

Особенности транспорта носителей заряда в структурах $n^+ - n^0 - n^+$ с гетеропереходом GaAs/AlGaAs при сверхвысоких плотностях тока

© С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, О.С. Соболева, В.С. Юферев, В.С. Головин, П.С. Гаврина, Д.Н. Романович, И.В. Мирошников, Н.А. Пихтин

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

E-mail: SergHPL@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 15 января 2019 г.

В окончательной редакции 20 января 2019 г.

Принята к публикации 22 января 2019 г.

Проведены экспериментальные исследования вольт-амперных характеристик изотипных гетероструктур $n^+ - \text{GaAs}/n^0 - \text{GaAs}/N^0 - \text{AlGaAs}/N^+ - \text{AlGaAs}/n^+ - \text{GaAs}$ и гомоструктур $n^+ - \text{GaAs}/n^0 - \text{GaAs}/n^+ - \text{GaAs}$. Показано, что в гетероструктуре при обратной полярности, обеспечивающей инжекцию электронов из $n^0 - \text{GaAs}$ в $N^0 - \text{AlGaAs}$, максимальное рабочее напряжение достигает 48 В при толщине $N^0 - \text{AlGaAs}$ слоя 1.0 мкм, а вольт-амперная характеристика гетероструктуры не имеет области отрицательного дифференциального сопротивления. Работа гомоструктуры сопровождалась переходом в область отрицательного дифференциального сопротивления при напряжении 10 В. Теоретический анализ, проведенный с использованием модели энергетического баланса, показал, что в изотипной гетероструктуре при обратной полярности область отрицательного дифференциального сопротивления отсутствует, так как в данном случае не происходит „схлопывания“ домена поля, как это происходит в гомоструктурах.

DOI: 10.21883/FTP.2019.06.47735.9064

1. Введение

Первые результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов транспорта в $n^+ - n^0 - n^+$ -структурах были получены для гомоструктур на основе кремния [1]. Основной интерес к подобным структурам связан с возможностью реализации режима отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) за счет формирования домена сильного электрического поля на границе $n^0 - n^+$, позволяющего инициировать процесс ударной ионизации [1,2]. Основной физический механизм, обеспечивающий ОДС в подобных структурах, связан с насыщением скорости дрейфа носителей заряда в сильных электрических полях. В настоящее время данный эффект используют для разработки высоковольтных суб-нс обострителей на основе кремниевых $n^+ - n^0 - n^+$ -структур [3,4]. Использование прямозонных $A^{III}B^V$ материалов, как, например GaAs, который имеет боковую L -долину с большей эффективной массой электронов, позволило реализовывать в структурах $n^+ - n^0 - n^+$ различные режимы генерации движущихся доменов сильных электрических полей [5], в том числе коллапсирующих доменов, для которых характерна высокая скорость ударной ионизации [6]. Отрицательное дифференциальное сопротивление наблюдается при плотностях тока выше границы, определяемой током насыщения, как величина, пропорциональная произведению концентрации доноров на насыщенную скорость дрейфа [2], и при легировании области n^0 более 10^{15} см^{-3} рабочие плотности тока находятся в $\text{kA}/\text{см}^2$ диапазоне. В настоящее время существует достаточно широкий спектр приборов на основе полупроводниковых

гетероструктур, включающих $n^+ - n^0$ -структуры с областью гетероперехода, в первую очередь это импульсные ключи и высокочастотные генераторы [7–9], а также оптоэлектронные приборы, такие как мощные полупроводниковые лазеры [10,11], лазеры-тиристоры [12] и лазеры-транзисторы [13]. При этом рабочие плотности тока в таких приборах могут существенно превышать уровень $\text{kA}/\text{см}^2$. Было показано, что при переходе к сверхвысоким уровням токов характеристики приборов претерпевают существенные изменения [10,11,14]. Эти особенности связаны с достаточно широким спектром эффектов (захват в квантово-размерную активную область, насыщение усиления, двухфотонное поглощение), которые до настоящего времени остаются недостаточно изучены. Транспорт носителей заряда в таких гетероструктурах можно рассматривать как один из факторов, оказывающих существенное влияние на их характеристики.

Если исследованиям процессов транспорта в $A^{III}B^V$ гомоструктурах посвящено большое количество работ [15], то особенности транспорта в $n^+ - n^0 - N^0 - N^+$ -гетероструктурах, проявляющиеся при переходе к сверхвысоким уровням возбуждения, до настоящего времени не исследовались. В настоящей работе представлены первые результаты экспериментальных и теоретических исследований особенностей транспорта носителей заряда в гетероструктурах AlGaAs/GaAs с $n^+ - n^0 - N^0 - N^+$ -дизайном в квазистационарном режиме. В первой части представлены экспериментальных вольт-амперные характеристики (ВАХ) этих структур, а вторая часть посвящена анализу экспериментальных

результатов с использованием модели энергетического баланса.

2. Экспериментальные исследования

При выборе дизайна структуры основное требование было связано с необходимостью реализовать особенности ВАХ, возникающие в результате использования гетеробарьера. В результате базовая гетероструктура (HS1) включала слабо легированный слой GaAs ($N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) толщиной 1 мкм и широкозонный слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 40\%$), состоящий в свою очередь из двух частей: слабо легированной части толщиной 1 мкм ($N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), формирующей гетеропереход n^0-N^0 , и сильно легированной части толщиной 0.35 мкм ($N_d = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке n^+ -GaAs (100). На верхней части структуры был сформирован сильно легированный слой n^+ -GaAs ($N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 0.4 мкм, необходимый для формирования омических контактов. Для выявления особенностей транспорта, связанных с включением гетероперехода, также была изготовлена вспомогательная гомоструктура (HS2), в которой слой AlGaAs был заменен на слой n^0 -GaAs ($N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) толщиной 1 мкм. С целью визуализации процессов транспорта при переходе в область ОДС в структурах HS1 и HS2 были сформированы три квантово-размерные активные области на основе InGaAs, толщиной 7 нм, имеющие пик фотолюминесценции на длине волны 1000 нм (рис. 1). В униполярных приборах при низких токах накачки ток определяется движением электронов в зоне проводимости, однако переход к режиму ударной ионизации сопровождается появлением неравновесных дырок, захват которых в квантово-размерные активные области приведет к генерации оптического излучения. Так как интенсивность спонтанной излучательной рекомбинации определяется концентрацией электронов и дырок, использование квантовых ям позволяет поднять интенсивность спонтанного излучения за счет более высокой концентрации захваченных носителей даже для случая, когда в окружающих слоях концентрация избыточных носителей останется на низком уровне. В результате можно будет не только отследить момент включения ударной ионизации, но также и степень пространственной неоднородности включения.

Чтобы оценить влияние границы полупроводник-воздух, методом мокрого травления в планарных гетероструктурах HS1 и HS2 были сформированы две мезаструктуры А и В диаметром 240 мкм (рис. 1, а). Глубина мезаструктур А (HS1-А и HS2-А) составила 3 мкм, что позволило подавить растекание тока и рассчитать плотность тока с минимальной погрешностью. Глубина мезаструктур В (HS1-В и HS2-В) составила 0.2 мкм, что позволило изолировать область сильного электрического поля от границы полупроводник-воздух. В ка-

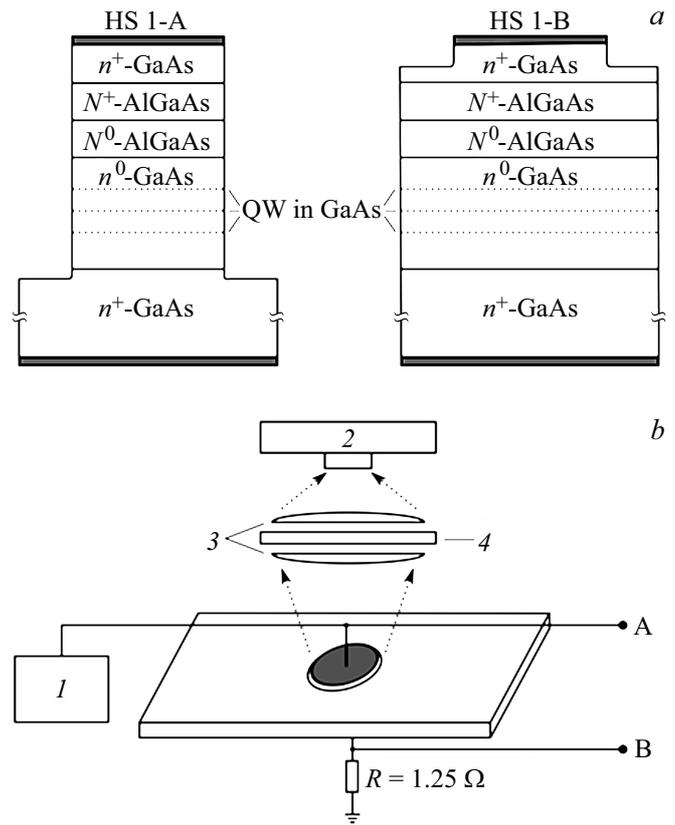


Рис. 1. а — схематическое изображение экспериментальных образцов на основе гетероструктуры конструкции глубокая меза HS1-А и мелкая меза HS2-В. б — схематическое изображение экспериментальной установки для исследования электрооптических характеристик экспериментальных образцов: 1 — генератор импульсов тока, 2 — ИК камера, 3 — система линз, 4 — оптический фильтр.

честве омических контактов к n^+ -GaAs использовалась композиция AuGe/Ni/Au. Схематическое изображение экспериментальных образцов показано на рис. 1, а. Для исследований ВАХ экспериментальные образцы монтировались подложкой вниз на медные носители с помощью индиевого припоя. Исследования ВАХ экспериментальных образцов проводились при накачке импульсами тока длительностью 120 нс, частотой 10 Гц, при этом амплитуда могла варьироваться в диапазоне 0.5–36 А, что позволило получать плотности тока в конструкции типа А до 80 кА/см^2 . Схема измерений приведена на рис. 1, б. Динамика напряжения на структуре и тока через образцы определялась из измеренных потенциалов в точках А и В схемы с помощью осциллографа с полосой пропускания 1 ГГц и токовых щупов с полосой пропускания 600 МГц. Форма и амплитуда импульса тока, протекающего через образцы, определялись импульсом напряжения в точке В, получаемом на резисторе сопротивлением 1.25 Ом (рис. 1, б), а напряжение на структуре — как разность потенциалов между точками А и В. Так как полярность импульсов, генерируе-

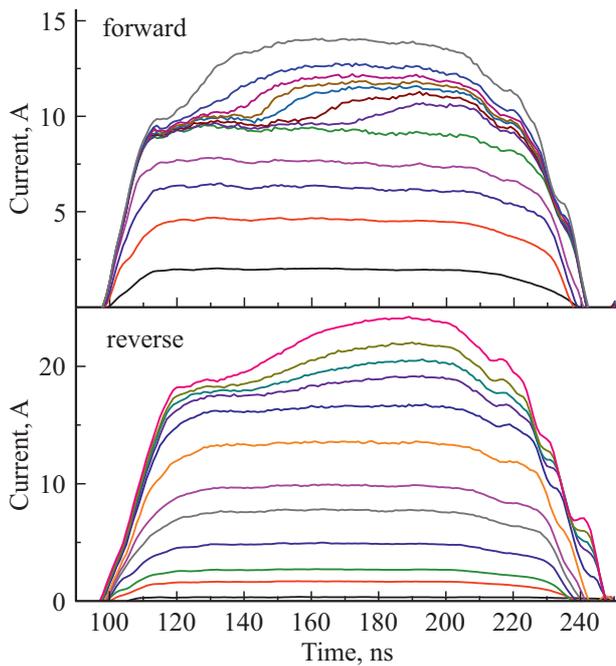


Рис. 2. Типичные формы импульсов тока через образцы конструкции глубокая меза на основе изотипной гетероструктуры HS1-A при прямой (forward) и обратной полярности (reverse).

мых импульсным источником, была отрицательная, то для исследования зависимостей ВАХ от направления протекания тока потенциал подавался поочередно: (1) со стороны подложки, что обеспечивало движение электронов в n^0-N^0 -гетеропереходе из узкозонного n^0 -GaAs в широкозонный N^0 -AlGaAs в образцах HS1 (определим данную полярность в наших экспериментах как обратную), (2) со стороны эпитаксиальных слоев, что обеспечивало движение электронов в n^0-N^0 -гетеропереходе из широкозонного слоя N^0 -AlGaAs в узкозонный n^0 -GaAs в образцах HS1 (определим данную полярность в наших экспериментах как прямую). Полученные результаты можно рассматривать в качестве квазистационарного приближения, так как динамика переходных процессов имеет существенно более высокую скорость, чем разрешение используемых приборов и длительность используемого импульса, при этом динамика переходных процессов будет исследована отдельно.

Типичные формы импульсов тока для образцов HS1-A при прямой и обратной полярностях показаны на рис. 2. Видно, что независимо от полярности протекающего тока можно выделить два режима работы. В первом форма импульса тока не имеет явных искажений и совпадает с формой импульса, которую обеспечивает источник на пассивной резистивной нагрузке. Во втором режиме работы в форме импульса тока появляются неоднородности в виде участков с нелинейным нарастанием тока со временем (рис. 2). Неоднородности возникают, когда напряжение на структуре превышает критическое значение (U_C). При этом характер динамики тока в переход-

ной области для прямой и обратной полярностей заметно отличается. В случае прямой полярности (инжекция электронов из N^0 -AlGaAs в n^0 -GaAs) в первый момент резкое увеличение тока наблюдается в конце импульса (рис. 2 — forward). Диапазон напряжений, необходимых для того, чтобы момент резкого увеличения тока сместился к началу импульса, составляет ~ 0.5 В. При этом время перехода ко второму режиму составляет 20 нс, а задержка перехода ко второму режиму может превышать 80 нс. В случае обратной полярности (инжекция электронов из n^0 -GaAs в N^0 -AlGaAs) переход ко второму режиму происходит за ~ 40 нс, при этом максимальная задержка начала переходного процесса относительно установившегося напряжения достигает 40 нс (рис. 2 — reverse). На рис. 3 (кривые 1–3) показаны типичные

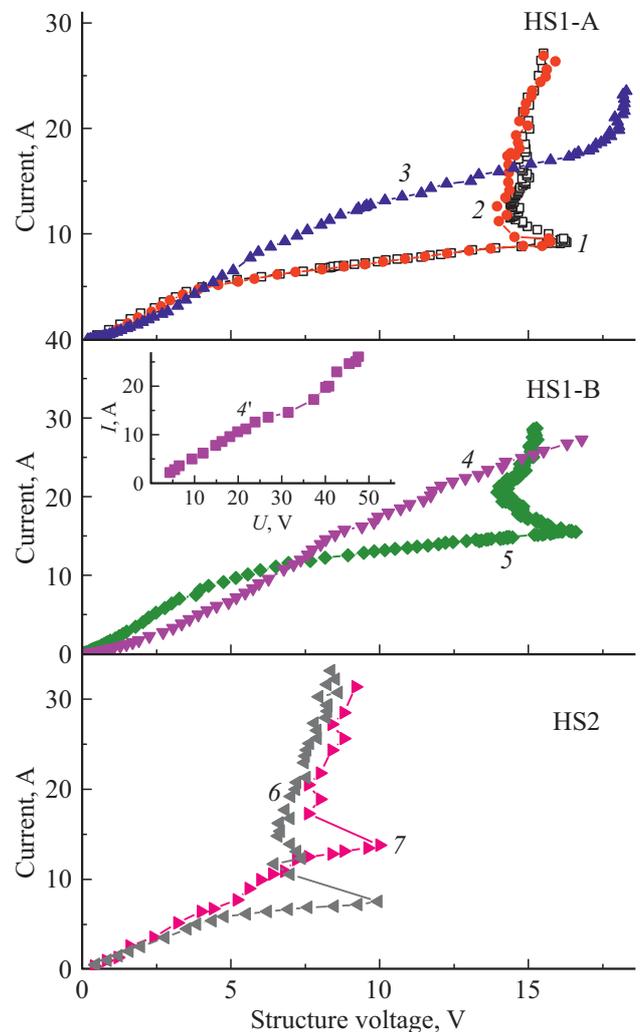


Рис. 3. Типичные вольт-амперные характеристики экспериментальных образцов: 1 — HS1-A при прямой полярности (увеличение тока); 2 — HS1-A при прямой полярности (уменьшение тока); 3 — HS1-A при обратной полярности; 4 — HS1-B при обратной полярности; 4' — HS1-B при обратной полярности (импульс тока накачки треугольной формы); 5 — HS1-B при прямой полярности; 6 — HS2-A при прямой полярности; 7 — HS2-B при прямой полярности.

ВАХ для прямой и обратной полярностей (значения тока брались для момента времени 171 нс на рис. 2). Из сопоставления рис. 2 и 3 (кривые 1–3) видно, что второму режиму соответствует участок ВАХ с резким, почти вертикальным нарастанием тока. Для прямой полярности переход во второй режим происходит при напряжении 16.5 В и токе 9.5 А. Сначала формируется участок с ОДС, на котором напряжение на структуре падает до 14.5 В, а ток возрастает до 12 А, а затем рост тока происходит при практически неизменном напряжении. Максимальная плотность тока достигала 60 кА/см^2 и была ограничена возможностями источника. В прямой полярности образцы HS1-A демонстрировали воспроизводимость характеристик при работе как в первом, так и во втором режимах. Более того, на участке с ОДС можно видеть небольшой гистерезис (рис. 3 кривые 1 и 2).

Иная картина наблюдается в случае обратной полярности (рис. 3, кривая 3). Здесь переход ко второму режиму происходит при большем напряжении и токе (17.5 В и 19.5 А), участка с ОДС вообще не образуется, а при напряжениях больше 18.5 В возникают необратимые изменения электрических характеристик образцов (рис. 3, кривая 3). Максимальная плотность тока для образцов HS1-A при обратной полярности достигала 52 кА/см^2 .

На рис. 3 (кривые 4, 5) также показаны ВАХ для прямой и обратной полярностей образцов HS1-B, имеющих конструкцию „мелкая меза“. Характер динамики импульсов тока совпадал с полученными для образцов HS1-A. Видно, что для прямой полярности за счет растекания максимальные токи при тех же напряжениях, что в образцах HS1-A, стали выше, однако напряжение перехода к режиму ОДС не изменилось (рис. 3, кривая 5). Это указывает на то, что поверхность глубокой мезы не влияет на работу как перехода $n^+-\text{GaAs}/n^0-\text{GaAs}$, так и перехода $n^0-\text{GaAs}/N^0-\text{AlGaAs}$, когда электроны инжектируются из $N^0-\text{AlGaAs}$ в $n^0-\text{GaAs}$, и гетеробарьер не ограничивает транспорт через гетерограницу. Можно видеть также, что для обратной полярности, как и в случае образцов с глубокой мезой, участок с ОДС отсутствует (рис. 3, кривая 4). Однако в этом случае необратимых изменений характеристик прибора не происходило. Предполагая, что это связано с возможностями используемого генератора, была проведена замена генератора импульсов. Новый генератор позволил существенно расширить возможности накачки, однако импульс имел треугольную форму (длительность импульса по уровню FWHM — 50 нс, а по основанию — 100 нс), что может быть причиной некоторого расхождения в токах, полученных ранее. В результате область работы удалось продлить до 48 В (см. вставку на рис. 3, кривая 4'). Важно отметить, что в образцах HS1-B, при обратной полярности, в диапазоне напряжений 30–35 В наблюдался переход к сверхлинейному росту тока без перехода в область ОДС и необратимой деградации (см. вставку на рис. 3, кривая 4').

Приведенные результаты показывают, что в образцах HS1-A влияние границы полупроводник/воздух снижает

максимальное блокирующее напряжение при инжекции электронов из $n^0-\text{GaAs}$ в $N^0-\text{AlGaAs}$, когда гетеробарьер ограничивает транспорт через гетерограницу, а нелинейный рост тока, проявляющийся в ВАХ (рис. 3, кривая 3), связан с влиянием поверхности.

Чтобы прояснить различия между вольт-амперными характеристиками гетероструктур при включении их в прямом и обратном направлениях, были исследованы образцы HS2-A и HS2-B, в которых широкозонный слой $N^0-\text{AlGaAs}$ был заменен на слой $n^0-\text{GaAs}$. Исследования динамики тока показали, что форма импульса имеет те же характерные особенности, что наблюдались в образцах HS1-A при включении в прямом направлении (рис. 2 — forward). На рис. 3 (кривые 6, 7) для образцов HS2 показаны ВАХ, полученные для прямой полярности, в конструкциях мелкая и глубокая меза. Видно, что для конструкции глубокая меза (HS2-A) в первом режиме ВАХ включает две области: с низким и высоким дифференциальным сопротивлением (рис. 3, кривая 6). Переход в область с высоким дифференциальным сопротивлением происходит при плотности тока 6 А (12 кА/см^2 , напряжение на структуре 4.8 В), что на 20% выше значений, полученных для образцов HS1-A, включающих широкозонный слабо легированный слой $N^0-\text{AlGaAs}$. Для конструкции мелкая меза область с высоким дифференциальным сопротивлением оказывается существенно более короткой, при этом использование конструкции мелкая меза не привело к изменению критического напряжения перехода в режим ОДС, что показывает, что граница полупроводник/воздух не влияет на характеристики гомоперехода $n^+-\text{GaAs}/n^0-\text{GaAs}$.

Видно, что ВАХ образцов HS2 качественно похожи на ВАХ образцов HS1, включенных в прямом направлении. И для глубокой, и для мелкой мезы имеется участок с ОДС, переход к которому происходит при одном и том же напряжении. Во-первых, это показывает, что граница полупроводник-воздух не влияет на характеристики гомоперехода $n^0-\text{GaAs}/n^+-\text{GaAs}$. Во-вторых, известно, что возникновение в $n^+-n^0-n^+-\text{GaAs}$ гомоструктурах режима с отрицательным дифференциальным сопротивлением связано с образованием на границе n^0-n^+ домена, в котором рост электрического поля сопровождается уменьшением толщины домена, так что напряжение на домене уменьшается. При этом вне домена n^0 область структуры заполнена электронно-дырочной плазмой, падение напряжения на которой оказывается незначительным. Отмеченное выше сходство ВАХ позволяет предположить, что и в образцах HS1-A при прямом включении на границе n^+-n^0 в узкозонной области должен образоваться аналогичный домен. С другой стороны, отсутствие участка с ОДС в образцах HS1 при обратном включении свидетельствует о том, что домен электрического поля, образующийся на границе n^0-n^+ , в широкозонной части либо не сужается вообще, либо сужается незначительно, в результате чего возрастание тока во втором режиме происходит без возникновения ОДС (см. вставку на рис. 3, кривая 4').

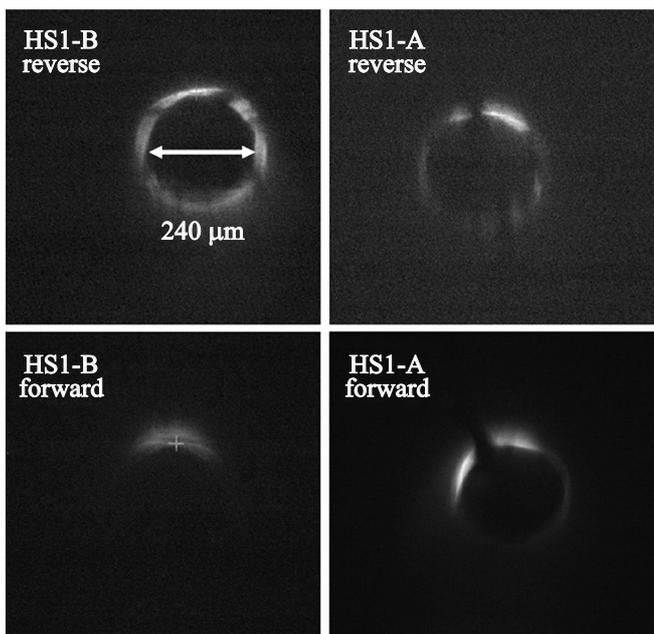


Рис. 4. Пространственное распределение интенсивности спонтанного излучения для экспериментальных образцов на основе изотипной гетероструктуры конструкции глубокая меза HS1-A и мелкая меза HS1-B при прямой и обратной полярности, полученное при максимальных токах, соответствующих зависимостям из рис. 3.

Необходимо также отметить, что напряжение перехода в режим ОДС в гомоструктурах HS2-A и HS2-B существенно ниже, чем в гетероструктурах HS1-A и HS1-B (10 и 16.5 В соответственно). Это указывает на то, что в образцах HS1-A и HS1-B включаются дополнительные области падения напряжения в области n^0 -GaAs/ N^0 -AlGaAs гетероперехода даже при работе в прямой полярности.

Для исследования пространственного распределения интенсивности спонтанного излучения, которое отражает пространственное распределение тока, был использован стенд (рис. 1), включающий кремниевую камеру, систему асферических линз, формирующих увеличенное изображение образца на кремниевой камере и фильтр с полосой пропускания на 1000 нм. На рис. 4 приведены снимки, отражающие распределение интенсивности спонтанного излучения для исследуемых образцов на основе гетероструктуры HS1, полученные при различных полярностях включения, для максимальных токов. Так как в конструкции образцов использовался сплошной контакт, об однородности включения можно судить по форме свечения, выходящего с периметра мезаструктуры. Исследования показали, что явный сигнал люминесценции появлялся в случае, когда в импульсе тока возникала область сверхлинейного роста (рис. 2), а на ВАХ появлялся участок резкого возрастания тока (рис. 3). Данный факт указывает на то, что переход в область сверхлинейного роста тока связан с началом

интенсивной ударной ионизации. При этом для всех исследованных образцов, работающих в области сверхлинейного роста тока, в распределении интенсивности можно было выделить область, в которой интенсивность сигнала была существенно выше, что свидетельствует о пространственной локализации области протекания тока. Размеры области пространственной локализации могут быть заметно меньше размеров области, ограниченной омическим контактом.

3. Численное моделирование

В экспериментальной части продемонстрирован достаточно широкий спектр особенностей ВАХ изотипных гетеро- и гомоструктур: наличие участка ОДС в гомоструктурах, заметная разница ВАХ для прямой и обратной полярности в гетероструктурах, существенно более высокое значение U_C для гетероструктур, пространственная локализация области включения, влияние конструкции на характер ВАХ. С одной стороны, сложность происходящих явлений не позволяет только на основании экспериментальных данных судить о механизмах, формирующих данные особенности. С другой стороны, всесторонний анализ всех особенностей, наблюдаемых в эксперименте, требует изложения достаточно большого объема материала, выходящего за рамки одной публикации. Поэтому цель данной части — определить основные механизмы, формирующие характерные особенности ВАХ гетероструктур по сравнению с гомоструктурами, используя численное моделирование. Как было показано в экспериментальной части, основное отличие наблюдается для обратной полярности в гетероструктуре, поэтому теоретический анализ будет посвящен именно этим процессам. В связи со сложностью и пространственной многомерностью картины цель данного раздела будет связана с получением представлений о базовых механизмах, определяющих качественный характер зависимостей, а не получения полного количественного совпадения.

Как показано в предыдущем разделе, ударная ионизация, возникающая при высоких плотностях тока, когда приложенное напряжение становится больше U_C , является основным механизмом, формирующим область сверхлинейного роста тока. Для описания процессов переноса носителей заряда наибольшее распространение получили подходы, основанные на локальных моделях, в которых скорость дрейфа и коэффициенты ударной ионизации определяются электрическим полем в заданной точке [16]. Данные подходы характеризуются простотой, что определяет их доступность. Однако локальная модель ударной ионизации не позволяет корректно описать этот процесс в узких доменах сильного электрического поля в структурах с микронными и субмикронными толщинами слоев, а также, когда свойства материалов изменяются на субмикронном масштабе (например, резкие профили легирования, гетероперехо-

ды), а локальная модель подвижности учитывает инерционность разогрева носителей заряда электрическим полем. В данной работе анализ экспериментальных результатов проводился с использованием адаптированной для полупроводниковых гетероструктур AlGaAs/GaAs одномерной модели энергетического баланса на базе пакета SILVACO ATLAS. В этой модели подвижность носителей заряда и коэффициенты ударной ионизации зависят не от поля, а от температуры носителей, для определения которой для электронов и дырок дополнительно вводятся уравнения сохранения энергии. Как уже указывалось, данная модель учитывает инерционность разогрева носителей заряда электрическим полем. Последнее приводит к тому, что увеличение скорости электронов всегда запаздывает относительно увеличения электрического поля. В результате в сильных электрических полях с большими градиентами скорость электронов может существенно превысить насыщенную (эффект velocity overshoot) [17]. Процесс разогрева характеризуется временем энергетической релаксации, которое в проведенных расчетах было принято для электронов равным 0.5 и 0.3 пс для GaAs и AlGaAs соответственно [18–21]. Необходимо отметить, что при вычислении подвижностей и коэффициентов ударной ионизации как функции температуры носителей заряда используются параметры, играющие роль своих времен релаксации. В представленных далее расчетах эти времена были приняты равными указанным выше временам энергетической релаксации. Предварительные расчеты показали, что учет квантово-размерных активных областей не вносит заметного вклада в характер ВАХ, поэтому для упрощения процесса расчетов в модельных структурах квантовые ямы не использовались.

На рис. 5 (кривая 2) показаны ВАХ при обратной полярности, рассчитанные для модельной структуры HS1 (толщины слоев и уровень легирования n^+ -областей такой же, как в экспериментальных структурах) в приближении, когда слои n^0 -GaAs/ N^0 -AlGaAs однородно легированы до концентраций $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Видно, что при обратной полярности в расчетной ВАХ отсутствует ветвь ОДС, которая также не наблюдалась в экспериментальных образцах HS1-B при включении в обратной полярности (см. вставку на рис. 3, кривая 4'). Здесь необходимо отметить, что сравнение с экспериментальными образцами HS1-B допустимо в случае определения границ характерных областей ВАХ. При этом на расчетной ВАХ можно выделить две области: с высоким дифференциальным сопротивлением (первая область) и низким дифференциальным сопротивлением (вторая область). Переход между двумя областями наблюдается в диапазоне напряжений 30–40 В, что соответствует экспериментальным результатам, полученным для образцов HS1-B при включении в обратной полярности (см. вставку на рис. 3, кривая 4'). Также можно выделить особенность ВАХ, проявляющуюся при низких напряжениях (5–8 В), когда рост тока насыщается. Похожий характер также можно наблюдать в первой области ВАХ

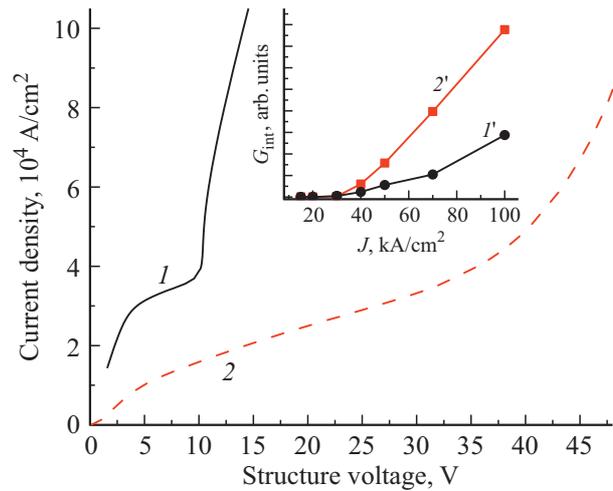


Рис. 5. Расчетные вольт-амперные характеристики для модельной изотипной гомоструктуры (кривая 1) и гетероструктуры (кривая 2). На вставке показаны расчетные зависимости интегральной скорости ударной ионизации от плотности тока для модельной изотипной гомоструктуры (кривая 1') и гетероструктуры (кривая 2').

для экспериментальных образцов HS1-A, когда влиянием поверхности можно пренебречь (рис. 3, кривая 3). Рассмотрим основные причины, определяющие наблюдаемые особенности. Из распределения концентрации избыточных носителей заряда и электрического поля (рис. 6, кривые 1–5) видно, что при нулевом смещении на гетеропереходе за счет разности работ выхода образуется узкий домен поля, сформированный локальным зарядом электронов со стороны узкозонного слоя и положительным зарядом нескомпенсированных доноров со стороны широкозонного слоя. Обратная полярность напряжения создает внешнее поле, имеющее то же направление, что поле домена на гетеропереходе. В результате работа гетероперехода при обратной полярности связана с ростом амплитуды и расширением области электрического поля от гетерограницы n^0 -GaAs/ N^0 -AlGaAs в сторону перехода N^0 -AlGaAs/ N^+ -AlGaAs. При этом в слабо легированном слое n^0 -GaAs наблюдается накопление избыточных электронов и дырок уже при малых плотностях тока, что связано с ограничением на транспорт электронов через гетеробарьер из узкозонного n^0 -GaAs в широкозонный N^0 -AlGaAs. Высокая концентрация электронов в узкозонном слое не позволяет расширяться электрическому полю в объем узкозонного материала. Видно, что рост тока при обратной полярности связан не только с расширением поля и ростом амплитуды на гетерогранице, но также с ростом концентрации электронов в области поля (рис. 6, кривые 1–5). Здесь важно отметить, что транспорт в широкозонном слое проходит при сильных электрических полях, поэтому скорости дрейфа электронов являются насыщенными, в результате требуемый ток может быть обеспечен только за счет роста концентрации электронов в обедненной

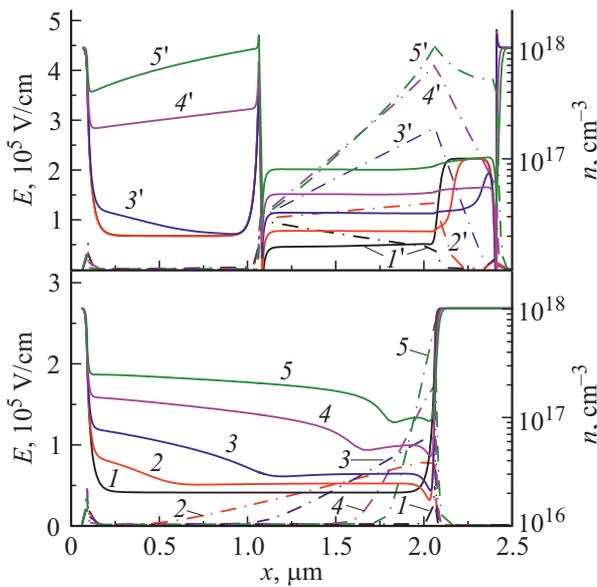


Рис. 6. Расчетные распределения электрического поля (сплошные линии) и концентрации электронов (штрихпунктирные линии) в модельной изотипной гетероструктуре при обратной полярности для различных плотностей токов (A/cm^2): 1 — 15, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 50, 5 — 100, а также в модельной изотипной гомоструктуре (A/cm^2): 1' — 20, 2' — 20, 3' — 50, 4' — 100, 5' — 200.

области. Электроны, инжектированные из узкозонного слоя в широкозонный, попадают в область с сильным градиентом электрического поля. За счет эффекта velocity overshoot для узкой области поля (~ 100 нм) дрейфовой скорости достаточно, чтобы обеспечить требуемый ток, что проявляется в формировании узкого „обедненного клювика“ в распределении концентрации электронов вблизи гетеробарьера (рис. 6, кривые 1–5). По мере разогрева электронов электрическим полем их дрейфовая скорость падает до насыщенной, что приводит к накоплению избыточного заряда в области сильного поля (рис. 6, кривые 1–5). Из-за низкого уровня легирования электрическое поле домена быстро достигает границы $N^0\text{-AlGaAs}/N^+\text{-AlGaAs}$, после чего она начинается формирование анодного домена. Процесс сопровождается быстрым ростом поля и появлением интенсивной ударной ионизации вблизи этой границы, что приводит к накоплению электронов и дырок не только в широкозонной, но и в узкозонной части структуры. В то же время электрическое поле на гетеробарьере насыщается. Переход ко второй области ВАХ с низким дифференциальным сопротивлением связан с моментом, когда поле на границе $N^0\text{-AlGaAs}/N^+\text{-AlGaAs}$ достаточно для эффективной ударной ионизации. Из рис. 5 (см. вставку, кривая 2') видно, что именно включение ударной ионизации на границе $N^0\text{-AlGaAs}/N^+\text{-AlGaAs}$ дает основной вклад в интегральную скорость ударной ионизации при переходе в область с низким дифференциальным сопротивлением.

При этом возрастание поля происходит во всей области между гетеропереходом $n^0\text{-GaAs}/N^0\text{-AlGaAs}$ и границей $N^0\text{-AlGaAs}/N^+\text{-AlGaAs}$. В результате эффективного поджатия домена поля электронно-дырочной плазмой не происходит и область ОДС не образуется. Таким образом, результаты моделирования подтверждают объяснение этого явления, которое было дано на качественном уровне в предыдущем разделе.

Так как гомоструктура симметрична, прямая и обратные полярности в моделировании эквивалентны. Рассмотрим основные особенности транспорта носителей в гомоструктуре, возникающие в результате замены широкозонного AlGaAs на слой $n^0\text{-GaAs}$. На рис. 5 (кривая 1) показана ВАХ структур $n^+\text{-GaAs}/n^0\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$ с легированием n^0 -слоя $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Видно, что удаление широкозонного слоя $N^0\text{-AlGaAs}$ привело к снижению U_C до 10 В и формированию области ОДС, что согласуется с полученными экспериментальными результатами для образцов HS2 (рис. 3, кривая 6). Так, в первой области (при напряжениях меньше U_C) можно явным образом выделить два участка, связанных с переходом от режима транспорта при скоростях дрейфа меньше насыщенной скорости к транспорту с насыщенной скоростью. При этом характер перераспределения электрического поля в гомоструктуре принципиально отличается от случая гетероструктуры (рис. 6, кривые 1–5 для гетероструктуры и кривые 1'–5' для гомоструктуры). Видно, что для низких токов, при напряжениях меньше U_C , поле заполняет весь слой $n^0\text{-GaAs}$. Переход в область ОДС происходит, когда включается эффективная ударная ионизация на границе $n^0\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$ (см. вставку на рис. 5, кривая 1'). Переход в область ОДС сопровождается ростом концентрации $e-h$ -плазмы, при этом максимальная концентрация электронов соответствует инжектирующей границе (рис. 6, кривые 1'–5'). Сформированная $e-h$ -плазма выталкивает поле к границе $n^0\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$ (рис. 6, кривые 1'–5'). В результате работа в области ОДС происходит в условиях, когда на границе $n^0\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$ сформирован достаточно узкий домен поля с напряженностью выше порога ударной ионизации, а большая часть слоя $n^0\text{-GaAs}$ заполнена $e-h$ -плазмой с концентрацией выше, чем уровень легирования.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что гетеропереход в изотипных гетероструктурах $n^+-n^0-n^+$ существенно меняет характер ВАХ. При этом заметное влияние наблюдается только в случае, когда гетеропереход, в нашем случае $n^0\text{-GaAs}/N^0\text{-AlGaAs}$, ограничивает транспорт основных носителей заряда. В результате ВАХ гетероструктуры при обратной полярности включает две области: с высоким дифференциальным сопротивлением (при $U < U_C$) и низким дифференциальным сопротивлением (при $U > U_C$). Переход в об-

ласть с меньшим дифференциальным сопротивлением определяется включением ударной ионизации во всем объемном слое N^0 -AlGaAs, в том числе и на границе N^0 -AlGaAs/ N^+ -AlGaAs. При этом область ОДС не формируется, так как не происходит „схлопывания“ домена поля, как это наблюдается при работе гомоперехода n^0 -GaAs/ n^+ -GaAs при прямой полярности. Необходимо отметить, что результаты расчетов позволили качественно описать особенности процессов транспорта в структурах $n^+ - n^0 - n^+$ с гетеропереходом, количественное расхождение может быть связано с особенностями пространственного распределения тока, что необходимо учитывать в рамках многомерного моделирования.

Работа выполнена при поддержке программы РФФИ, грант 18-08-01130 А.

Список литературы

- [1] A. Caruso, P. Spirito, G. Vitale. IEEE Trans. Electron Dev., **21** (9), 578 (1974).
- [2] J. Kostamovaara, S. Vainshtein. *Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductor devices* (World Scientific, 2005) v. 36.
- [3] Н.И. Подольская, П.Б. Родин. Письма ЖТФ, **43** (11), 55 (2017).
- [4] В.И. Брылевский, И.А. Смирнова, Н.И. Подольская, Ю.А. Жарова, П.Б. Родин И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **44** (4), 66 (2018).
- [5] J.B. Gunn. Sol. St. Commun., **1** (4), 88 (1963).
- [6] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara. J. Appl. Phys., **97** (2), 024502 (2005).
- [7] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, O.S. Soboleva, N.A. Pikhtin, T.A. Bagaev, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, V.A. Simakov, I.S. Tarasov. J. Appl. Phys., **119** (12), 124513 (2016).
- [8] W. Gao, X. Wang, R. Chen, D.B. Eason, G. Strasser, J.P. Bird, J. Kono. ACS Photon., **2** (8), 1155 (2015).
- [9] R. Chen, W. Gao, X. Wang, G.R. Aizin, J. Mikalopas, T. Arikawa, K. Tanaka, D.B. Eason, G. Strasser, J. Kono, J.P. Bird. IEEE Trans. Nanotechnol., **14** (3), 524 (2015).
- [10] X. Wang, P. Crump, H. Wenzel, A. Liero, T. Hoffmann, A. Pietrzak, C.M. Schultz, A. Klehr, A. Ginolas, S. Einfeldt, F. Bugge, G. Erbert, G. Trankle. IEEE J. Quant. Electron., **46** (5), 658 (2010).
- [11] D.A. Veselov, V.A. Kapitonov, N.A. Pikhtin, A.V. Lyutetskiy, D.N. Nikolaev, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, V.V. Shamaikhov, I.S. Shashkin, I.S. Tarasov. Quant. Electron., **44** (11), 993 (2014).
- [12] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, O.S. Soboleva, N.A. Pikhtin, T.A. Bagaev, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, V.A. Simakov, I.S. Tarasov. J. Appl. Phys., **121** (5), 054502 (2017).
- [13] M. Feng, J. Qiu, N. Holonyak. IEEE J. Quant. Electron., **54** (2), 1 (2018).
- [14] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. J. Appl. Phys., **97** (12), 123103 (2005).
- [15] J.B. Gunn. *Proc. Plasma Effects Solids*, (Academic Press, N.Y., 1965) p. 199.
- [16] S. Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices* (Wien, N.Y., Springer Verlag, 1984) (10.1007/978-3-7091-8752-4)
- [17] T. Grasser, T.W. Tang, H. Kosina, S. Selberherr. Proc. IEEE, **91** (2), 251 (2003).
- [18] Y. Apanovich, E. Lyumkis, B. Polsky, A. Shur, P. Blakey. IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, **13** (6), 702 (1994).
- [19] V. Palankovski, S. Vainshtein, V. Yuferev, J. Kostamovaara, V. Egorkin. Appl. Phys. Lett., **106** (18), 183505 (2015).
- [20] H. Hjelmgren, T.W. Tang. Solid State Electron., **37** (9), 1649 (1994).
- [21] B. Gonzalez, V. Palankovski, H. Kosina, A. Hernandez, S. Selberherr. Solid State Electron., **43** (9), 1791 (1999).

Редактор А.Н. Смирнов

Features of carrier transport in the $n^+ - n^0 - n^+$ -structure with a GaAs/AlGaAs heterojunction at ultrahigh current densities

S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, O.S. Soboleva, V.S. Yuferev, V.S. Golovin, P.S. Gavrina, D.N. Romanovich, I.V. Miroshnikov, N.A. Pikhtin

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Experimental studies of the current-voltage characteristics of n^+ -GaAs/ n^0 -GaAs/ N^0 -AlGaAs/ N^+ -AlGaAs/ n^+ -GaAs isotype heterostructures and n^+ -GaAs/ n^0 -GaAs/ n^+ -GaAs homostructures were carried out. It is shown that for the heterostructure being under reverse bias the maximum operating voltage reaches 48 V when electrons are injected from n^0 -GaAs into N^0 -AlGaAs and when the thickness of N^0 -AlGaAs layer is $1.0 \mu\text{m}$, and the volt-ampere curve does not have a negative differential resistance region. The homostructure operation was accompanied by a transition to the negative differential resistance region at a voltage of 10 V. Theoretical analysis using the energy balance model showed that the negative differential resistance region is absent for the isotype heterostructure being under reverse bias, since in this case the field domain does not collapse, as it happens in homostructures.