

Всплеск дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах с двусторонним донорно-акцепторным легированием и цифровыми барьерами

© А.Б. Пашковский¹, С.А. Богданов¹, А.К. Бакаров², К.С. Журавлев², В.Г. Лапин¹, В.М. Лукашин¹, С.Н. Карпов¹, И.А. Рогачев¹, Е.В. Терешкин¹

¹ АО НПП „ИСТОК“ им. Шокина,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: solidstate10@mail.ru

Поступила в Редакцию 19 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 сентября 2022 г.

Принята к публикации 26 января 2023 г.

Теоретически исследована нелокальная динамика электронов в псевдоморфных AlGaAs/GaAs/InGaAs-гетероструктурах с двухсторонним донорно-акцепторным легированием AlGaAs-барьеров и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами из AlAs/GaAs короткопериодных сверхрешеток вокруг легированных областей. Для исследованных гетероструктур введение цифровых барьеров значительно, на 30–40%, повышает всплеск дрейфовой скорости электронов при влете их в область сильного поля. Обнаружен эффект локализации горячих электронов на состояниях в AlAs/GaAs-сверхрешетках по краям InGaAs-квантовой ямы. Показано, что учет этого эффекта значительно увеличивает всплеск дрейфовой скорости электронов, приближая его к максимальному теоретическому пределу для используемой модели — всплеску дрейфовой скорости в нелегированном объемном материале InGaAs.

Ключевые слова: потенциальные барьеры, цифровые барьеры, гетероструктуры, всплеск дрейфовой скорости электронов.

DOI: 10.21883/FTP.2023.01.54926.3554

1. Введение

В последние годы мощные полевые транзисторы на основе нитрид-галлиевых гетероструктур уверенно продвинулись в миллиметровый диапазон длин волн [1–4]. Однако как теоретические исследования [5,6], так и анализ особенностей получаемых рекордных результатов [4] показывают, что продвижение вверх по частотному диапазону для приборов на основе нитрида галлия без принципиально новых технических решений будет затруднено. Для гетероструктур на основе арсенида галлия ситуация прямо противоположная: арсенид-галлиевые псевдоморфные гетероструктуры имеют большой потенциал к улучшению параметров, особенно в плане рабочих частот. Одно из основных направлений — увеличение эффективной глубины квантовой ямы (КЯ) канала. Делать это можно разными способами: как непосредственно увеличивая разрыв зон на границе гетероперехода [7], так и используя различные узкозонные вставки в квантовую яму [8]. Еще одним способом улучшения характеристик является использование спейсера в виде сверхрешетки AlAs/GaAs [9], что приводит к увеличению подвижности двумерного электронного газа (ДЭГ) либо вследствие уменьшения ширины расплывания δ -слоя [10], либо из-за экранирования рассеивающего потенциала примесей электронами в X -долинах AlAs-слоев спейсера [11] или уменьшения степени ги-

бридизации волновых функций электронов в КЯ и в области доноров [12]. При этом возможно уменьшение концентрации ДЭГ как вследствие затруднения туннелирования с доноров в КЯ сквозь более высокий барьер, так и захвата части электронов на состояниях X -долины AlAs-слоев. Это в свою очередь может привести к уменьшению проводимости гетероструктуры.

Кроме того, эффективную глубину квантовой ямы можно увеличить, используя резкое донорно-акцепторное легирование по краям канала [13]. Данный способ оказался очень эффективен и позволил получить ряд рекордных результатов для транзисторов сантиметрового диапазона длин волн [14]. Несомненно, возможно эффективное комбинирование этих способов [15]. Помимо этого, с донорно-акцепторным легированием возможен еще один способ повышения эффективной глубины квантовой ямы — использование набора тонких (несколько атомных монослоев) барьеров AlAs с промежутками из нескольких моноатомных слоев GaAs не только в спейсере, но и в промежутке между n - δ -слоем и акцепторами. Барьеры из короткопериодных AlAs/GaAs-сверхрешеток позволяют получить более гладкие границы КЯ и уменьшить концентрацию примесей в КЯ, задерживая их на гетерограницах. Расположение δ -слоев кремния в слоях GaAs позволяет добиться большей эффективности легирования и уменьшить число глубоких ловушек в структурах [16]. Кроме того, захват хо-

лодных электронов на состояния X -долины AlAs/GaAs-сверхрешеток, где их подвижность мала, маловероятен из-за большой энергии даже первого уровня сверхрешетки с тонкими слоями AlAs. Благодаря этим эффектам сверхрешеточные барьеры широко применяют для создания квантовых ям с высокоподвижным двумерным электронным газом [17]. По аналогии с двоичным цифровым кодом такие барьеры часто называют цифровыми. Гетероструктуры с такими барьерами позволили получить транзисторы с очень высоким усилением [18].

2. Особенности конструкции гетероструктур с цифровыми барьерами

На рис. 1 представлена зонная диаграмма AlGaAs/GaAs/InGaAs псевдоморфной гетероструктуры с двусторонним легированием канала и дополнительными потенциальными барьерами (DA-DpHEMT).

Основная проблема традиционных гетероструктур для мощных транзисторов — сильный поперечный пространственный перенос электронов из InGaAs-канала в AlGaAs-барьеры при приложении сильного электрического поля вдоль канала [15]. Это приводит к сильной делокализации и падению подвижности электронов в сильном поле из-за интенсивного рассеяния в AlGaAs-барьерах. При донорно-акцепторном легировании AlGaAs-барьеров формируют резкие $p-i-n$ потенциальные барьеры с двух сторон InGaAs-канала гетероструктуры. Это существенно увеличивает степень локализации электронов в канале, и таким образом за счет подавления поперечного пространственного переноса заметно увеличивает как саму дрейфовую скорость электронов [19], так и ее всплеск при влете электронов в область сильного поля (под затвор транзистора) [15,20].

Все эти эффекты сильно зависят как от разрыва зон на границе гетероструктуры, так и от эффективности (резкости и высоты) дополнительных барьеров [15].

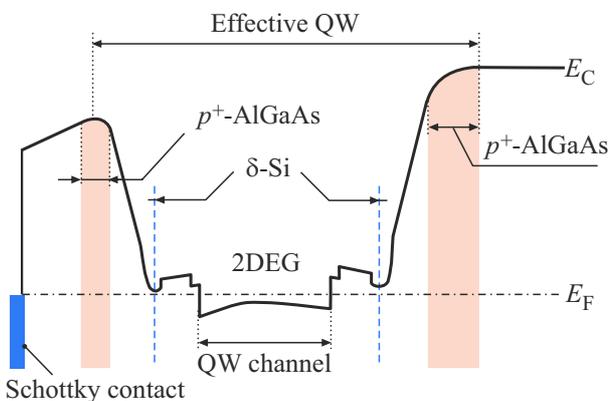


Рис. 1. Схематическое представление зонной диаграммы DA-DpHEMT гетероструктуры. Показаны положения слоев с легированием донорами и акцепторами.

При этом величина разрыва зон определяется выбором гетеропары, а потенциальный профиль дополнительных барьеров — технологическими ограничениями по поверхностной плотности доноров в n - δ -слое. Кроме того, с увеличением поверхностной плотности доноров в δ -слое увеличивается рассеяние электронов в канале и падает их подвижность. Однако, как отмечалось выше, в гетероструктуре вместо однородных материалов можно использовать короткопериодные AlAs/GaAs-сверхрешетки, состоящие из тонких (два-шесть монослоев) слоев [16–18]. Разрыв в зоне проводимости на гетерограницах между InGaAs-каналом и AlAs/GaAs-сверхрешеткой будет, очевидно, больше, чем разрыв на гетерогранице InGaAs-канала и однородного AlGaAs твердого раствора с составом, близким к усредненному составу сверхрешетки. Это может повысить локализацию горячих электронов в канале.

3. Описание расчетной модели

Расчет транспортных характеристик DA-DpHEMT гетероструктуры в сильном электрическом поле проводился на основе феноменологической модели, предназначенной для анализа нелокального разогрева электронов в транзисторных гетероструктурах с идеализированным (бесконечно длинным) затвором при сильном размерном квантовании в направлении, перпендикулярном поверхности структур [15]. В рамках этой модели потенциальный рельеф и уровни размерного квантования для этого направления определяются на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{m^*(x)} \frac{d\Psi_i(x)}{dx} \right) + (E_{c0}(x) - q \cdot \varphi(x)) \Psi_i(x) = E_i \Psi_i(x),$$

$$\frac{d}{dx} \left(\kappa(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} \right) = -\frac{\rho(x)}{\kappa_0}. \quad (1)$$

Здесь и далее $\Psi_i(x)$ и E_i — собственные функции и собственные значения оператора Гамильтона, $E_{c0}(x)$ — функция, задающая на гетерограницах и внутри структуры профиль перепадов потенциальной энергии, соответствующей электрическому потенциалу дна зоны проводимости в отсутствие свободных зарядов, q — абсолютное значение заряда электрона, $\rho(x)$, $\varphi(x)$ — плотность и потенциал пространственного заряда, $\kappa(x)$, κ_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума, m^* — эффективная масса электрона в зоне проводимости, \hbar — постоянная Планка.

Существенное отличие рассматриваемой структуры состоит в добавлении большого количества тонких высоких AlAs-барьеров вблизи InGaAs-канала, тогда как в работе [15] рассматривались только гетеропереходы на границах канала. В областях координатного пространства, где дно зоны проводимости находится выше

последнего найденного уровня, энергетический спектр считается непрерывным, и плотность объемного заряда вычисляется по формулам:

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x), \\ \rho_c(x) &= -qn_c(x) \\ &= -q \cdot N_c(x) \cdot \int_0^\infty \frac{\sqrt{E_k} dE_k}{1 + \exp\left(\frac{E_k - E_F}{kT}\right)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $N_c(x) = 2\left(\frac{2\pi m^*(x)kT}{(2\pi\hbar)^2}\right)^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $N_D(x)$ и $N_A(x)$ — концентрации ионизованных доноров и акцепторов, E_k — энергия электронов в зоне проводимости, E_F — энергия Ферми, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

В области пространства, в которой локализованы волновые функции дискретного энергетического спектра E_i (квантовой области):

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x) - q \sum_i n_i |\Psi_i(x)|^2, \\ n_i &= \left(\frac{m^*(x)kT}{\pi\hbar^2}\right) \ln \left\{ 1 + \exp\left[\frac{E_F - E_i}{kT}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

В направлении, параллельном поверхности структуры, транспорт электронов описывается на основе феноменологической системы уравнений сохранения импульса и энергии [15] с временами релаксации для объемных материалов [21]. Эта система в предположении, что частота рассеяния электронов задается в виде

$$v = v_1 p_1 + v_2 p_2, \quad (4)$$

где p_1, p_2, v_1, v_2 — вероятности нахождения электронов и их частоты рассеяния в узкозонном слое канала и в широкозонных слоях, обрамляющих канал, соответственно, записываются как

$$m^*(\varepsilon) = m_1^*(\varepsilon)p_1 + m_2^*(\varepsilon)p_2, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(m^*(\varepsilon)V)}{\partial t} &= \\ &= q \left(E - \frac{m^*(\varepsilon)V(m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)E_{s2}(\varepsilon)p_2 + m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)E_{s1}(\varepsilon)p_1)}{m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} V_s(E) &= \\ &= \frac{m_1^*(E)V_{s1}(E)m_2^*(E)V_{s2}(E)}{(m_1^*(E)p_1 + m_2^*(E)p_2)(m_1^*(E)V_{s1}(E)p_2 + m_2^*(E)V_{s2}(E)p_1)}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q \left(EV - V_s(\varepsilon)(E_{s1}(\varepsilon)p_1 + E_{s2}(\varepsilon)p_2) \right). \quad (8)$$

Здесь $q, V, m^*, \varepsilon = 3kT/2$ — заряд, скорость, усредненная эффективная масса и энергия электронов соответственно, E — напряженность электрического поля,

$V_{si}(\varepsilon), E_{si}(\varepsilon)$ — статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие задаваемой энергии ε , получаемые из расчетов методом Монте-Карло статических характеристик материалов [22].

Для описания динамики электронов обе системы решаются самосогласованно. Ищется отклик дрейфовой скорости и вероятности нахождения электронов в широкозонном материале на подаваемый во времени импульс электрического поля с амплитудой, примерно равной средней величине поля под затвором транзистора миллиметрового диапазона длин волн. Зависимость величины напряженности электрического поля от времени задавалась следующим образом: в течение 0.2 пс электроны движутся в поле с напряженностью 1 кВ/см, затем подается импульс амплитудой 20 кВ/см с длительностью 1 пс, после чего дрейф электронов продолжается в электрическом поле напряженностью 1 кВ/см.

При движении в сильном неоднородном электрическом поле температура электронного газа заметно изменяется, что существенно сказывается на заселенности уровней в КЯ — канале транзистора. На первый взгляд заполнение уровней в КЯ зависит только от температуры электронного газа, как и в состоянии термодинамического равновесия, однако данное приближение справедливо только в том случае, когда интегралы перекрытия волновых функций на уровнях КЯ достаточно велики и электроны могут быстро переходить между ними. Это условие выполняется для рассмотренных в работе [15] структур первого и второго типов, а в структурах с цифровыми барьерами могут возникать ситуации, когда подобное приближение несправедливо, что ведет к очень интересным последствиям.

Естественно, такая простая модель не позволяет учесть ряд тонких моментов, например изменение интенсивности рассеяния, связанное с квантованием электронов в широком диапазоне энергий, и отличие волновых функций в узкой квантовой яме от волновых функций в объеме, рассеяние на гетерограницах и т.д. Конечно, для более точного описания желательно решать кинетическое уравнение, в котором корректно учтены все изменения в механизмах рассеяния, связанные с квантованием уровней и формой потенциальной ямы. Однако пока в этом направлении делаются только первые шаги [23].

4. Результаты расчетов

Рассмотрим три типа гетероструктур, используемых для производства мощных полевых транзисторов с барьером Шоттки, представленных на рис. 2. Первая — это традиционная, широко используемая во всем мире гетероструктура типа $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As$ с двусторонним δ - n -легированием (DpHEMT), в которой из-за технологических ограничений мольная доля алюминия обычно не превосходит 30% ($x < 0.3$), а

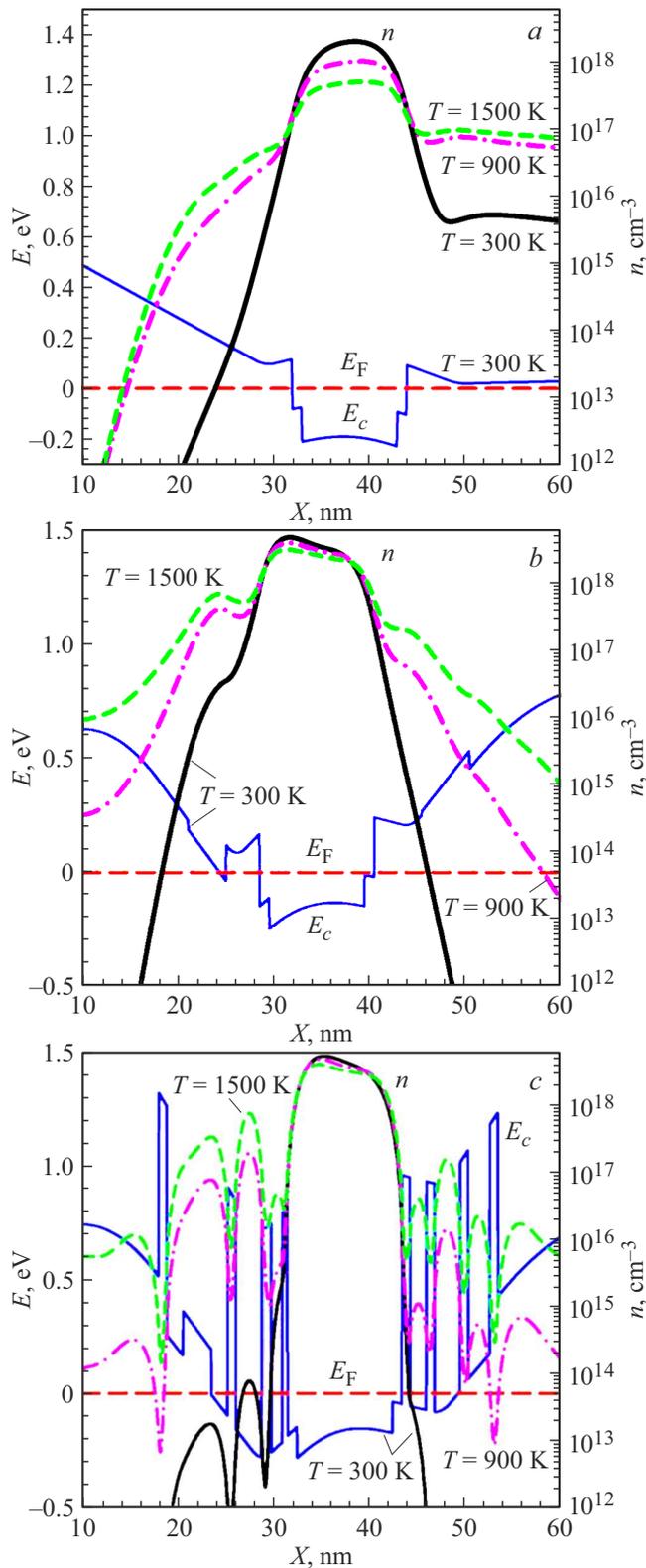


Рис. 2. Зонные диаграммы AlGaAs/InGaAs/GaAs-гетероструктур и распределения концентрации электронов при различных температурах электронного газа: *a* — традиционная DpHEMT, *b* — структура с донорно-акцепторным легированием (DA-DpHEMT), *c* — структура с донорно-акцепторным легированием и дополнительными потенциальными барьерами из AlAs/GaAs-сверхрешеток (Q-DpHEMT). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

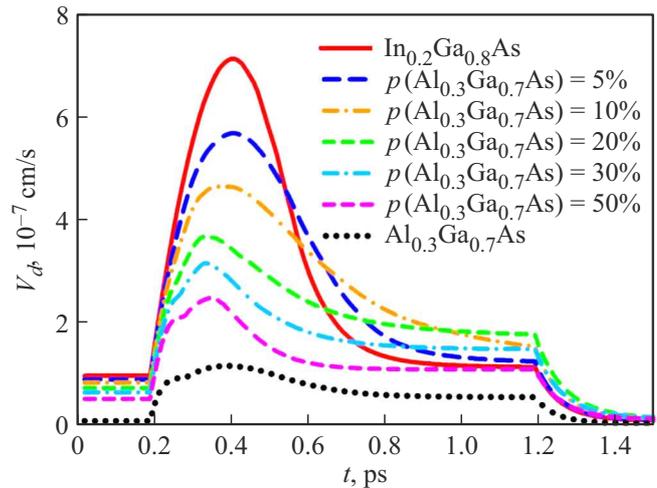


Рис. 3. Зависимости дрейфовой скорости электронов от времени при влете электронов в область сильного поля ($t < 0.2$ пс, $E = 1$ кВ/см; 0.2 пс $< t < 1.2$ пс, $E = 20$ кВ/см; $t > 1.2$ пс, $E = 1$ кВ/см) при различной заданной вероятности их нахождения в широкозонном $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьере вне канала — $p(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As})$.

мольная доля индия $y < 0.2$ (рис. 2, *a*). Вторая — аналогичная структура с дополнительными потенциальными барьерами по краям квантовой ямы на основе резких $p-i-n$ -переходов (рис. 2, *b*). Именно такие структуры за счет подавления поперечного пространственного переноса электронов позволили практически вдвое увеличить коэффициент усиления и удельную мощность транзисторов на их основе [14]. Третья — это структура с AlAs/GaAs-сверхрешетками вокруг δ -слоев, использованная в работе [18] для изготовления транзисторов миллиметрового диапазона (рис. 2, *c*). С учетом дальнейших результатов расчета подобную структуру можно назвать Q-DpHEMT (квантовый DpHEMT).

Видно, что во всех трех случаях степень локализации электронов в квантовой яме существенно отличается. Как отмечалось ранее [15], слабее всего электроны локализованы в области канала в традиционной DpHEMT структуре (рис. 2, *a*). Их локализация в DA-DpHEMT структуре (рис. 2, *b*) заметно сильнее. Еще сильнее горячие электроны локализованы в гетероструктуре с цифровыми барьерами (рис. 1, *c*).

Чтобы нагляднее продемонстрировать актуальность этих различий, на рис. 3 приведены зависимости дрейфовой скорости электронов от времени при их влете в область сильного поля для различных вероятностей нахождения электронов в широкозонном $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьере. В данном случае при решении системы уравнений гидродинамики вероятность нахождения электронов вне канала просто задавалась, а не определялась из решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона. Видно, что величина всплеска дрейфовой скорости электронов при влете в область сильного поля сильно зависит от числа электронов, находящихся в

широкозонном материале. Так, всего при 10% вероятности нахождения в широкозонном материале всплеск дрейфовой скорости падает в 1.5 раза.

На рис. 4 для рассмотренных выше структур приведены зависимости дрейфовой скорости электронов и их вероятности нахождения в широкозонном материале от времени при влете электронов в область сильного поля.

Как и ожидалось, наименьший всплеск дрейфовой скорости наблюдается в традиционной DpHEMT структуре. Для этой же структуры вероятность нахождения электронов вне КЯ в сильном поле максимальна. В DpHEMT структуре вероятность нахождения электронов вне КЯ в слабом поле меньше, чем в DA-DpHEMT структуре из-за меньшей в ~ 1.5 раза поверхностной плотности электронов. По этой же причине всплеск дрейфовой скорости в этих структурах отличается меньше, чем в структурах, рассмотренных ранее в работе [15]. Видно также, что введение цифровых барьеров, даже достаточно случайным образом, сильно уменьшает вероят-

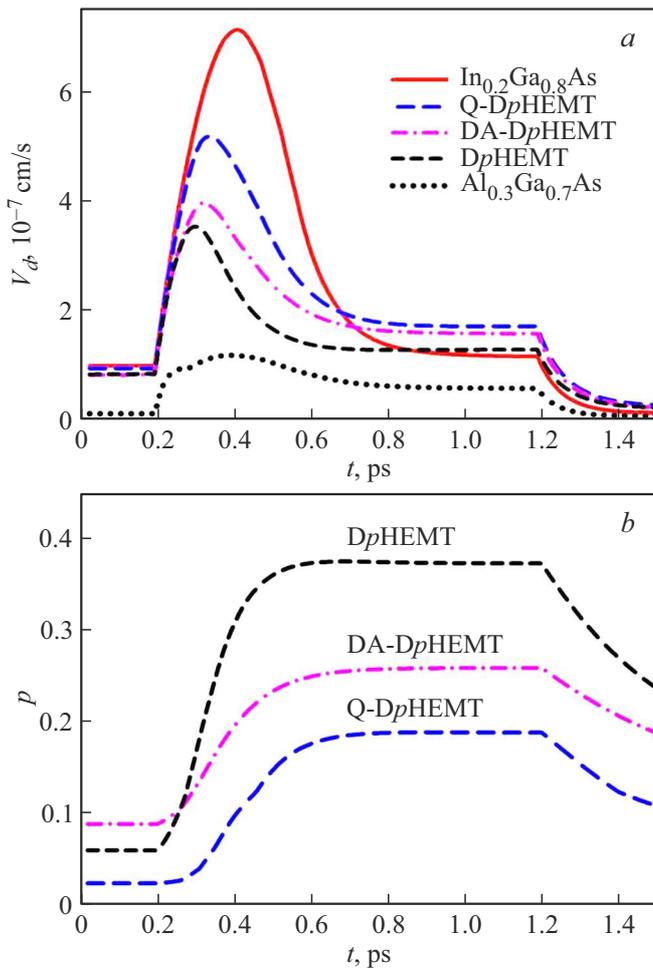


Рис. 4. Зависимости дрейфовой скорости электронов (a) и вероятности (b) их нахождения в широкозонном материале от времени при влете электронов в область сильного поля ($t < 0.2$ пс, $E = 1$ кВ/см; 0.2 пс $< t < 1.2$ пс, $E = 20$ кВ/см; $t > 1.2$ пс, $E = 1$ кВ/см).

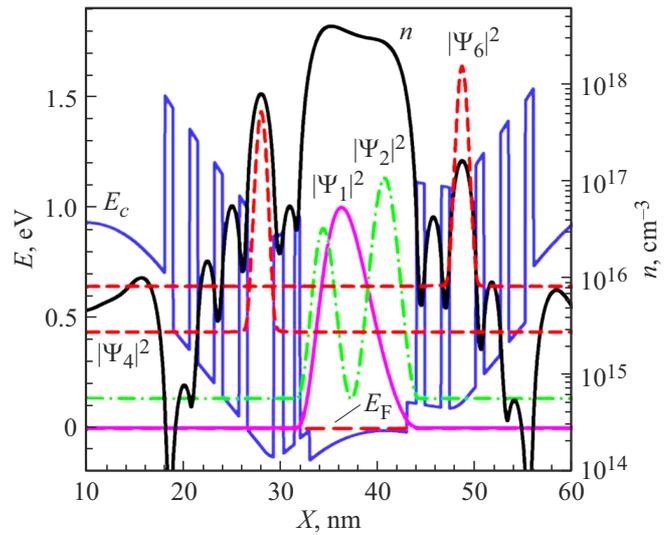


Рис. 5. Зонная диаграмма, квадраты волновых функций электронов на соответствующих квантовых уровнях, распределение концентрации электронов.

ность переходов в широкозонный материал, что ведет к существенному (на $\sim 40\%$) росту дрейфовой скорости. По сути, это отличие и объясняет необычно высокие коэффициенты усиления транзисторов, представленных в работе [18].

Очевидно, что конструкцию структуры Q-DpHEMT можно улучшить, вставив дополнительные цифровые барьеры. На рис. 5 приведен вариант структуры, в котором толстые слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ между каналом и затвором заменены на цифровые сверхрешетки из трех монослоев AlAs и шести монослоев GaAs. В среднем молярная доля алюминия в сверхрешетках равна примерно $x = 0.3$. На рис. 5 приведены зонная диаграмма такой структуры и квантовые уровни в ней при температуре электронного газа $T = 1500$ К (волновые функции электронов на третьем и пятом квантовых уровнях локализованы в канале и не приводятся, чтобы не загромождать рисунок, уровень Ферми и первый квантовый уровень в масштабах рисунка практически совпадают).

Данная структура имеет одну интересную особенность. Для изготовления DA-DpHEMT структуры в δ -слоях должно быть достаточно высокое содержание доноров, а для этого слои GaAs матрицы вокруг δ -слоя должны быть достаточно толстыми (не менее 4 монослоев), иначе подвижность электронов падает, что наблюдалось экспериментально. Кроме того, как раз на δ -слоях находятся локальные минимумы кулоновского потенциала. Это приводит к тому, что в почти идеальной сверхрешетке образуются энергетические „зазоры“ с локализованными электронными состояниями, вероятно обусловленные увеличением расстояния между барьерами и локальным минимумом кулоновского потенциала. Для данной структуры такими локализованными состояниями является четвертый и шестой квантовые уровни.

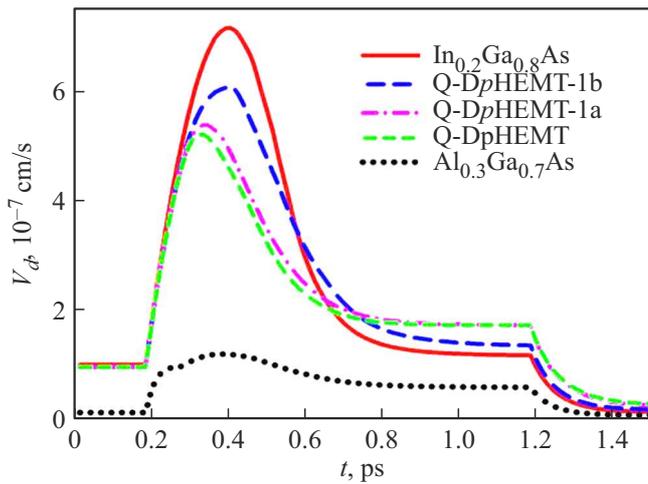


Рис. 6. Зависимости дрейфовой скорости электронов при влете электронов в область сильного поля ($t < 0.2$ пс, $E = 1$ кВ/см; 0.2 пс $< t < 1.2$ пс, $E = 20$ кВ/см; $t > 1.2$ пс, $E = 1$ кВ/см).

На них электроны жестко локализованы вне канала в области цифровых барьеров (см. рис. 5), а их волновая функция в области канала практически равна нулю.

Локализация электронов вне канала должна приводить к еще одному крайне интересному и полезному для СВЧ транзисторов эффекту. Так как эти квантовые уровни находятся довольно высоко, то при движении электронов в слабом электрическом поле в состоянии, близком к термодинамическому равновесию с низкой температурой электронного газа, эти уровни не заполнены. В области сильного электрического поля под коротким затвором транзистора миллиметрового диапазона длин волн электроны движутся практически баллистически [24]. За малое время пролета электронов под затвором транзистора электроны на эти уровни переходить не успевают, поскольку матричный элемент перехода, а значит, и вероятность перехода малы. Что в свою очередь должно резко уменьшить вероятность рассеяния в широкозонном материале. Результаты расчета всплеска дрейфовой скорости как с учетом заселенности всех уровней, так и с учетом вышеописанного эффекта приведены на рис. 6. При этом расчете уровни с локализованными состояниями в расчетах просто не учитывались. Здесь Q-DpHEMT — структура, соответствующая рис. 2, *c*; Q-DpHEMT-1, *a*: структура, соответствующая рис. 5, Q-DpHEMT-1, *b*: эта же структура — расчет с учетом локализации электронов в барьерной решетке.

Видно, что введение дополнительных барьеров несколько увеличивает всплеск дрейфовой скорости электронов, а учет появления локализованных состояний ведет к дальнейшему весьма существенному росту всплеска дрейфовой скорости.

Вопрос с большими промежутками между барьерами в области δ - n -слоя может быть решен достаточно простым образом. δ -слой можно разбить на два, одно-

временно уменьшив размер GaAs-матрицы, например, до двух монослоев с каждой стороны, а между ними поместить барьер из трех монослоев AlAs. Если уменьшить расстояние и между другими барьерами до четырех монослоев GaAs, то получится практически идеальная сверхрешетка (см. рис. 7). Здесь температура электронного газа $T = 1500$ К. Волновая функция электронов на четвертом квантовом уровне локализована в канале и не приводится, чтобы не загромождать рисунок.

В такой структуре электроны локализованы в канале еще сильнее, чем в предыдущей, а существенная делока-

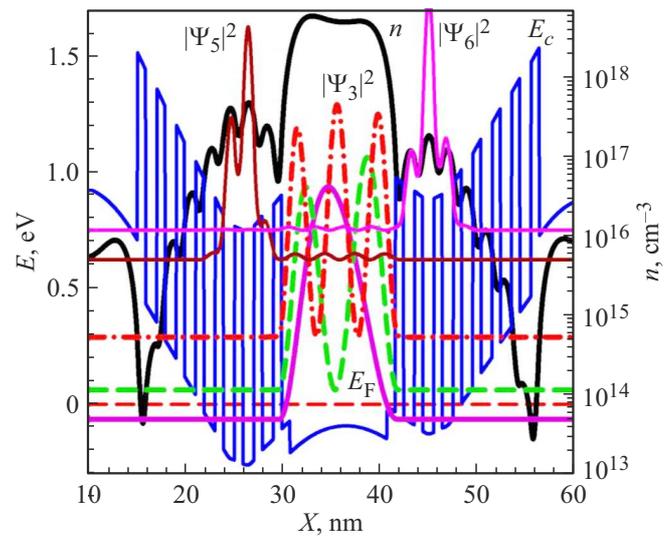


Рис. 7. Зонная диаграмма, квадраты волновых функций электронов на соответствующих квантовых уровнях, распределение концентрации электронов.

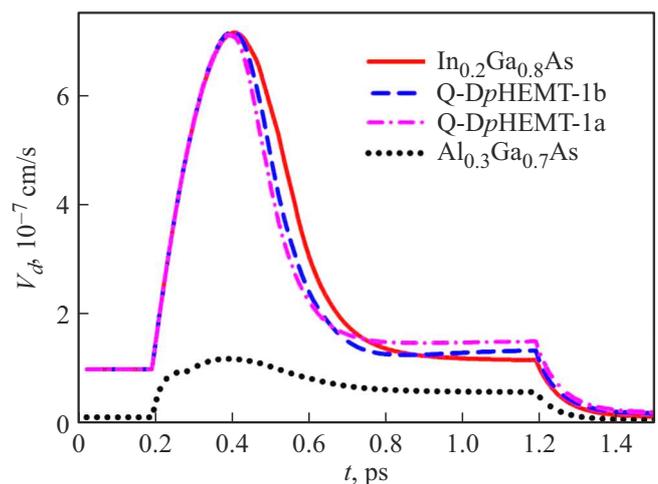


Рис. 8. Зависимости дрейфовой скорости электронов при влете электронов в область сильного поля в структуре с идеальными короткопериодными сверхрешетками по краям канала ($t < 0.2$ пс, $E = 1$ кВ/см; 0.2 пс $< t < 1.2$ пс, $E = 20$ кВ/см; $t > 1.2$ пс, $E = 1$ кВ/см). Q-DpHEMT-2, *a* расчет без учета локализации состояний в боковых сверхрешетках, Q-DpHEMT-2, *b* — расчет с учетом локализации состояний.

лизация начинается только с пятого уровня с энергией > 0.6 эВ. В результате всплеск дрейфовой скорости в такой структуре (см. рис. 7), как с учетом, так и без учета локализованных в сверхрешетке состояний, приближается к теоретическому пределу для данной модели — всплеску дрейфовой скорости в объемном материале канала. На рис. 8 Q-DpHEMT-2, *a*: структура с короткой сверхрешеткой AlAs/GaAs, Q-DpHEMT-2, *b*: эта же структура — расчет с учетом локализации состояний в барьерной решетке.

Следует отметить еще одну особенность рассматриваемой структуры. Расстояния между заполненными в равновесном состоянии первым (-0.065 эВ) и вторым уровнями (0.062 эВ), а тем более третьим (0.289 эВ) и четвертым (0.580 эВ) очень велики, существенно больше энергии оптического фонона. Это может уменьшить вероятность рассеяния электронов на оптических фононах, что должно дополнительно увеличить всплеск дрейфовой скорости, а значит, дополнительно значительно увеличить рабочие частоты полевых транзисторов на основе этих гетероструктур.

5. Заключение

Полученные результаты показывают, что использование цифровых барьеров в гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием является весьма эффективным способом улучшения транзисторных гетероструктур.

Теоретически продемонстрировано, что при введении цифровых барьеров в селективно легированные донорами и акцепторами AlGaAs/InGaAs/GaAs-гетероструктуры с двумерным электронным газом проявляются два новых квантовых эффекта, оказывающих существенное положительное влияние на транспортные характеристики структур в сильном электрическом поле. Во-первых, локализация горячих электронов в квантовой яме даже в условиях термодинамического равновесия оказывается заметно сильнее, чем в структурах без цифровых барьеров. Это приводит к заметному снижению рассеяния в барьерах квантовой ямы, что в свою очередь ведет к заметному (до 50%) росту всплеска дрейфовой скорости электронов при их влете в область сильного поля. Во-вторых, локализация электронных состояний на некоторых возбужденных квантовых уровнях внутри области цифровых барьеров вблизи квантовой ямы может приводить к тому, что за время пролета горячих электронов через область сильного поля они не будут успевать переходить на данные уровни. Вероятность нахождения электронов вне канала с высокой подвижностью будет снижаться, что в свою очередь приводит к дополнительному существенному увеличению всплеска дрейфовой скорости.

Оптимизация гетероструктур приводит к дальнейшему росту всплеска дрейфовой скорости, приближая его

к теоретическому для рассматриваемой модели пределу, — всплеску дрейфовой скорости в объемном материале квантовой ямы.

Приборы на таких структурах могут иметь коэффициент усиления до 2 раз выше, при сохранении неизменными других высоких параметров, например, удельной мощности. Полевые транзисторы на таких структурах по ряду параметров могут составить достойную конкуренцию приборам на основе нитрида галлия и транзисторам с каналом на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким молярным содержанием индия, особенно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Wang, F. Wang, S. Li, T.Y. Huang, A.S. Ahmed, N.S. Mannem, J. Lee, E. Garay, D. Munzer, C. Snyder, S. Lee, H.T. Nguyen, M.E.D. Smith. (Jul. 2019). Power Amplifiers Performance Survey 2000-Present. [Online]. Available: https://gems.ece.gatech.edu/PA_survey.html
- [2] B. Romanczyk, S. Wienecke, M. Guidry, H. Li, E. Ahmadi, X. Zheng, S. Keller, U.K. Mishra. IEEE Trans. Electron Dev., **65** (1), 45(2018).
- [3] N.S. Dasgupta, S. Keller, J.S. Speck, U.K. Mishra. IEEE Electron Dev. Lett., **32** (12), 1683 (2011).
- [4] Y. Tang, K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, J. Wong, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, M. Micovic. IEEE Electron Dev. Lett., **36** (6), 549 (2015).
- [5] B.E. Foutz, S.K. O'Leary, M.S. Shur, L.F. Eastman. J. Appl. Phys., **85** (11), 7727 (1999). DOI: 10.1063/1.370577
- [6] С.А. Богданов, А.А. Борисов, С.Н. Карпов, М.В. Кулиев, А.Б. Пашковский, Е.В. Терешкин. Письма ЖТФ, **48** (2), 44 (2022).
- [7] И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин. Тез. докл. 8-й Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. (Мокеровские чтения, 24 мая, Москва) с. 28.
- [8] Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Р.А. Хабибуллин, В.А. Кульбачинский, Н.А. Юзеева. ФТП, **46** (4), 500 (2012).
- [9] Д.А. Сафонов, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин, И.С. Васильевский. Письма ЖТФ, **44** (4), 34 (2018).
- [10] K. Inoue, H. Sakaki, J. Yoshino, Y. Yoshioka. Appl. Phys. Lett., **46**, 9735 (1985).
- [11] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **77**, 4616 (1996).
- [12] А.Н. Виниченко, В.П. Гладков, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов, И.С. Васильевский. ФТП, **48** (12), 1660 (2014).
- [13] K.S. Zhuravlev, D.Yu. Protasov, D.V. Gulyaev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, V.G. Lapin, V.M. Lukashin, A.B. Pashkovski. Adv. Microelectron.: Rev., v. 2 (Barcelona, Spain: IFSA, 251 (2019).
- [14] В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, А.Б. Соколов. Письма ЖТФ, **38** (17), 84 (2012).

- [15] А.Б. Пашковский, А.С. Богданов, В.М. Лукашин, С.И. Новиков. Микроэлектроника, **49** (3), 210 (2020).
- [16] T. Baba, T. Mizutani, M. Ogawa. Jpn. J. Appl Phys., **22**, L627e9 (1983).
- [17] T. Sajoto, M. Santos, J.J. Heremans, M. Shayegan, M. Heiblum, M.V. Weckwerth, U. Meirav. Appl. Phys. Lett., **54**, 840 (1989).
- [18] A.B. Pashkovskii, S.A. Bogdanov, A.K. Bakarov, A.B. Griorenko, K. S. Zhuravlev, V.G. Lapin, V.M. Lukashin, I.A. Rogachev, E.V. Tereshkin, S.V. Shcherbakov. IEEE Trans. Electron Dev., **68** (1), 53 (2021).
- [19] Д.Ю. Протасов, Д.В. Гуляев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Е.В. Ерофеев, К.С. Журавлев. Письма ЖТФ, **44** (6), 77 (2018).
- [20] А.А. Борисов, К.С. Журавлев, С.С. Зырин, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, В.И. Новоселец, А.Б. Пашковский, А.И. Торопов, Н.Д. Урсуляк, С.В. Щербаков. Письма ЖТФ, **42** (16), 41 (2016).
- [21] M. Shur. Electron. Lett., **12** (23), 615 (1976).
- [22] А.В. Гарматин. Электрон. техн., сер. 1. Электроника СВЧ, **3** (377), 66 (1985).
- [23] D.Yu. Protasov, K.S. Zhuravlev. Solid-State Electron., **129**, 66 (2017).
- [24] A. Cappy, B. Carnev, R. Fauquembergues, G. Salmer, E. Constant. IEEE Trans. Electron Dev., **27** (11), 2158(1980).

Редактор Г.А. Оганесян

Electrons drift velocity overshoot in heterostructures with double-sided donor—acceptor doping and digital barriers

A.B. Pashkovskii¹, S.A. Bogdanov¹, A.K. Bakarov², R.S. Zhuravlev², V.G. Lapin¹, V.M. Lukashin¹, S.N. Karpov¹, I.A. Rogachev¹, E.V. Tereshkin¹

¹ ISTOK Research and Production Corporation, 141190 Fryazino, Moscow region, Russia

² Rzhhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The nonlocal dynamics of electrons in pseudomorphic AlGaAs/GaAs/InGaAs heterostructures with double-sided donor-acceptor doping of AlGaAs barriers and additional digital potential barriers of short-period AlAs/GaAs superlattices around the doped regions has been theoretically studied. For the studied heterostructures, the introduction of digital barriers significantly, by 30–40%, increases the electrons drift velocity overshoot when they enter the region of a strong field. The effect of localization of hot electrons on the states in AlAs/GaAs superlattices along the edges of the InGaAs quantum well is revealed. It is shown that taking this effect into account significantly increases the electrons drift velocity overshoot, bringing it closer to the maximum theoretical limit for the model used — the drift velocity overshoot in the undoped InGaAs bulk material.