

# Электрохимическое вольт-емкостное профилирование концентрации свободных носителей заряда в НЕМТ-гетероструктурах на основе соединений InGaAs/AlGaAs/GaAs

© П.Н. Брунков<sup>¶</sup>, А.А. Гуткин, М.Э. Рудинский, О.И. Ронжин, А.А. Ситникова, А.А. Шахмин, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев, А.Ю. Егоров\*, В.Е. Земляков\*\*, С.Г. Конников

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

\* Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр Российской академии наук,  
195220 Санкт-Петербург, Россия

\*\* Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук,  
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 2 декабря 2010 г. Принята к печати 13 декабря 2010 г.)

Проведено исследование распределения свободных носителей заряда по глубине НЕМТ-структур с квантово-размерными слоями методом электрохимического вольт-емкостного профилирования. Показано, что реальное распределение концентрации свободных носителей и их энергетический спектр в канале НЕМТ-структуры могут быть получены из численного моделирования результатов профилирования на основе самосогласованного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона.

## 1. Введение

Одним из наиболее широко используемых приборов современной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники являются гетероструктурные полевые транзисторы на основе полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$ , известные в литературе как транзисторы с высокой подвижностью электронов (High Electron Mobility Transistor — НЕМТ) [1–12]. В приборах данного типа двумерный проводящий канал, представляющий из себя квантовую яму, и прилегающие к нему слои широкозонных полупроводников изготавливаются из нелегированного материала, что обеспечивает высокую подвижность свободных носителей заряда в канале. Носители заряда, заполняющие канал и обуславливающие его проводимость, создаются за счет легирования мелкими примесями пространственно отделенных от канала слоев широкозонного полупроводника. Для увеличения проводимости канала уровень легирования и толщина этих слоев повышаются, однако при этом необходимо избегать шунтирования канала этими сильно легированными областями. Поэтому при разработке НЕМТ-структур необходимо контролировать перераспределение свободных носителей заряда между двумерным каналом и неоднородно легированными широкозонными барьерами [6–10]. Задача осложняется тем, что перераспределение свободных носителей заряда в сложной многослойной НЕМТ-структуре изменяет распределение электрического поля по толщине структуры, что, в свою очередь, приводит к изменению энергетического спектра состояний в двумерном канале и соответственно концентрации носителей в этом канале. Обычно концентрацию носителей заряда в канале НЕМТ-структуры определяют экспериментально с помощью измерений эффекта Холла [12,13], однако в таких измерениях могут

возникать значительные ошибки из-за трудностей при разделении вкладов в проводимость от параллельно соединенных электрических цепей двумерного канала и сильно легированных областей широкозонного барьера. Ранее было показано, что распределение носителей заряда в полупроводниковых многослойных гетероструктурах может быть получено из анализа вольт-емкостных  $C(V)$ -характеристик барьеров, образующихся при нанесении металла на поверхность структуры. С этой целью использовалось самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона для одномерной модели такой структуры [14–17]. Однако отличительной особенностью исходных структур для НЕМТ-транзисторов является наличие одного или нескольких сильно легированных слоев, расположенных ближе, чем канал, к поверхности структуры. В этих условиях оказывается невозможным при измерении  $C(V)$ -характеристики охватить слоем объемного заряда канал структуры, так как для этого необходимо приложить такие напряжения смещения, при которых наступает электрический пробой. Поэтому для определения распределения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых многослойных гетероструктурах применяют метод электрохимического вольт-емкостного (ECV) профилирования, основанный на циклическом чередовании процессов контролируемого электрохимического травления поверхности структуры и измерения  $C(V)$ -характеристик барьера, образующегося в контакте электролит–полупроводник. На основании этих характеристик определяется концентрация свободных носителей  $N_{CV}(z)$  в приближении обедненного слоя [8,18,19]. Данный метод не требует приложения больших напряжений смещения, поскольку, последовательно удаляя материал с поверхности, можно определить концентрацию свободных носителей по всей глубине многослойной гетероструктуры.

При этом следует отметить, что наличие в многослойной гетероструктуре низкоразмерных слоев характери-

<sup>¶</sup> E-mail: brunkov@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Параметры слоев НЕМТ-структуры

| №   | Состав                                     | Толщина, нм |     |        | Элементный состав, $x, y$ |      |        | Уровень легирования Si, $\text{см}^{-3}$ |                     |                     |
|-----|--|-------------|-----|--------|---------------------------|------|--------|--|---------------------|---------------------|
|     |  | Эпит. рост  | ПЭМ | Расчет | Эпит. рост                | ВИМС | Расчет | Эпит. рост                               | ВИМС                | Расчет              |
| 1.  | $n^+-\text{GaAs:Si}$                       | 50–80       | 60  | 50     | 0                         | 0    | 0      | $4.0 \cdot 10^{18}$                      | $3.2 \cdot 10^{18}$ | $3.2 \cdot 10^{18}$ |
|     |  |             |     | 10     |                           |      |        |  |                     | $5.5 \cdot 10^{18}$ |
| 2.  | $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Si}$ | 3–5         | 4.8 | 4.8    | 0.90                      | 0.57 | 0.90   | $5.0 \cdot 10^{16}$                      |                     | $5.0 \cdot 10^{16}$ |
| 3.  | $n\text{-GaAs:Si}$                         | 15–20       | 13  | 13     | 0                         | 0    | 0      | $5.0 \cdot 10^{16}$                      |                     | $5.0 \cdot 10^{16}$ |
| 4.  | $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Si}$ | 10–15       | 27  | 10     | 0.22                      | 0.23 | 0.23   | $5.0 \cdot 10^{16}$                      |                     | $5.0 \cdot 10^{16}$ |
| 5.  | $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Si}$ | 15–20       |     | 15     | 0.22                      | 0.23 | 0.23   | $1.6 \cdot 10^{18}$                      | $2.7 \cdot 10^{18}$ | $1.8 \cdot 10^{18}$ |
| 6.  | $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$      | 3–5         |     | 2      | 0.22                      | 0.23 | 0.23   | Нелегированный                           |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |
| 7.  | GaAs                                       | 1–3         | < 1 | 1.5    | 0                         | 0    | 0      | »  |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |
| 8.  | $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$      | 11–15       | 13  | 12     | 0.17                      | 0.13 | 0.17   | »  |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |
| 9.  | GaAs                                       | 1–3         | 2.8 | 2.8    | 0                         | 0    | 0      | »  |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |
| 10. | $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$      | 3–5         | 100 | 3      | 0.22                      | 0.23 | 0.23   | »  |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |
| 11. | $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Si}$ | 5–10        |     | 4.5    | 0.22                      | 0.23 | 0.23   | $1.7 \cdot 10^{18}$                      | $1.3 \cdot 10^{18}$ | $1.7 \cdot 10^{18}$ |
| 12. | $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$      | 100         |     | 92.5   | 0.22                      | 0.23 | 0.23   | Нелегированный                           |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |
| 13. | GaAs                                       | 500         | 500 | 500    | 0                         | 0    | 0      | »  |                     | $1.0 \cdot 10^{15}$ |

зуется формированием уровней размерного квантования, что приводит к искажению профиля распределения свободных носителей  $N_{CV}(z)$ , так как приближение обедненного слоя не справедливо при резких изменениях концентрации свободных носителей с расстоянием и не учитывает сильную локализацию носителей заряда в квантовой яме на уровнях размерного квантования [17]. Поэтому  $N_{CV}(z)$  вблизи таких областей является эффективным профилем распределения концентрации свободных носителей и не совпадает с реальным распределением.

В данной работе для вычисления реального профиля распределения свободных носителей в многослойной НЕМТ-структуре используется численное моделирование экспериментальной зависимости  $N_{CV}(z)$  на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Для определения электрофизических параметров НЕМТ-структур наряду с ECV-профилеированием применяется комплекс взаимодополняющих методов, включающий в себя просвечивающую электронную микроскопию (ПЭМ), вторичную ионную масс-спектрометрию (ВИМС) и локальную катодоллюминесценцию (КЛ).

## 2. Эксперимент

Экспериментальные образцы представляли собой используемые для изготовления НЕМТ псевдоморфные двухсторонние гетероструктуры  $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ , выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии

на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (100). Параметры слоев (элементный состав, толщина и уровень легирования) приведены в табл. 1. Как показал анализ изображений просвечивающей электронной микроскопии (рис. 1), слои и интерфейсы НЕМТ-структур характеризовались высоким кристаллическим совершенством, и толщины слоев достаточно хорошо согласовались с величинами, заданными при выращивании (табл. 1).

Электрохимическое вольт-емкостное профилирование концентрации свободных носителей тока в исследуемых НЕМТ-структурах проводилось на установке PN4200 фирмы BioRad, которая реализует последовательное

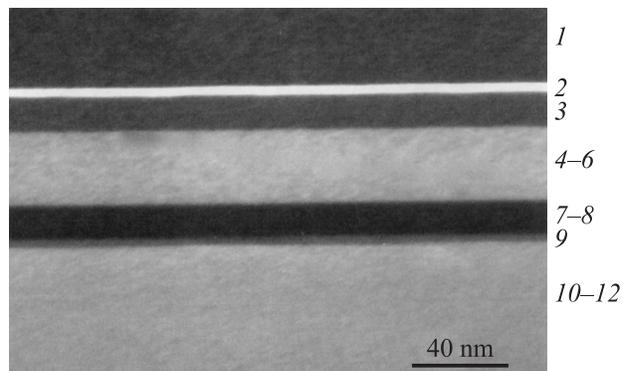


Рис. 1. ПЭМ-изображение поперечного сечения исследуемой НЕМТ-структуры. Номерами указаны слои в соответствии с табл. 1.

чередование процессов электролитического травления материала и измерений  $C(V)$ -характеристик на барьере Шоттки электролит-полупроводник. Область травления, которая также является площадью контакта барьера Шоттки электролит-полупроводник, определялась диаметром уплотнительного кольца, равным 3.5 мм, при полной площади образца не менее 1 см<sup>2</sup>. Электролит представлял собой 0.2 М водный раствор NaOH с добавкой трилона-Б. Скорость травления полупроводниковых материалов  $n$ -типа проводимости зависит от интенсивности подсветки в области основного поглощения и напряжения обратного смещения [18]. Было установлено, что для исследуемых НЕМТ-гетероструктур на основе соединений InGaAs/AlGaAs/GaAs наилучшая планарность дна кратера травления получается при плотности тока травления в диапазоне  $I_e = 0.05-0.10$  mA/cm<sup>2</sup>. Травление НЕМТ-структур проводилось с шагом 1 нм до толщин удаленного слоя  $\sim 90$  нм. Концентрация свободных носителей  $N_{CV}(z)$  измерялась на каждой ступени травления при одинаковом постоянном напряжении обратного смещения, равном  $-0.4$  В. Частота переменного напряжения при измерении комплексной проводимости исследуемой системы составляла  $\sim 3$  кГц, его амплитуда равнялась 0.1 В. При вычислении емкости по результатам измерений использовалась трехэлементная эквивалентная электрическая схема исследуемой системы, учитывающая последовательное сопротивление электролита наряду с параллельным соединением емкости и проводимости, описывающих поведение контакта барьера Шоттки электролит-полупроводник [18,19].

В методе ECV-профилирования концентрацию свободных носителей  $N_{CV}(z)$  рассчитывают из  $C(V)$ -характеристик с использованием приближения обедненного слоя [20]:

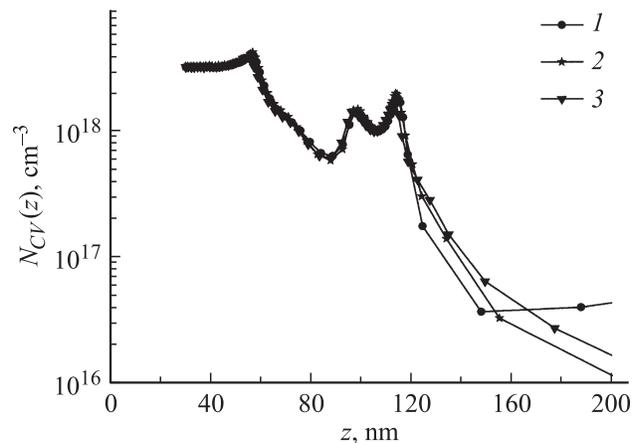
$$N_{CV}(z) = -\frac{C^3}{q\epsilon\epsilon_0 S^2} \left(\frac{dC}{dV}\right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $q$  — абсолютная величина заряда электрона,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $S$  — площадь контакта. Расстояние  $z$  от поверхности структуры определяется как сумма толщины электрохимически травленного материала ( $z_e$ ) и ширины области пространственного заряда на барьере Шоттки электролит-полупроводник [18,19]:

$$z = z_e + \frac{S\epsilon\epsilon_0}{C(V)}, \quad z_e = \frac{M}{z_0 F D} I_e \Delta t, \quad (2)$$

где  $z_0$  — количество элементарных зарядов, переносимых при диссоциации одной молекулы полупроводника,  $M$  и  $D$  — соответственно молекулярный вес и плотность полупроводника,  $F$  — число Фарадея,  $\Delta t$  — время травления.

Полученные методом ECV-профилирования экспериментальные распределения концентрации носителей заряда  $N_{CV}(z)$  для трех одинаковых НЕМТ-структур, выращенных в разных технологических процессах, представлены на рис. 2. Достаточно хорошее совпадение



**Рис. 2.** Профили распределения эффективной концентрации носителей заряда  $N_{CV}(z)$  в НЕМТ-структурах, выращенных в трех различных технологических процессах.

профилей распределения  $N_{CV}(z)$  для разных НЕМТ-структур свидетельствует об устойчивой воспроизводимости процесса эпитаксиального роста и правильном выборе условий проведения ECV-профилирования.

Исследование распределения по глубине матричных и примесных атомов в НЕМТ-структурах проводилось на вторично-ионном масс-спектрометре CAMECA IMS7f. Распределения матричных элементов Al, In и Ga определялись при бомбардировке образца ионами Cs<sup>+</sup> с энергией удара 0.6 кэВ и детектировании вторичных положительных молекулярных ионов вида CsX<sup>+</sup> (X = Al, Ga, In). Распределение Si определялось при бомбардировке образца ионами Cs<sup>+</sup> с энергией удара 3.6 кэВ и детектировании вторичных отрицательных моноатомных ионов <sup>28</sup>Si<sup>-</sup>. Во всех случаях первичный пучок развевался на образце в растр размером 200 × 200 мкм, вторичные ионы регистрировались из круга диаметром 60 мкм, находящегося в центре дна кратера травления. Энергетическое окно масс-спектрометра было полностью открыто (полоса пропускания 130 эВ), массовое разрешение было  $M/\Delta M = 400$  в случае измерения распределения матричных элементов и составляло величину  $M/\Delta M = 3000$  при измерении распределения кремния с целью подавления масс-интерференции аналитического иона <sup>28</sup>Si<sup>-</sup> со вторичным молекулярным ионом <sup>27</sup>Al<sup>1</sup>H<sup>-</sup>. Глубины кратеров травления измерялись механическим профилометром Ambios XP-1. При проведении количественного ВИМС-анализа использовались имплантированные образцы сравнения и факторы относительной элементной чувствительности [21].

Определение толщин слоев в НЕМТ-структурах проводилось методом исследования поперечного сечения структур на просвечивающем электронном микроскопе JEM 2100F фирмы JEOL.

Измерения катодолуминесценции при облучении образцов пучком электронов с энергией 10 кэВ проводились на рентгеноспектральном микроанализаторе

Сатебах Microbeam фирмы Сатеса, снабженном оптическим спектрометром. Спектры катодолюминесценции исследовались при комнатной температуре. Ток электронного пучка при измерениях был равен 100 нА, а его диаметр — приблизительно 1 мкм.

### 3. Анализ данных эксперимента

Восстановление реального профиля распределения свободных носителей заряда  $n(z)$  по глубине НЕМТ-структуры может быть получено с помощью моделирования экспериментальной характеристики  $N_{CV}(z)$  на основе уравнения (1), в котором зависимость дифференциальной емкости  $C$  исследуемой структуры от напряжения рассчитывается путем численного самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера [17].

С этой целью мы рассмотрели одномерную модель контакта электролит–исследуемая НЕМТ-структура, предполагающую что этот контакт подобен барьеру Шоттки металл–полупроводник [19], а границы гетероинтерфейсов являются плоскими и резкими.

Поскольку дифференциальная емкость  $C$  является коэффициентом пропорциональности между изменением заряда  $Q$  в структуре и изменением напряжения смещения  $V$  [20]:

$$dQ = C dV, \quad (3)$$

для ее определения с помощью решения одномерного уравнения Пуассона находится связь между обратным напряжением  $V$  и полным зарядом  $Q$  в структуре.

В пренебрежении концентрацией неосновных свободных носителей, в данном случае — дырок, уравнение Пуассона имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dz} \left( \varepsilon_0 \varepsilon(z) \frac{d}{dz} \right) U(z) = -q\rho(z) = -q[N_d^+(z) - n(z)], \quad (4)$$

где  $U(z)$  — электростатический потенциал,  $\rho(z)$  — плотность заряда в структуре,  $N_d^+(z)$  — концентрация ионизованных доноров,  $n(z)$  — концентрация свободных электронов в зоне проводимости.

Концентрация электронов в зоне проводимости  $n(z)$  имеет две составляющие:

$$n(z) = n_{3D}(z) + n_{2D}(z). \quad (5)$$

Первый член в уравнении (5) есть концентрация свободных носителей в зоне проводимости объемного материала [20]:

$$n_{3D}(z) = N_c F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_c}{kT} \right), \quad N_c = 2 \left( \frac{2\pi m^*(z) kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2}, \quad (6)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $E_c$  — положение дна зоны проводимости,  $E_F$  — положение квазиуровня Ферми,  $F_{1/2}$  — интеграл Ферми с индексом 1/2. Второй член

$n_{2D}(z)$  в уравнении (5) представляет собой распределение плотности заряда двумерного электронного газа в области квантовой ямы, которое зависит от волновых функций двумерных электронов  $\Psi_i(z)$  и собственных значений их энергии  $E_i$ :

$$n_{2D}(z) = \frac{m^*(z)kT}{\pi\hbar^2} \times \sum_i \ln\{1 + \exp[(E_F - E_i)/kT]\} |\Psi_i(z)|^2. \quad (7)$$

Значения  $\Psi_i(z)$  и  $E_i$  определяются из решения одномерного уравнения Шредингера для огибающей волновой функции с учетом того, что эффективная масса электрона  $m^*(z)$  является функцией координаты  $z$  [22–25]:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \Psi_i(z) \right) + V_{\text{eff}}(z) \Psi_i(z) = E_i \Psi_i(z), \quad (8)$$

где  $V_{\text{eff}}(z)$  — эффективный потенциал.

Эффективный потенциал  $V_{\text{eff}}(z)$  включает в себя разрывы зоны проводимости на гетерограницах  $\Delta E_c(z)$  и формируется под воздействием встроенного потенциала на границе электролит–полупроводник и внешнего напряжения смещения в системе с плотностью заряда, определяемой плотностями электронов в  $c$ -зоне и ионизованных доноров. Кроме того, в эффективном потенциале  $V_{\text{eff}}(z)$  учитывается обменно-корреляционный потенциал  $V_{\text{ex}}(z)$  [9,10,22–24]:

$$V_{\text{ex}}(z) = - \left[ 1 + 0.0545r_s \ln \left( 1 + \frac{11.4}{r_s} \right) \right] (2/\pi\alpha r_s) R_y^*, \quad (9)$$

где

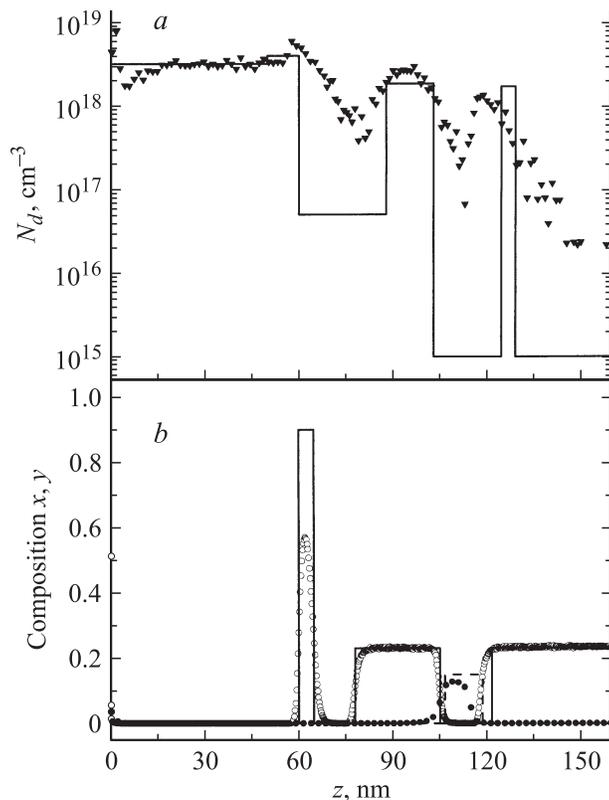
$$\alpha = (4/9\pi)^{1/3}, \quad r_s = \left[ \frac{4}{3} \pi \alpha^3 n(z) \right]^{-1/3},$$

$a_B^* = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon\hbar/m^*q^2$  — эффективный радиус Бора,  $R_y^* = q^2/8\pi\varepsilon_0\varepsilon a_B^*$  — эффективная константа Ридберга. Таким образом, уравнение Шредингера решается для следующего эффективного потенциала:

$$V_{\text{eff}}(z) = -qU(z) + \Delta E_c(z) + V_{\text{ex}}(z), \quad (10)$$

где  $U(z)$  является решением уравнения Пуассона (уравнение (4)).

Самосогласованное численное решение уравнений Пуассона (уравнение (4)) и Шредингера (уравнение (8)) позволяет найти распределение потенциала и плотности заряда по толщине НЕМТ-структуры, определить полный заряд, а затем рассчитать зависимость дифференциальной емкости от напряжения смещения  $C(V)$  и эффективный профиль распределения концентрации электронов  $N_{CV}(z)$ . Вычисление этого профиля при вариациях параметров структуры позволяет добиться наилучшего согласия с экспериментом. В этом случае можно полагать, что полученные при расчетах распределения потенциала и плотности свободных носителей



**Рис. 3.** Распределение по толщине НЕМТ-структуры легирующей примеси Si ( $\blacktriangle$ ) (a) и матричных элементов III группы In ( $\bullet$ ) и Al ( $\circ$ ) (b), измеренных с помощью метода ВИМС. Линиями показаны соответствующие параметры, используемые для модельных расчетов.

тока достаточно хорошо соответствуют таковым в исследуемой реальной структуре.

При проведении расчетов предполагалось, что встроенный потенциал на границе GaAs–электролит равен  $-1$  В. Физические параметры материалов (эффективные массы электронов  $m^*(z)$  и диэлектрические проницаемости  $\varepsilon(z)$ ) слоев НЕМТ-структуры GaAs,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , соответствующих их элементному составу, а также разрывы зоны проводимости на гетерограницах  $\Delta E_c(z)$  были получены на основе литературных данных [25].

Используемые при расчетах толщины слоев НЕМТ-структуры с разным элементным составом были определены из исследований поперечного сечения методом ПЭМ, полученных в режиме дифракционного контраста, чувствительного к составу матричных элементов эпитаксиальных слоев (рис. 1, табл. 1).

Данные о профиле распределения в слоях НЕМТ-структуры матричных элементов III группы таблицы Менделеева (In и Al) и легирующей примеси (Si) были получены методом динамической ВИМС (рис. 3, a, b, табл. 1). Разрешение по глубине метода ВИМС находится в пределах нескольких нанометров [21], поэтому наблюдается размытие резкости интерфейсов слоев, а

также заниженная максимальная концентрация Al и In в слое 2  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  толщиной 4.8 нм и в слое 8  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  толщиной 13 нм соответственно (рис. 3, b, табл. 1). Аппроксимация распределения элементного состава по Al и In в НЕМТ-структуре, используемая для расчетов, представлена на рис. 3, b сплошной и пунктирной линиями соответственно.

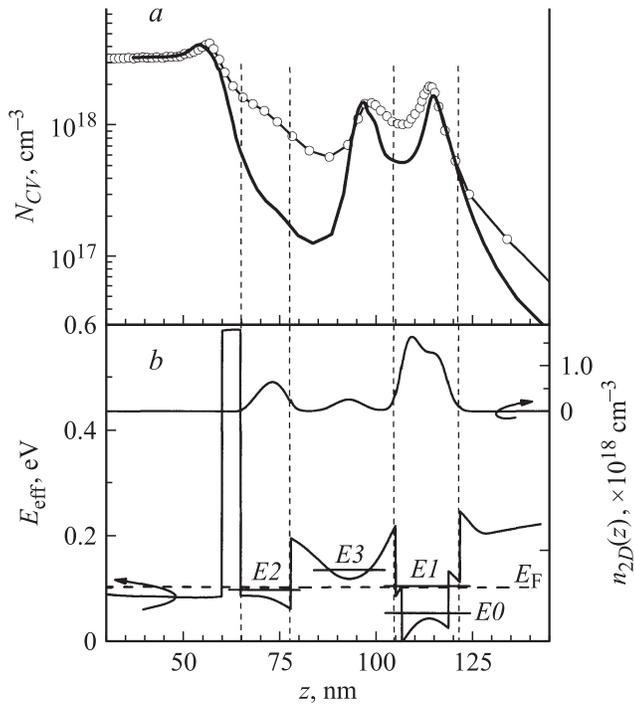
Предел обнаружения примеси Si в матрице GaAs методом ВИМС при используемом режиме ионного профилирования с низкой энергией удара первичных ионов находится на уровне  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , поэтому концентрация нелегированных слоев НЕМТ-структуры, полученная этим методом, не опускается ниже этой величины (рис. 3, a). Кроме того, наблюдается размытие интерфейсов легированных слоев, связанное с баллистическим перемешиванием атомов легирующей примеси Si при ионном травлении слоев НЕМТ-структуры первичным пучком ионов в методе ВИМС. Ранее было установлено, что уровень фоновой примеси в используемой эпитаксиальной установке МПЭ находится на уровне  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , поэтому данная величина была выбрана в качестве концентрации примеси для нелегированных слоев НЕМТ-структуры. Как показали модельные расчеты, величина толщин и уровня легирования эпитаксиальных слоев НЕМТ-структуры является одним из наиболее важных подгоночных параметров при вычислении профиля распределения свободных носителей. Полученный из модельного анализа профиль распределения легирующей примеси  $N_d(z)$  достаточно хорошо согласуется с данными параметров эпитаксиального роста и метода ВИМС (рис. 3, a). При этом для улучшения согласия расчетной зависимости  $N_{CV}(z)$  с экспериментом (рис. 3, a) оказалось необходимым предположить, что часть слоя 1 сильнолегированного n-GaAs, прилегающая к слою 2 и имеющая толщину примерно 10 нм, легирована несколько выше, чем основная часть слоя 1 (рис. 3, a). Это предположение подтверждается измерениями профиля концентрации легирующей примеси Si с помощью метода ВИМС (рис. 3, a, табл. 1).

## 4. Обсуждение

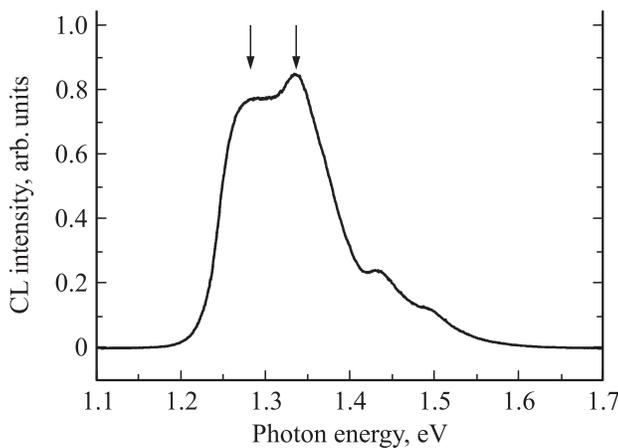
Сопоставление результатов расчета  $N_{CV}(z)$  с экспериментальным профилем распределения концентрации электронов представлено на рис. 4, a. Величины параметров, принятых при расчетах различных кривых, приведены в табл. 1. Как видно из приведенных данных, изменение при расчете параметров структуры в пределах погрешностей, допустимых в режимах ее изготовления, позволяет качественно воспроизвести основные особенности экспериментального профиля и удовлетворительно количественно согласовать расчет профиля  $N_{CV}(z)$  с экспериментом (рис. 4, a).

Полученные в результате расчета плотность электронов в квантовых ямах  $n_{2D}(z)$  и распределение потенциала  $V_{\text{эф}}(z)$  при напряжении смещения  $V = -1$  В,

приложенном к системе электролит–гетероструктура, представлены на рис. 4, *b*. Как видно из этих расчетов, плотность электронов в первом сильно легированном слое AlGaAs (слой 5) невелика. Максимум  $N_{CV}(z)$ , находящийся в экспериментальном профиле примерно в месте расположения этого слоя, связан с электронами



**Рис. 4.** Сопоставление экспериментального и рассчитанного профилей эффективной концентрации носителей заряда  $N_{CV}(z)$  (*a*) и вычисленные распределения по толщине НЕМТ-структуры концентрации двумерных электронов  $n_{2D}(z)$  и эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  (*b*). Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.



**Рис. 5.** Спектр КЛ, измеренный на НЕМТ-структуре при энергии пучка электронов 10 кэВ. Стрелками показано положение в спектре КЛ пиков, связанных с рекомбинацией носителей заряда в InGaAs канале НЕМТ-структуры (слой 8).

**Таблица 2.** Параметры уровней размерного квантования в НЕМТ-структуре.

| №     | Энергия уровня, мэВ | Концентрация электронов на уровне, $\cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ |
|-------|---------------------|--|
| $E_0$ | 56.0                | 1.35   |
| $E_1$ | 106.9               | 0.45   |
| $E_2$ | 99.8                | 0.58   |
| $E_3$ | 136.9               | 0.24   |

в канале (слой 8), заполнившими вторую квантово-размерную подзону. Электроны, заполнившие первую квантово-размерную подзону канала, дают следующий максимум, находящийся в области канала (рис. 4, *b*). Определенные в этих расчетах концентрации электронов в первой и второй подзонах канала приведены в табл. 2.

Проведенные вычисления позволяют также определить положение энергетических уровней электронов в областях размерного квантования (квантовых ямах) (рис. 4, *b*). Энергетические расстояния этих уровней от минимального положения дна зоны проводимости в структуре указаны в табл. 2. Как видно из табл. 2, разница минимальных энергий в первой и второй квантово-размерных подзонах в канале  $E_1 - E_0$  составляет  $\sim 51$  мэВ. Эта величина может быть сопоставлена с данными исследования спектров КЛ. Ранее было показано, что при энергии электронного пучка 10 кэВ глубина проникновения электронов в НЕМТ-структуру составляет более 100 нм. Таким образом, область генерации КЛ полностью захватывает квантовую яму InGaAs (слой 8). В спектре КЛ при этом наблюдаются два интенсивных максимума, расположенные при энергиях 1.281 и 1.335 эВ (рис. 5) и связанные с рекомбинацией носителей в InGaAs-канале НЕМТ-структуры. Разница между этими энергиями равна 54 мэВ, что практически совпадает с нашими расчетами из уравнения Шредингера (табл. 2), и, следовательно, подтверждает правильность использованной физической модели.

Приведенные результаты показывают, что электрохимическое вольт-емкостное профилирование сложных гетероструктур с квантово-размерными слоями, сопровождаемое численным моделированием результатов профилирования на основе самосогласованного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона, может успешно использоваться для получения надежной информации о геометрических и электронных параметрах многослойных структур. В частности, указанный метод позволяет определять концентрацию носителей заряда в канале НЕМТ непосредственно после выращивания многослойной гетероструктуры, т.е. на стадии, предшествующей изготовлению самого транзистора.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ в рамках государствен-

ных контрактов № 02.552.11.7054 от 02.10.2009 и № 16.740.11.0044 от 01.09.2010 при частичной поддержке гранта РФФИ № 09-02-01254.

## Список литературы

- [1] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu. Jpn. J. Appl. Phys., Part 2, **19**, L225 (1980).
- [2] S. Hiyamizu, T. Mimura, T. Fujii, K. Nanb. Appl. Phys. Lett., **37**, 805 (1980).
- [3] T.J. Drummond, R. Fischer, H. Morkoç, P. Miller. Appl. Phys. Lett., **40**, 430 (1982).
- [4] T.J. Drummond, W. Kopp, R.E. Thorne, R. Fischer, H. Morkoç. Appl. Phys. Lett., **40**, 879 (1982).
- [5] J.J. Rosenberg, M. Benlamri, P.D. Kirchner, J.M. Woodall, G.L. Petit. IEEE Electron Device Lett., **EDL-6**, 491 (1985).
- [6] B. Jogai. Appl. Phys. Lett., **66**, 436 (1995).
- [7] B. Jogai. J. Appl. Phys., **76**, 2316 (1994).
- [8] B. Jogai, C.E. Stitz. J. Appl. Phys., **78**, 2531 (1995).
- [9] K. Inoue, H. Sakaki, J. Yoshino, T. Hotta. J. Appl. Phys., **58**, 4277 (1985).
- [10] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, А.А. Черечукин. ФТП, **40**, 1479 (2006).
- [11] Yu-Shyan Lin, Shih-Kai Liang, You-Song Lin. J. Electrochem. Soc., **156**, H401 (2009).
- [12] А.Ю. Егоров, А.Г. Гладышев, Е.В. Никитина, Д.В. Денисов, Н.К. Поляков, Е.В. Пирогов, А.А. Горбачевич. ФТП, **44**, 950 (2010).
- [13] N. Pan, J. Carter, X.L. Zheng, H. Hendriks, C.H. Wu, K.C. Hsieh. Appl. Phys. Lett., **58**, 71 (1991).
- [14] H. Kroemer, W.Y. Chien, J.C. Harris, jr., D.D. Edwall. Appl. Phys. Lett., **36**, 295 (1980).
- [15] X. Letartre, D. Stievenard, E. Barbier. J. Appl. Phys., **58**, 1047 (1991).
- [16] В.Я. Алешкин, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, А.В. Мурель, Ю.А. Романов. ФТП, **25**, 1047 (1991).
- [17] P.N. Brunkov, T. Banyattou, G. Guillot. J. Appl. Phys., **80**, 864 (1996).
- [18] P. Blood. Semicond. Sci. Technol., **1**, 7 (1986).
- [19] A.T.R. Briggs, J.P. Stagg. Semicond. Sci. Technol., **3**, 469 (1988).
- [20] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*: В 2 т. (М., Мир, 1984).
- [21] R.G. Wilson, F.A. Stevie, C.W. Magee. *Secondary Ion Mass Spectrometry. A Practical Handbook for Depth Profiling and Bulk Impurity Analysis* (Wiley, 1989).
- [22] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Reviews Modern Physics, **54**, 437 (1982).
- [23] F. Stern, S. Das Sarma. Phys. Rev. B, **30**, 840 (1984).
- [24] T. Ando, H. Taniyama, N. Ohtani, M. Nakayama, M. Hosoda. J. Appl. Phys., **94**, 4489 (2003).
- [25] E.A.B. Cole. *Mathematical and Numerical Modelling of Heterostructure Semiconductor Devices: From Theory to Programming* (London, Springer-Verlag, 2009).

Редактор Л.В. Беляков

## Electrochemical capacitance-voltage profiling of concentration of free charge carriers in HEMT heterostructures based on InGaAs/AlGaAs/GaAs compounds

P.N. Brunkov, A.A. Gutkin, M.E. Rudinsky, O.I. Ronghin, A.A. Sitnikova, A.A. Shakhmin, B.Ya. Ber, D.Yu. Kasatntsev, A.Yu. Egorov\*, V.E. Zemlyakov\*\*, S.G. Konnikov

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

\* St. Petersburg Academic University —  
Nanotechnology Research and Education Center,  
Russian Academy of Sciences,  
195220 St. Petersburg, Russia

\*\* Institute of Microelectronics Technology,  
Russian Academy of Sciences,  
142432 Chernogolovka, Russia

**Abstract** The study of distribution of free charge carriers as a depth function of HEMT structure with low dimensional layers using the method of electro-chemical profiling was carried out. It was shown that the real distribution of concentration of free carriers and their energy spectra may be extracted from numerical modeling of the experimental profile on the base of self-consistent solution of Schroedinger and Poisson equations.