцов ТД ($\Delta J = -9,5 \%$), чем у образцов ТД из периферии ($\Delta J = -6,8 \%$), уровень концентрации свободных носителей заряда области n^{++} -GaAs периферийных образцов несколько выше, чем в центре пластины у структуры А, но ниже чем у структуры В. Это связано с тем, что для ТД структуры В величина J_p растет при нагреве с температурным коэффициентом $\Delta J = 13,6 \%$. Разница в параметрах между периферийными и центральными образцами ТД на пластине структуры А может быть вызвана градиентом температуры по пластине еще в процессе роста структуры (на периферии температура на несколько градусов ниже, чем в центре). Это приводит к снижению степени перекомпенсации на периферии.

Величина J_p исследуемых ТД определяется уровнем легирования и величиной вырождения слоя n^{++} -GaAs ТД. Однако значение J_p периферийных образцов ТД структуры А составляет примерно 220 А/см^2 , в то время как для ТД структуры В соответствующее максимальное значение составляет около 150 А/см^2 . Согласно нашим предположениям, это может быть связано как с толщиной «квазинейтральной» перекомпенсированной области кремний–бериллий [10], так и с наличием в ней более высокой концентрации дефектов, обусловленных перекомпенсацией атомов примеси [11 – 16]. Это подтверждается и значениями плотности токов долины на темновых ВАХ образцов исследованных структур (см. рис. 2 и 3,б). С увеличением прямого напряжения смещения (см. рис. 2) плотность тока сначала возрастает до значения J_p при напряжении U_p , а затем снижается до минимального значения плотности тока долины J_v при напряжении U_v вследствие уменьшения степени перекрытия зоны проводимости с валентной зоной [9]. Плотность тока долины связана с избыточной компонентой плотности тока ВАХ ТД. В свою очередь эта избыточная компонента определяется концентрацией глубоких уровней внутри запрещенной зоны полупроводника и наличием (либо отсутствием) дефектов структуры различного рода. Дефекты способствуют доминированию дополнительного механизма транспорта носителей заряда, связанного с резонансным механизмом туннелирования.

Поскольку область перекомпенсации расположена между вырожденными областями n^{++} и p^{++} , она обеднена основными носителями заряда и является «эффективным» i -слоем. В работе [10] нами было установлено с помощью численного моделирования, что зависимость величины J_p туннельных диодов

$$n^{++}\text{-GaAs-(}\delta\text{Si)/i-(GaAs/Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As)/}p^{++}\text{-Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As-(}\delta\text{Be) (}p\text{-i-n)}$$

от толщины i -области является немонотонной. При этом плотность пикового тока сначала возрастает, достигая максимума, а затем снижается ввиду увеличения толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда.

Таким образом, толщина «эффективной» i -области, обусловленной перекомпенсацией донорной и акцепторной примесей, может влиять на величину J_p .

Кроме того, вследствие высокой концентрации доноров кремния и акцепторов бериллия, в перекомпенсированном «эффективном» i -слое присутствует более высокая концентрация дефектов и связанных с ними локализованных примесных состояний. В туннельных диодах с резким профилем легирования межзонное квантовое туннелирование выступает главным механизмом транспорта носителей заряда [11]. Однако при наличии

значительной области перекомпенсации донорного и акцепторного профилей легирования и высокой концентрации локализованных примесных состояний в потенциальном барьере, начинает превалировать резонансное туннелирование (РТ) [12]. При этом резонанс наступает в случае совпадения энергии состояний в зоне проводимости с энергиями примесных состояний на потенциальном барьере и разрешенных состояний в валентной зоне. Теория РТ через два локализованных примесных состояния изложена в работе [13]. Согласно работам [14 – 16], значительному росту величины J_p при малых положительных напряжениях смещения на ТД способствуют локализованные состояния, совпадающие по энергии и индуцированные парой донор-акцептор. Данные предположения подтверждаются температурной зависимостью J_p в резонансных туннельных диодах.

На рис. 3,с (кривая *СС*) для сравнения представлена температурная зависимость ΔJ_p для двухбарьерного резонансного туннельного диода (РТД) AlGaAs/GaAs, смоделированная по модели Хартри, полученная авторами работы [17]. Анализ данной зависимости, полученной при нагреве от 300 до 400 К, показывает, что наблюдается падение величины J_p при отрицательном значении температурного коэффициента $\Delta J_p = -5\%$, так же, как и для структуры А (см. кривые *Ас*, *Ар*). При охлаждении же от 300 до 100 К величина J_p плавно растет и дает значение $\Delta J_p = 7\%$. Авторы исследования [17] объясняют наличие отрицательного температурного коэффициента ВАХ РТД при нагреве до 400 К рассеянием носителей заряда на фононах и электрон-электронным взаимодействием.

Из экспериментальных ВАХ ТД при разных температурах нами было рассчитано дифференциальное сопротивление, отвечающее за паразитные потери при падении напряжения на ТД в многопереходных ФЭП (рис. 3,д). Для эффективной работы МП ФЭП соединительные элементы должны обеспечивать сопротивление ниже 10 мОм·см² [6]. Зависимости дифференциального сопротивления исследованных образцов ТД от температуры, учитывающие сопротивление электрической схемы в криостате (около 0,7 мОм·см²), представлены на рис. 3,д. Наилучшая температурная стабильность R_d наблюдается для образцов ТД структуры В (см. рис 3,д, кривая *Вс*). Во всем температурном диапазоне величина R_d для образцов ТД структуры В изменяется от 0,58 до 0,42 мОм·см². Для структуры А, при нагреве от 100 до 400 К, величина R_d изменяется от 1,59 до 0,67 мОм·см² для образцов ТД из центральной части и от 0,58 до 0,34 мОм·см² для образцов из периферийной части.

Проведенные температурные исследования прямых ВАХ позволяют заключить, что разработанные соединительные ТД структуры А обеспечивают температурную стабильность параметров J_p , ΔJ_p около 93 % и параметра R_d – примерно 59 %, тогда как структуры В обеспечивают соответственно около 83 и 72 %.

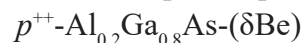
Заключение

В температурном диапазоне 100 – 400 К выполнены исследования прямых вольт-амперных характеристик соединительных туннельных диодов (ТД) вида

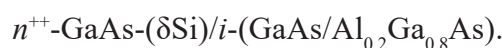


для двух типов структур, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Структура типа А содержала перекомпенсированный «эффективный» *i*-слой толщиной ≤ 25 нм, образованный взаимодиффузией кремния и бериллия при температуре эпитаксиального роста 500 °С. Структура типа В имела «эффективный» *i*-слой толщиной ≤ 10 нм, образованный аналогичным образом при температуре роста 450 °С.

Согласно полученным результатам, установлено, что при нагреве до 400 К для ТД структуры А наблюдается плавное снижение плотности туннельного тока J_p , в то время как для структуры В характерен линейный рост J_p . Для образцов ТД структуры А изменение значения J_p составляло 7 %, а для образцов ТД структуры В – 42 %. Такая зависимость величины J_p от температуры для структуры А связана с влиянием температурной диффузии преимущественно акцепторной примеси бериллия из слоя



в область



Указанная диффузия способствовала снижению вырождения слоя ТД $n^{++}\text{-GaAs-(}\delta\text{Si)}$ за счет формирования перекомпенсированной области кремния и бериллия.

Линейный рост величины J_p с увеличением температуры для структуры В обусловлен меньшей толщиной «эффективного» i -слоя, меньшей глубиной диффузии примеси бериллия в область $n^{++}\text{-GaAs}$ и, соответственно, бóльшим уровнем ее легирования и вырождения.

В температурном диапазоне 100 – 400 К полученные максимальные значения величины J_p составляли около 220 А/см² для структуры А и примерно 150 А/см² для структуры В. Такие значения J_p могут быть обусловлены как толщиной «эффективного» i -слоя, так и уровнем локализованных примесных состояний, инициирующих резонансное туннелирование.

На основе анализа измеренных ВАХ установлено, что в температурном диапазоне от 100 до 400 К значения дифференциального сопротивления для образцов ТД структуры А лежат в пределах $R_d = 0,58 - 0,34$ мОм·см², а для структуры В – в пределах 0,58 – 0,42 мОм·см².

Согласно полученным результатам, образцы ТД, которые были взяты на периферии эпитаксиальной пластины структуры А, выращенной при температуре 500 °С, обеспечивают более высокую температурную стабильность и максимальные значения J_p при минимальных значениях R_d . Большая степень перекомпенсации легирующих примесей в активной области ТД, расположенных в центре пластины, приводит к снижению плотности пикового туннельного тока. Образцы структуры В, выращенной при температуре 450 °С, обеспечивают лучшую стабильность значения плотности пикового тока по пластине, но с меньшим максимальным значением J_p и худшей температурной стабильностью. Предполагаем, что оптимальные условия роста структуры ТД вида



с максимальными значениями J_p , минимальными значениями R_d и высокой температурной стабильностью будут лежать в температурном диапазоне эпитаксии $450 < T < 500$ °С.

При разработке многопереходных фотоэлектрических преобразователей мощного оптического излучения необходимо учитывать температурную диффузию примеси в высоколегированных слоях соединительных ТД. Препятствием к паразитной диффузии примеси может служить включение между высоколегированными слоями ТД нелегированного i -слоя толщиной до 10 нм, а также оптимизация температуры эпитаксиального роста. Кроме того, важно использовать лигатуру с меньшим коэффициентом диффузии, например углерод в качестве акцепторной примеси.

Отметим, что учет вклада резонансного туннелирования в соединительных ТД с высокой оптической прозрачностью может быть перспективным для создания высокоэффективных многопереходных фотоэлектрических преобразователей мощного лазерного излучения.

Исследования методом ВИМС выполнялись на оборудовании ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях», ФТИ им. А. Ф. Иоффе, поддерживаемом Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев Д. Ф., Андреев В. М., Биленко И. А. и др. Первая радиотонная фазированная антенная решетка // Радиотехника. 2021. № 4. С. 153–164.
2. Kalinovskii V. S., Terukov E. I., Kontrosh E. V., et al. Energy-informational hybrid photovoltaic converter of laser radiation // St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 2023. Vol. 16. No. 1.2. Pp. 47–51.
3. Kalinovskiy V. S., Kontrosh E. V., Gusev G. A., Sumarokov A. N., Klimko G. V., Ivanov S. V., Yuferev V. S., Tabarov T. S., Andreev V. M. Study of PV characteristics of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ photodiodes // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 993. P. 012029.

4. Wang A.-Ch., Sun Y.-R., Yu Sh.-Zh., Yin J.-J., Zhang W., Wang J.-Sh., Fu Q.-X., Han Y.-H., Qin J., Dong J.-R. Characteristics of 1520 nm InGaAs multijunction laser power converters // Applied Physics Letters. 2021. Vol. 119. No. 24. P. 243902.
5. Hoheisel R., Bett A. W., Warner J. H., Walters R. J., Jenkins P. Low temperature low intensity effects in III-V photovoltaic devices for deep space missions // Proceedings of the IEEE 7th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion (WCPEC) (A Joint Conference of 45th IEEE PVSC, 28th PVSEC & 34th EU PVSEC). June 10–15, 2018. Pp. 3763–3767.
6. Lumb M. P., González M., Yakes M. K., Affouda C. A., Bailey C. G., Walters R. J. High temperature current–voltage characteristics of InP-based tunnel junctions // Progress in Photovoltaics. 2015. Vol. 23. No. 6. Pp. 773–782.
7. Baudrit M., Algora C. Tunnel diode modeling, including nonlocal trap-assisted tunneling: A focus on III–V multijunction solar cell simulation // IEEE Transactions on Electron Devices. 2010. Vol. 57. No. 10. Pp. 2564–2571.
8. Tabe M., Tan H. N., Mizuno T., Muruganathan M., Anh L. T., Mizuta H., Nuryadi R., Moraru D. Atomistic nature in band-to-band tunneling in two-dimensional silicon *pn* tunnel diodes // Applied Physics Letters. 2016. Vol. 108. No. 9. P. 093502.
9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х кн. Пер. с англ. 2-е, перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1984. Кн. 1 – 456 с., Кн. 2 – 456 с.
10. Калиновский В. С., Контрош Е. В., Клишко Г. В., Иванов С. В., Юферев В. С., Бер Б. Я., Казанцев Д. Ю., Андреев В. М. Разработка и исследование туннельных *p-i-n*-диодов GaAs/AlGaAs для многопереходных преобразователей мощного лазерного излучения // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54. № 3. С. 285–291.
11. Esaki L. New phenomenon in narrow germanium *p-n* junctions // Physical Review. 1958. Vol. 109. No. 2. Pp. 603–604.
12. Savchenko A. K., Kuznetsov V. V., Woolfe A., Mace D. R., Pepper M., Ritchie D. A., Jones G. A. C. Resonant tunneling through two impurities in disordered barriers // Physical Review. B. 1995. Vol. 52. No. 24. Pp. R17021–R17024.
13. Ларкин А. И., Матвеев К. А. Вольт-амперная характеристика мезоскопических полупроводниковых контактов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1987. Т. 93. № 3 (9). С. 1030–1038.
14. Jandieri K., Baranovskii S. D., Rubel O., Stolz W., Gebhard F., Guter W., Hermle M., Bett A. W. J. Resonant electron tunneling through defects in GaAs tunnel diodes // Applied Physics. 2008. Vol. 104. No. 9. P. 094506.
15. Prabhudesai G., Muruganathan M., Anh L.T., Mizuta H., Hori M., Ono Y., Tabe M., Moraru D. Single-charge band-to-band tunneling via multiple-dopant clusters in nanoscale Si Esaki diodes // Applied Physics Letters. 2019. Vol. 114. No. 24. P. 243502.
16. Prabhudesai G., Yamaguchi K., Tabe M., Moraru D. Coulomb-blockade charge-transport mechanism in band-to-band tunneling in heavily-doped low-dimensional silicon Esaki diodes // Proceedings of the IEEE Silicon Nanoelectronics Workshop (SNW). Honolulu, Hawaii, USA, June 13–14, 2020. Pp. 109–110.
17. Saha S., Biswas K., Hasan M. Temperature comparison of GaAs/AlGaAs based double barrier resonant tunneling diode considering NEGF // Proceedings of the 4th International Conference on Advances in Electrical Engineering (ICAEE). Bangladesh, September 28–30, 2017. Pp. 44–47.

REFERENCES

1. Zaitsev D. F., Andreev V. M., Bilenko I. A., et al., First radiophoton phased antenna array, Radiotekhnika. 85 (4) (2021) 153–164 (in Russian).
2. Kalinovskii V. S., Terukov E. I., Kontrosh E. V., et al., Energy-informational hybrid photovoltaic converter of laser radiation, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (1.2) (2023) 47–51.
3. Kalinovskiy V. S., Kontrosh E. V., Gusev G. A., et al., Study of PV characteristics of Al_xGa_{1-x}As/GaAs photodiodes, J. Phys. Conf. Ser. 993 (2018) 012029.
4. Wang A.-Ch., Sun Y.-R., Yu Sh.-Zh., et al., Characteristics of 1520 nm InGaAs multijunction laser power converters, Appl. Phys. Lett. 119 (24) (2021) 243902.

5. Hoheisel R., Bett A. W., Warner J. H., et al., Low temperature low intensity effects in III-V photovoltaic devices for deep space missions, Proc. IEEE 7th World Conf. Photovoltaic Energy Conversion (WCPEC) (A Joint Conf. 45th IEEE PVSC, 28th PVSEC & 34th EU PVSEC). June 10–15 (2018) 3763–3767.
6. Lumb M. P., González M., Yakes M. K., et al., High temperature current–voltage characteristics of InP-based tunnel junctions, Prog. Photovoltaic. 23 (6) (2015) 773–782.
7. Baudrit M., Algora C., Tunnel diode modeling, including nonlocal trap-assisted tunneling: A focus on III–V multijunction solar cell simulation, IEEE Trans. Electron Devices. 57 (10) (2010) 2564–2571.
8. Tabe M., Tan H. N., Mizuno T., et al., Atomistic nature in band-to-band tunneling in two-dimensional silicon pn tunnel diodes, Appl. Phys. Lett. 108 (9) (2016) 093502.
9. Sze S. M., Physics of semiconductor devices, 2nd Ed., A Wiley-Interscience Publ., J. Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1981.
10. Kalinovskii V. S., Kontrosh E. V., Klimko G. V., et al., Development and study of the $p-i-n$ GaAs/AlGaAs tunnel diodes for multijunction converters of high-power laser radiation, Semiconductors. 54 (3) (2020) 355–361.
11. Esaki L., New phenomenon in narrow germanium $p-n$ junctions, Phys. Rev. 109 (2) (1958) 603–604.
12. Savchenko A. K., Kuznetsov V. V., Woolfe A., et al., Resonant tunneling through two impurities in disordered barriers, Phys. Rev. B. 52 (24) (1995) R17021–R17024.
13. Larkin A. I., Matveev K. A. Current-voltage characteristics of mesoscopic semiconductor contacts, Soviet Physics. JETP. 66 (3) (1987) 580–584.
14. Jandieri K., Baranovskii S. D., Rubel O., et al., Resonant electron tunneling through defects in GaAs tunnel diodes, Appl. Phys. 104 (9) (2008) 094506.
15. Prabhudesai G., Muruganathan M., Anh L.T., et al., Single-charge band-to-band tunneling via multiple-dopant clusters in nanoscale Si Esaki diodes, Appl. Phys. Lett. 114 (24) (2019) 243502.
16. Prabhudesai G., Yamaguchi K., Tabe M., Moraru D., Coulomb-blockade charge-transport mechanism in band-to-band tunneling in heavily-doped low-dimensional silicon Esaki diodes, Proc. IEEE Silicon Nanoelectronics Workshop (SNW), Honolulu, Hawaii, USA, June 13–14 (2020) 109–110.
17. Saha S., Biswas K., Hasan M., Temperature comparison of GaAs/AlGaAs based double barrier resonant tunneling diode considering NEGF, Proc. 4th Int. Conf. on Advances in Electrical Engineering (ICAEE). Bangladesh, Sept. 28–30 (2017) 44–47.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

КОНТРОШ Евгений Владимирович – научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

kontrosh@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-1812-3714

КАЛИНОВСКИЙ Виталий Станиславович – старший научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

vitak.sopt@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-4858-7544

КЛИМКО Григорий Викторович – младший научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

gklimko@mail.ru

ORCID: 0000-0001-8893-7751

БЕР Борис Яковлевич – старший научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.
194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
boris.ber@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-2934-4176

ПРУДЧЕНКО Ксения Константиновна – младший научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.
194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
prudchenkokk@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-4437-2984

ТОЛКАЧЕВ Иван Андреевич – младший научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.
194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
TolkachevIA@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0001-8202-7087

КАЗАНЦЕВ Дмитрий Юрьевич – старший научный сотрудник Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.
194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
Dukazantsev@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-2173-1278

THE AUTHORS

KONTROSH Evgeniy V.
Ioffe Institute of RAS
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia
kontrosh@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-1812-3714

KALINOVSKII Vitaliy S.
Ioffe Institute of RAS
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia
vitak.sopt@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-4858-7544

KLIMKO Grigory V.
Ioffe Institute of RAS
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia
gklimko@mail.ru
ORCID: 0000-0001-8893-7751

BER Boris Ya.
Ioffe Institute of RAS
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia
boris.ber@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-2934-4176

PRUDCHENKO Kseniia K.
Ioffe Institute of RAS
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia
prudchenkokk@mail.ioffe.ru
ORCID: 0000-0003-4437-2984

TOLKACHEV Ivan A.

Ioffe Institute of RAS

26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

TolkachevIA@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0001-8202-7087

KAZANTSEV Dmitry Yu.

Ioffe Institute of RAS

26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

Dukazantsev@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-2173-1278

*Статья поступила в редакцию 14.07.2023. Одобрена после рецензирования 03.08.2023.
Принята 03.08.2023.*

Received 14.07.2023. Approved after reviewing 03.08.2023. Accepted 03.08.2023.