

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЙЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ALN/GaN НЕМТ-ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С УЛЬТРАТОНКИМ AlN БАРЬЕРОМ

© 2024 г. А. С. Гусев¹, А. О. Султанов¹, *, А. В. Катков¹, С. М. Рындя¹,
Н. В. Сиглова¹, А. Н. Клочков¹, Р. В. Рыжук¹, Н. И. Каргин¹,
Д. П. Борисенко¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409, Москва, Россия

*E-mail: AOSultanov@mephi.ru

Поступила в редакцию 28.02.2024 г.

После доработки 25.03.2024 г.

Принята к публикации 25.03.2024 г.

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота получены экспериментальные *AlN/GaN* гетероструктуры (ГС) с ультратонким *AlN* барьером. Слоевое сопротивление оптимизированных структур составило менее 230 Ом/□. Исследованы процессы рассеяния, ограничивающие подвижность двумерного электронного газа в нелегированных *AlN/GaN* ГС с ультратонким *AlN* барьером. Показано, что в диапазоне n_s , характерном для *AlN/GaN* НЕМТ ГС ($n_s > 1 \times 10^{13}$ см⁻²), заметный вклад в рассеяние носителей заряда вносит шероховатость гетерограницы.

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, GaN, ультратонкий AlN барьер, транспорт носителей

DOI: 10.31857/S0544126924030086

1. ВВЕДЕНИЕ

III-нитридные НЕМТ-гетероструктуры — это основа для формирования мощной СВЧ-электронной компонентной базы. В настоящее время известно много вариантов *Al^{III}N* гетероэпитаксиальных структур (ГС) с 2D-электронным газом (2DEG). Наиболее распространенными и изученными являются ГС с барьерным слоем на основе тройных соединений (*AlGaN*, *InAlN*). Альтернативу им ввиду ряда фундаментальных преимуществ (низкое слоевое сопротивление и подавление короткоканальных эффектов в полевом транзисторе) могут составить ГС с ультратонким барьером *AlN* [1–5]. Рекордные значения слоевого сопротивления полной ГС $r_s = 120–130$ Ом/□ получены авторами [3, 5] именно для таких структур. Дело в том, что у *AlN/GaN* ГС ввиду большой разницы спонтанной (являющейся следствием низкой симметрии кристаллической решетки) и пьезоэлектрической (обусловленной механическими напряжениями) поляризации между чистым *AlN* и *GaN* достижима чрезвычайно высокая плотность квазидвумерного электронного газа (n_s), более 6×10^{13} см⁻² по некоторым теоретическим оценкам [2, 6].

Поскольку подвижность двумерного электронного газа в НЕМТ ГС является одним из ключевых параметров, определяющим характеристики готового прибора, ее детальный анализ в связке

с механизмами рассеяния 2D-носителей имеет большое прикладное значение. Поэтому целью данной работы было экспериментальное исследование и теоретическое описание транспортных свойств *AlN/GaN* ГС с ультратонким барьером *AlN*.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальные ГС, содержащие ультратонкий барьер *AlN* (≈ 5 нм), выращивали в установке *GEN 930* (“*Veeco*”), оснащенной азотно-плазменным активатором. Мощность ВЧ-плазмы и поток азота составляли 350 Вт и 1.6 стандартных кубических сантиметров в минуту (см³/мин), соответственно. В качестве подложек были использованы пластины лейкосапфира диаметром 50.8 мм, имеющие вицинальный угол 0.25° рабочей поверхности относительно сингулярной грани *c*. Перед началом роста ГС подложки 30 мин отжигали в вакууме при температуре $T_s = 1000^\circ\text{C}$, затем проводилась процедура их нитридации (т.е. выдержка пластины в потоке активного азота при 800°C в течение 15 мин).

Нуклеационный слой *AlN* толщиной 40 нм формировался в азот-обогащенных условиях ($F_{Al}/F_N \sim 0,6$) при стационарном потоке алюминия. Для выращивания буферного *GaN* слоя толщиной ≈ 1700 нм в азот-стабилизированных условиях применялась ММЕ (*Metal Modulation Epitaxy*)

методика, основанная на кратковременном прерывании молекулярного пучка металла [7, 8] ($t_1 = 8$ с; $t_{II} = 14$ с). Затем при стационарных условиях в течение 45 с формировался *AlN* барьер (≈ 5 нм в соответствии с калибровками скорости роста *AlN*). Слойная конструкция выращенных ГС показана на рис. 1, а. В свою очередь, на рис. 1, б представлен типичный *XRD* спектр ($\omega - 2\theta$) в окрестностях пика *GaN* (0002). Рентгенодифракционные исследования проводились на дифрактометре *Ultima IV* (“*Rigaku*”) с использованием *CuK α* -излучения ($\lambda = 0.15406$ нм) по двухкristальной схеме. Полуширина пика рентгеновской дифракции *GaN* (0004) для оптимизированной структуры составила 400 угловых секунд, плотность прорастающих дислокаций 5×10^9 см $^{-2}$ (по данным *XRD*).

Для определения основных электрофизических параметров ГС (подвижность, концентрация носителей заряда в канале, слоевое сопротивление

полной ГС) были выполнены измерения эффекта Холла. Измерения проводились на установке *HMS-3000* (“*Ecopia*”) при комнатной температуре в геометрии Ван дер Пау с расположением контактов в углах квадрата размером $\approx 5 \times 5$ мм. Контакты наносились на предварительно вырезанные куски пластин путем подпаивания индия. Величина магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца, составляла $0.55T$. Слоеое сопротивление оптимизированных ГС составило менее 230 Ом/□, слоеое сопротивление буферного *GaN* слоя $\sim 10^8$ Ом/□. Лучшие по выборке значения холловской подвижности (μ_H) для некоторых экспериментальных ГС, а также данные о среднеквадратичной шероховатости их поверхности, полученные методом сканирующей зондовой микроскопии, сведены в табл. 1. Усредненная величина слоевой концентрации носителей в канале для выбранных ГС равна 2.6×10^{13} см $^{-2}$.

Таблица 1. Электрофизические характеристики и шероховатость поверхности экспериментальных ГС

№ п/п	μ_H , см 2 /(В \times с)	$\langle n_s \rangle$	ρ_s , Ом/□	<i>RMS</i> , нм
1	1093	2.6×10^{13} см $^{-2}$	228	0.72
2	1027		226	0.76
3	928		234	0.84
4	562		469	1.04

(a)

(б)

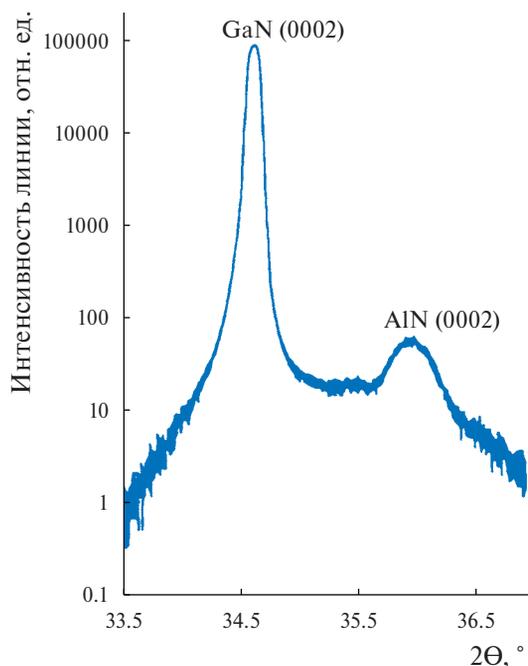
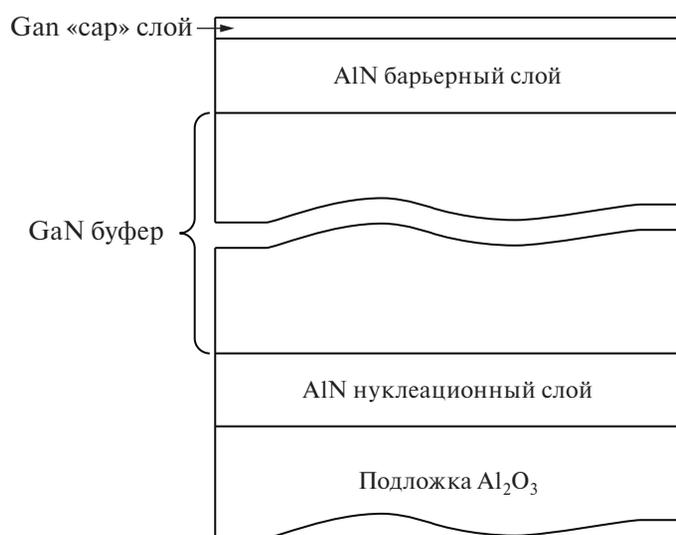


Рис. 1. Слоевая конструкция ГС (а); рентгенодифракционный спектр ГС (ω - 2θ режим сканирования) в окрестностях пика (0002) *GaN* (б).

СЗМ-измерения осуществлялись в полуконтактном режиме с применением сканирующего зондового микроскопа “*Solver Open*” (НТ-МДТ) на воздухе при комнатной температуре. Использовались кантилеверы марки *NSG01* (длина балки 125 мкм с коэффициентом жесткости 5.1 Н/м, резонансная частота 87–230 кГц, радиус кривизны острия 10 нм). На основе результатов сканирующей зондовой микроскопии (рис. 2) был выполнен расчет среднеквадратичной (*RMS*) шероховатости поверхности экспериментальных ГС (см. табл. 1). В связи с большой локальностью метода (размер окон сканирования при оценке шероховатости составлял 10 × 10 мкм) количественный анализ проводился в нескольких точках образца. Затем параметры шероховатости выбранных участков усреднялись.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Прежде чем перейти к рассмотрению подвижности *2DEG* в *AlN/GaN HEMT* ГС, следует обратиться к базовой теории кинетических процессов в полупроводниковых материалах. Для функции распределения электронов f можно написать уравнение непрерывности — кинетическое уравнение Больцмана, представляющее собой закон сохранения числа частиц в k -пространстве:

$$\begin{aligned} & (v \nabla_r f) - \frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + [\mathbf{vB}]) \nabla_k f = \\ & = \int \{W(k', k) f(k') [1 - f(k)] - \\ & - W(k, k') f(k) [1 - f(k')]\} \frac{d^3 k'}{4\pi^3}, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{v} — скорость электрона; e — заряд электрона; $W(k', k)$ и $W(k, k')$ — вероятности переходов $k' \rightarrow k$ и $k \rightarrow k'$ соответственно. Первое слагаемое в левой части выражения (1) определяет изменение количества электронов в результате диффузии при наличии градиента концентрации или температуры. Второе слагаемое обусловлено наличием электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{B} полей. Правая часть уравнения, называемая интегралом столкновений, учитывает усредненный вклад рассеяния электронов. Вид интеграла столкновений подбирается в соответствии с механизмом рассеяния электронов. Уравнение Больцмана является интегродифференциальным, а в основе квазиклассического описания транспорта электронов и фононов в полупроводниках лежат самосогласованные решения систем уравнений Больцмана и Пуассона с использованием набора различных приближений.

Рядом авторов [9–14] предложен расчет подвижности *2DEG* системы *AlGaIn/GaN* для двумерного электронного газа, заключенного в треугольной потенциальной яме, в приближении Фанга–Ховарда [15]. По причине влияния факторов температуры (T) и концентрации двумерного электронного газа (n_s), механизмы рассеяния определяются путем нахождения составляющих подвижности как функций этих параметров. В настоящей работе приводится анализ механизмов рассеяния *2DEG* в *AlN/GaN HEMT* на основе указанных выше теоретических представлений. Используются аналитические выражения для определения подвижности с учетом всех основных механизмов рассеяния: рассеяния на дислокациях, рассеяния на фононах, рассеяния на шероховатости гетерограницы и на фоновой примеси. Ввиду конструктивных особенностей экспериментальных ГС в расчет

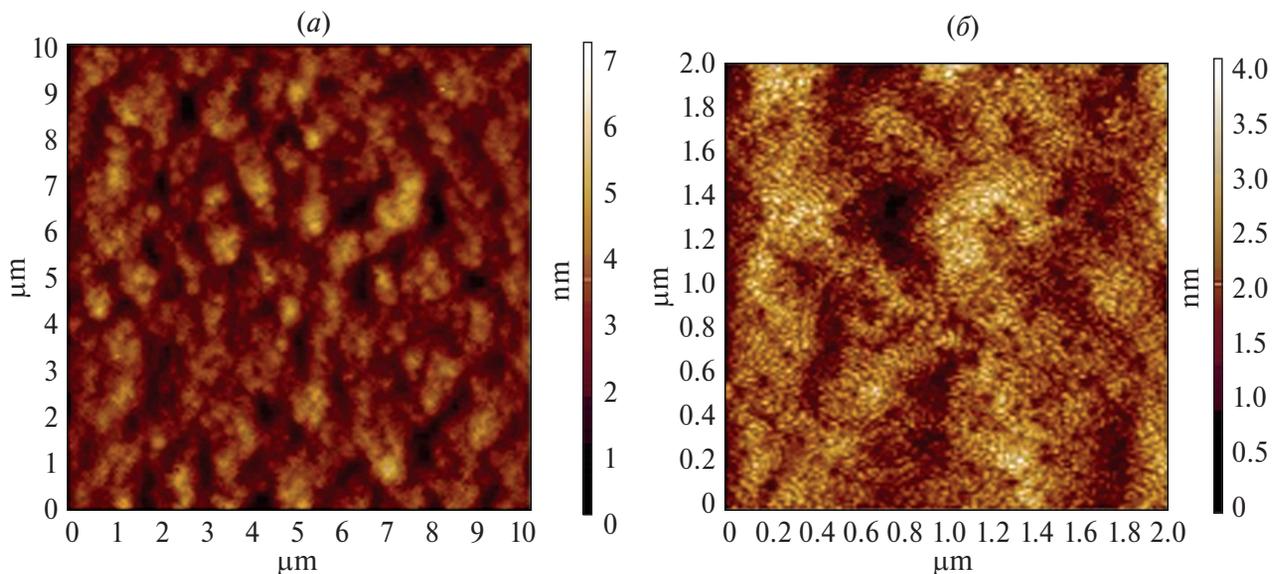


Рис. 2. Типичные АСМ изображения поверхности экспериментальных ГС: *a* — размер окна сканирования 10 × 10 мкм, разрешение 512 × 512 точек; *b* — размер окна сканирования 2 × 2 мкм, разрешение 1024 × 1024.

не включен вклад рассеяния на неоднородностях твердого раствора $AlGaN$.

Для нахождения подвижности электронов необходимо знать время релаксации τ , которое определяется механизмом рассеяния. Полная подвижность электронов μ определяется правилом Матиссена:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} = \frac{e}{m^*} \left(\sum \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где τ_i^{-1} — скорость рассеяния, величина, характеризующая вклад отдельных факторов взаимодействия $2DEG$ с кристаллической решеткой системы. Часть параметров, необходимых для проведения расчетов, была получена при исследовании экспериментальных ГС, а часть взята из специальной научной литературы [12, 14, 16, 17] (табл. 2).

Для составления аналитических выражений был выбран вариационный (нормирующий) параметр волновой функции формы Фанга—Ховарда:

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_S}{8\epsilon\epsilon_0 \hbar^2} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Скорость рассеяния за счет однородной плотности n_B фоновой донорной примеси (*Background Impurity Scattering*) определяется выражением (4) [16]:

$$\frac{1}{\tau_{BIS}^{2D}} = n_B \frac{m^*}{2\pi\hbar^3 k_F^3} \left(\frac{e^2}{2\epsilon_S \epsilon_0} \right)^2 \int_0^{2k_F} \frac{P_0^2}{(q + q_S G(q))^2} \times \\ \times \frac{q}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} dq, \quad (4)$$

$$P_0 = \left(\frac{b}{b+q} \right)^3 = \eta^3, \quad G(q) = \frac{1}{8} (2\eta^3 + 3\eta^2 + 3\eta),$$

$$k_F = \sqrt{2\pi n_S},$$

где q — волновой вектор рассеяния; k_F — волновой вектор Ферми, зависящий от концентрации двумерного электронного газа n_S ; P_0 и $G(q)$ являются безразмерными форм-факторами для электронов в треугольной потенциальной яме; q_S — волновое число экранирования Томаса—Ферми для двумерных систем, определяемое как $q_{TF} = 2/a_B^*$, где a_B^* — эффективный боровский радиус в двумерной системе.

Модель, используемая для анализа влияния прорастающих дислокаций на подвижность (*Dislocation Scattering*), представляет собой модель заряженной

Таблица 2. Параметры, использованные для анализа механизмов рассеяния $2DEG$ в AlN/GaN ГС

Параметр	Значение
Эффективная масса электрона	$m^* = 0,22m_0$
Плотность дислокаций, см^{-2}	5×10^9
Концентрация фоновой примеси n_B , см^{-3}	10^{15}
Среднеквадратичная шероховатость Δ (<i>RMS</i>), нм	0.6
Длина корреляции в плоскости гетерограницы Λ , нм	1.6
Продольная скорость акустических фононов u_l , м/с	6.56×10^3
Плотность материала ρ , кг/м^3	6.15×10^3
Волновой вектор электрона k , м^{-1}	7.3×10^8
Эффективный боровский радиус a_B^* , Å	23.1
Доля занятых состояний f	1
Постоянная решетки GaN c_0 вдоль направления (0001), Å	5.185
Низкочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_s	8.9
Низкочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞	5.35
Деформационный потенциал E_D , эВ	8.3
Энергия оптических фононов, мэВ	92

линии, т.е. дислокация рассматривается как линия оборванных связей, которые вводят акцепторные состояния в энергетическую зону. Оборванные связи разделены постоянной решетки c_0 . Заряд линии дислокации определяется как $\rho_l = ef/c_0$, где e — заряд электрона, а f — доля занятых акцепторных состояний, вносимых дислокацией. Используя замену $u = q/(2k_F)$, скорость рассеяния на дислокациях с плотностью n_{dis} можно оценить с помощью уравнения (5) [14]:

$$\frac{1}{\tau_{DS}^{2D}} = n_{dis} \frac{m^* \rho_l^2 e^2}{\hbar^3 k_F^3 \epsilon_0^2 \epsilon_S^2} \left(\frac{1}{16\pi k_F^4} \right) \times \int_0^1 \frac{1}{\left(q + \frac{q_{TF}}{2k_F} \right)^2} \frac{1}{\sqrt{1-u^2}} du. \quad (5)$$

Основным источником неупругого рассеяния электронов являются колебания кристаллической решётки. В зависимости от процессов взаимодействия с электронами фононы можно разделить на “деформационные” и “полярные”. В случае воздействия деформации кристаллической решетки на 2DEG происходит рассеяние электронов на акустических фононах. Влияние на электронный газ поляризационных волн приводит к рассеянию на полярных фононах. Рассеяние на акустических фононах определяется с учетом деформационного потенциала (*deformation-potential Acoustic Phonon Scattering*). Здесь для расчетов используется форма скорости рассеяния, полученная для волновой функции Фанга—Ховарда в [14, 18]:

$$\frac{1}{\tau_{APS}} = \frac{3E_D^2 k_B T m^* b}{16\pi u_l^2 \hbar^3} \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 (q + q_S)^2} \times \frac{q^4}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} dq; \quad (6)$$

$$q_S = \frac{m^* e^2}{2\pi \hbar^2 \epsilon_S} G(q) f(0), \quad (7)$$

где q_S — волновое число экранирования; $f(0)$ — вероятность заполнения на границе подзоны; $G(q)$ — безразмерный форм-фактор для электронов в потенциальной яме. Расчеты проводились при значении температуры $T = 300$ К.

Для оценки скорости рассеяния на полярных оптических фононах (*polar-Optical Phonon Scattering*) использовалось выражение (8) [19]:

$$\frac{1}{\tau_{OPS}} = \frac{2\pi e^2 \omega_0 m^* N G(k_0)}{\epsilon^* k_0 \hbar^2} \frac{1}{1 + \frac{1 - \exp(-y)}{y}}; \quad (8)$$

$$G(k_0) = \frac{b(8b^2 + 9k_0 b + 3k_0^2)}{8(k_0 + b)^3},$$

$$N = \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T} \right) - 1 \right)^{-1}, \quad (9)$$

где ϵ^* ($\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_s$) — приведенная диэлектрическая проницаемость; $y = \pi \hbar^2 n_S / (m^* k_B T)$; $k_0 = \sqrt{2m^* \omega_0 / \hbar}$ — волновой вектор, соответствующий этой энергии; $G(k_0)$ — форм-фактор для электронов в треугольной потенциальной яме; $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона.

Скорость рассеяния на шероховатости гетерограницы (*Interface Roughness Scattering*) рассмотрена с той точки зрения, что флуктуации границы раздела коррелируют случайным образом. Данные флуктуации и приводят к рассеянию 2DEG. В качестве корреляционной функции используется гауссово распределение. Время релаксации при рассеянии на шероховатостях гетерограницы, согласно [14], будет определяться выражением вида

$$\frac{1}{\tau_{IRS}} = \left(\frac{e^2 n_S \Delta \Lambda}{2\epsilon_S \epsilon_0} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^3} \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2 / 4)}{2k^3 (q + q_S)^2} \times \frac{q^4}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} dq, \quad (10)$$

где Δ — среднеквадратичная шероховатость гетерограницы; Λ — длина корреляции в плоскости гетерограницы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Значения интегралов в выражениях (4–10) были найдены численными методами в специальной компьютерной среде MathDF. На рис. 3 приведены результаты расчетов подвижности 2DEG. Для верификации результатов моделирования в области высоких n_s были использованы литературные данные о подвижности 2D-электронов в *AlN/GaN HEMT* [1, 20, 21]. В среднем диапазоне значений n_s (до 1×10^{13}) с этой целью могут быть использованы данные относительно холловской подвижности

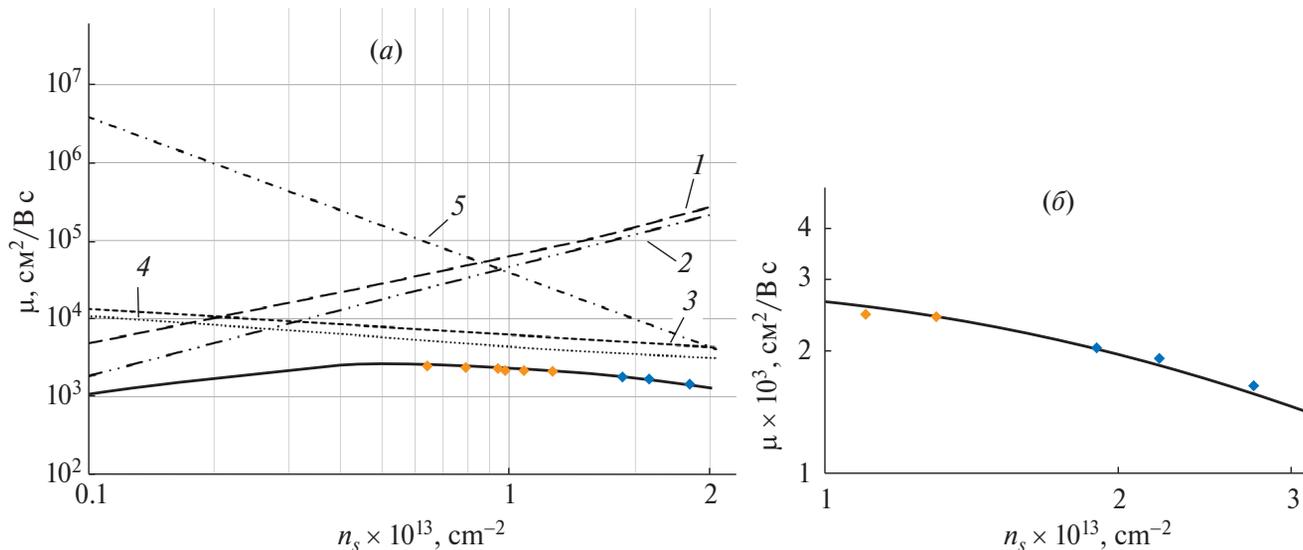


Рис. 3. Теоретическая зависимость подвижности 2D-электронов от концентрации двумерных носителей (а) ($T = 300$ К). Сплошная линия представляет собой результаты расчета общей подвижности электронов, пунктирные линии — вклады отдельных механизмов рассеяния: 1 — рассеяние на фоновой примеси; 2 — рассеяние на дислокациях; 3 и 4 — рассеяние на акустических и оптических фононах; 5 — рассеяние на шероховатостях гетерограницы. Голубые маркеры — данные о подвижности 2DEG в структурах AlN/GaN , коричневые маркеры — данные о подвижности 2DEG в структурах типа $AlGaIn/GaN$; зависимость подвижности от концентрации 2DEG в диапазоне n_s , характерном для AlN/GaN (б).

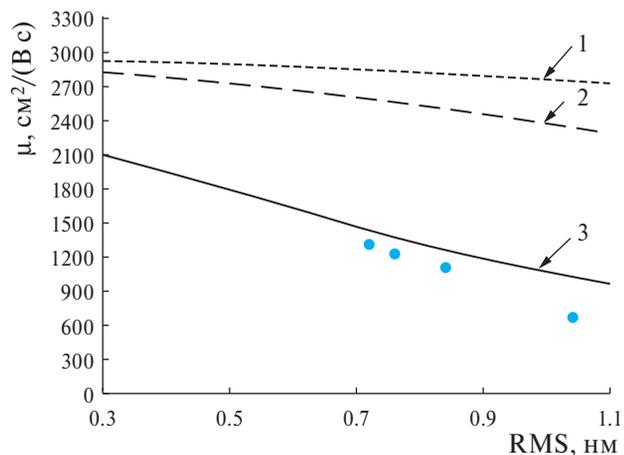


Рис. 4. Подвижность 2DEG как функция от шероховатости гетерограницы: график 1 — $n_s = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 2 — $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 3 — $n_s = 2.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

2D-электронов в $AlGaIn/GaN$ HEMT ГС [22–26], поскольку вклад рассеяния на неоднородностях твердого раствора при $n_s \leq 1 \times 10^{13}$ еще не является доминирующим [9].

График подвижности построен при условии минимума среднеквадратичной ошибки:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta\mu_i}{n}}, \tag{11}$$

где $\Delta\mu_i$ — отклонение i -го экспериментального значения от теоретической кривой; n — количество анализируемых точек. Минимум функции ошибки σ была достигнут варьированием оценочного значения концентрации фоновой примеси (n_B).

Анализ поведения графика общей подвижности (рис. 3, а) в диапазоне плотности 2DEG от $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ до $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ показывает, что для $n_s < 5 \times 10^{12}$ в системе AlN/GaN главным ограничивающим подвижность фактором является наличие прорастающих дислокаций и точечных дефектов. В среднем диапазоне n_s ($5 \times 10^{12} - 1 \times 10^{13}$) подвижность носителей в условиях технологически оптимизированного параметра RMS будет определяться рассеянием на фононах, а при больших n_s ($> 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) весомый вклад в рассеяние носителей заряда вносит шероховатость гетерограницы. Зависимость подвижности от концентрации 2DEG в диапазоне n_s , характерном для AlN/GaN , показана отдельно на рис. 3, б. На рис. 4 приведены расчетные зависимости μ от среднеквадратичной шероховатости (в ее значимом с физико-технологической точки зрения диапазоне) для трех разных значений n_s . Видно, что при высоких слоевых концентрациях подвижность становится довольно чувствительной к параметру RMS .

Маркерами на рис. 4 показаны некоторые экспериментальные данные (лучшие по выборке значения подвижности, наблюдаемые в описанных выше ГС при $n_s \approx 2.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Экспериментальные точки нанесены с учетом Холл-фактора,

который в соответствии с [27] принят равным 1.2, а также исходя из представления о том, что шероховатость гетерограницы AlN/GaN примерно соответствует шероховатости поверхности ГС ввиду экстремально низкой толщины барьерного слоя, выращиваемого в азот-стабилизированных условиях.

Из рис. 4 видно, что предложенная модель рассеяния двумерных носителей в целом удовлетворительно описывает динамику изменения общей подвижности в канале с ростом шероховатости, однако расчетные значения μ (в наиболее значимом диапазоне RMS 0.7–0.8 нм) оказываются на 8–11% выше фактически наблюдаемых величин. Данное отклонение вызвано, по всей видимости, необходимостью оптимизации конструкции экспериментальных AlN/GaN ГС, прежде всего в части толщины барьера AlN .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота получены экспериментальные AlN/GaN ГС с ультратонким барьером AlN . ГС в процессе выращивания не легировались. Слоеое сопротивление оптимизированных структур составило менее 230 Ом/□, что может представлять интерес с точки зрения технологии силовой и мощной СВЧ-электронной компонентной базы.

Выполнено экспериментальное исследование и теоретическое описание транспортных свойств AlN/GaN ГС с ультратонким барьером AlN . Составляющие общей подвижности двумерного электронного газа в потенциальной яме у гетерограницы AlN/GaN представлены в виде набора интегральных функций типа $F(T, n_s)$, являющихся решением системы уравнений Больцмана и Пуассона в приближении Фанга—Ховарда. Ввиду принципиальных конструктивных особенностей экспериментальных ГС в расчет не включен вклад рассеяния на неоднородностях твердого раствора.

Показано, что в диапазоне n_s , характерном для AlN/GaN HEMT ГС ($n_s > 1 \times 10^{13}$ см⁻²), заметный вклад в рассеяние носителей заряда вносит шероховатость гетерограницы. Причем влияние шероховатости на подвижность оказывается существенно выше, чем в классических $AlGaIn/GaN$ гетерокомпозициях с n_s в диапазоне $5 \times 10^{12} - 1 \times 10^{13}$. Данный факт следует учитывать при оптимизации процесса выращивания AlN/GaN ГС для HEMT технологии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа полностью выполнена с применением оборудования центра коллективного пользования “Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников” Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” (НИЯУ МИФИ).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meyer D.J. et al. High Electron Velocity Submicrometer AlN/GaN MOS-HEMTs on Freestanding GaN Substrates // in IEEE Electron Device Letters. 2013. V. 34. No. 2. P. 199–201. DOI: 10.1109/LED.2012.2228463.
2. Xue J.S., Zhang J.C., Hao Y. Ultrathin barrier AlN/GaN high electron mobility transistors grown at a dramatically reduced growth temperature by pulsed metal organic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. I. 4. Article ID 043503. <https://doi.org/10.1063/1.4927743>
3. Cao Y., Wang K., Li G., Kosel T., Xing H., Jena D. MBE growth of high conductivity single and multiple AlN/GaN heterojunctions // Journal of Crystal Growth. 2011. V. 323. I. 1. P. 529–533. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2010.12.047>
4. Harrouche K., Kabouche R., Okada E. and Medjdoub F. High performance and highly robust AlN/GaN HEMTs for millimeter-wave operation // in IEEE Journal of the Electron Devices Society. 2019. V. 7. P. 1145–1150. DOI: 10.1109/JEDS.2019.2952314.
5. Chang C.Y. et al. Very low sheet resistance AlN/GaN high electron mobility transistors // Proc. CS MAN-TECH Conference. 2009. P. 18–21.
6. Ambacher O., Smart J., Shealy J.R. et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 3222–3233. <https://doi.org/10.1063/1.369664>
7. Burnham S., Doolittle W. In situ growth regime characterization of AlN using reflection high energy electron diffraction // Journal of Vacuum Science & Technology B. 2006. V. 24. P. 2100–2104.
8. Burnham S., Namkoong G., Lee K., Doolittle W. Reproducible reflection high energy electron diffraction signatures for improvement of AlN using in situ growth regime characterization // Journal of Vacuum Science & Technology B. 2007. V. 25. P. 1009–1013.
9. Протасов Д.Ю., Малин Т.В., Тихонов А.В. и др. Рассеяние электронов в гетероструктурах AlGaIn/GaN с двумерным электронным газом // Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47. Вып. 1. С. 36–47.
10. Ridley B.K., Zakhleniuk N.A. Transport in a polarization-induced 2D electron gas // Int. J. High Speed Electron. Syst. 2001. V. 11. No. 2. P. 117–147.
11. Yaita J. et al. Probing the effects of surface roughness and barrier layer thickness in InAlGaIn/GaN HEMTs to improve carrier mobility // Applied Physics Express. 2021. V. 14. Article ID 031005.

12. Ridley B.K., Foutz B.E., Eastman L.F. Mobility of electrons in bulk GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures // Phys. Rev. B. 1999. V. 61. No. 24. P. 16862–16869.
13. Tripathi P., Ridley B.K. Dynamics of hot-electron scattering in GaN heterostructures // Physical Review B. 2002. V. 66. Article ID 195301.
14. Zanato D. et al. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaN // Semicond. Sci. Technol. 2004. V. 19. P. 427–432.
15. Fang F.F., Howard W.E. Negative field-effect mobility on (100) Si surfaces // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. No. 18. P. 797–799.
16. Jena, D., Smorchkova, Yu., Elsass, C., Gossard, A.C., and Mishra, U.K. Electron transport and intrinsic mobility limits in two-dimensional electron gases of III–V nitride heterostructures, arXiv Preprint, 2001. <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0103461>
17. Lisesivdin S.B. et al. Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures // Semicond. Sci. Technol. 2007. V. 22. P. 543–548.
18. Davies J.H. The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction, Cambridge University Press, 1998.
19. Gelmont B.L., Shur M., Stroschio M. Polar optical-phonon scattering in three and two-dimensional electron gases // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 657–660.
20. Smorchkova I.P. et al. AlN/GaN and (Al, Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy // Journal of Applied Physics. 2001. V. 90. No. 10. P. 5196–5201. <https://doi.org/10.1063/1.1412273>
21. Zimmermann T. et al. AlN/GaN Insulated-gate HEMTs with 2.3 A/mm output current and 480 mS/mm transconductance // IEEE Electron Device Letters. 2008. V. 29. No. 7. P. 661–664. <https://ieeexplore.ieee.org/document/4558119>
22. Gaska R., Yang J.W., Osinsky A. et al. Electron transport in AlGaIn/GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. No. 6. P. 707–709. <https://doi.org/10.1063/1.120852>
23. Cordier Y., Portail M., Chenot S. et al. AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown on 3C-SiC/Si(111) // Journal of Crystal Growth. 2008. V. 310. I. 20. P. 4417–4423. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.07.063>
24. Chen Z., Pei Y., Newman S. et al. Growth of AlGaIn/GaN heterojunction field effect transistors on semi-insulating GaN using an AlGaIn interlayer // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. Article ID 112108. <https://doi.org/10.1063/1.3103210>
25. Chen J., Bergsten J., Lu J., Janzen E. et al. A GaN – SiC hybrid material for high-frequency and power electronics // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. Article ID 041605. <https://doi.org/10.1063/1.5042049>
26. Wu S., Ma X., Yang L. et al. A millimeter-wave AlGaIn/GaN HEMT fabricated with transitional-recessed-gate technology for high-gain and high-linearity applications // IEEE Electron Device Letters. 2019. V. 40. No. 6. P. 846–849. DOI: 10.1109/LED.2019.2909770.
27. Asgari A., Babanejad S., Faraone L. Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGaIn/AlN/GaN heterostructures // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. I. 11. Article ID 113713. <https://doi.org/10.1063/1.3665124>

Carrier Scattering Analysis in AlN/GaN HEMT Heterostructures with an Ultrathin AlN Barrier

© 2024 A. S. Gusev¹, A. O. Sultanov^{1,*}, A. V. Katkov¹, S. M. Ryndya¹, N. V. Siglovaya¹,
A. N. Klochkov¹, R. V. Ryzhuk¹, N. I. Kargin¹, D. P. Borisenko¹

¹National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

*E-mail: karabi86@mail.ru

Experimental AlN/GaN heterostructures (HSs) with an ultrathin AlN barrier were obtained using molecular beam epitaxy with plasma activation of nitrogen. The layer resistance of the optimized structures was less than $230 \Omega/\square$. The scattering processes that limit the mobility of two-dimensional electron gas in undoped AlN/GaN HSs with an ultrathin AlN barrier have been studied. It is shown that in the ns range characteristic of AlN/GaN HEMT HSs ($n_s > 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), a noticeable contribution to the scattering of charge carriers is made by the roughness of the heterointerface.

Keywords: molecular beam epitaxy, GaN, ultrathin AlN barrier, carrier transport

REFERENCES

1. Meyer D.J. et al. High Electron Velocity Submicrometer AlN/GaN MOS-HEMTs on Freestanding GaN Substrates // in IEEE Electron Device Letters. 2013. V. 34. No. 2. P. 199–201. DOI: 10.1109/LED.2012.2228463.
2. Xue J.S., Zhang J.C., Hao Y. Ultrathin barrier AlN/GaN high electron mobility transistors grown at a

- dramatically reduced growth temperature by pulsed metal organic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. I. 4. Article ID 043503. <https://doi.org/10.1063/1.4927743>
3. Cao Y., Wang K., Li G., Kosel T., Xing H., Jena D. MBE growth of high conductivity single and multiple AlN/GaN heterojunctions // *Journal of Crystal Growth*. 2011. V. 323. I. 1. P. 529–533. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2010.12.047>
 4. Harrouche K., Kabouche R., Okada E. and Medjdoub F. High performance and highly robust AlN/GaN HEMTs for millimeter-wave operation // in *IEEE Journal of the Electron Devices Society*. 2019. V. 7. P. 1145–1150. DOI: 10.1109/JEDS.2019.2952314.
 5. Chang C.Y. et al. Very low sheet resistance AlN/GaN high electron mobility transistors // *Proc. CS MAN-TECH Conference*. 2009. P. 18–21.
 6. Ambacher O., Smart J., Shealy J.R. et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 85. P. 3222–3233. <https://doi.org/10.1063/1.369664>
 7. Burnham S., Doolittle W. In situ growth regime characterization of AlN using reflection high energy electron diffraction // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 2006. V. 24. P. 2100–2104.
 8. Burnham S., Namkoong G., Lee K., Doolittle W. Reproducible reflection high energy electron diffraction signatures for improvement of AlN using in situ growth regime characterization // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 2007. V. 25. P. 1009–1013.
 9. Protasov D.Yu., Malin T.V., Tikhonov A.V., Tsatsulnikov A.F., Zhuravlev K.S. Scattering of 2DEG electrons in AlGaIn/GaN heterostructures // *Physics and technology of semiconductors*. 2013. V. 47. I. 1. P. 36–47.
 10. Ridley B.K., Zakhleniuk N.A. Transport in a polarization-induced 2D electron gas // *Int. J. High Speed Electron. Syst.* 2001. V. 11. No. 2. P. 117–147.
 11. Yaita J. et al. Probing the effects of surface roughness and barrier layer thickness in InAlGaIn/GaN HEMTs to improve carrier mobility // *Applied Physics Express*. 2021. V. 14. Article ID 031005.
 12. Ridley B.K., Foutz B.E., Eastman L.F. Mobility of electrons in bulk GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 61. No. 24. P. 16862–16869.
 13. Tripathi P., Ridley B.K. Dynamics of hot-electron scattering in GaN heterostructures // *Physical Review B*. 2002. V. 66. Article ID 195301.
 14. Zanato D. et al. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn // *Semicond. Sci. Technol.* 2004. V. 19. P. 427–432.
 15. Fang F.F., Howard W.E. Negative field-effect mobility on (100) Si surfaces // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. No. 18. P. 797–799.
 16. Jena, D., Smorchkova, Yu., Elsass, C., Gossard, A.C., and Mishra, U.K. Electron transport and intrinsic mobility limits in two-dimensional electron gases of III–V nitride heterostructures, *arXiv Preprint*, 2001. <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0103461>
 17. Lisesivdin S.B. et al. Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN heterostructures // *Semicond. Sci. Technol.* 2007. V. 22. P. 543–548.
 18. Davies J.H. *The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction*. Cambridge University Press, 1998.
 19. Gelmont B.L., Shur M., Stroschio M. Polar optical-phonon scattering in three and two-dimensional electron gases // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 77. P. 657–660.
 20. Smorchkova I.P. et al. AlN/GaN and (Al, Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy // *Journal of Applied Physics*. 2001. V. 90. No. 10. P. 5196–5201. <https://doi.org/10.1063/1.1412273>
 21. Zimmermann T. et al. AlN/GaN Insulated-gate HEMTs with 2.3 A/mm output current and 480 mS/mm transconductance // *IEEE Electron Device Letters*. 2008. V. 29. No. 7. P. 661–664. <https://ieeexplore.ieee.org/document/4558119>
 22. R. Gaska, J.W. Yang, A. Osinsky et al. Electron transport in AlGaIn–GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 72. No. 6. P. 707–709. <https://doi.org/10.1063/1.120852>
 23. Cordier Y., Portail M., Chenot S. et al. AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown on 3C-SiC/Si(111) // *Journal of Crystal Growth*. 2008. V. 310. I. 20. P. 4417–4423. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.07.063>
 24. Chen Z., Pei Y., Newman S. et al. Growth of AlGaIn/GaN heterojunction field effect transistors on semi-insulating GaN using an AlGaIn interlayer // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. Article ID 112108. <https://doi.org/10.1063/1.3103210>
 25. Chen J., Bergsten J., Lu J., Janzen E. et al. A GaIn–SiC hybrid material for high-frequency and power electronics // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. Article ID 041605. <https://doi.org/10.1063/1.5042049>
 26. Wu S., Ma X., Yang L. et al. A millimeter-wave AlGaIn/GaN HEMT fabricated with transitional-recessed-gate technology for high-gain and high-linearity applications // *IEEE Electron Device Letters*. 2019. V. 40. No. 6. P. 846–849. DOI: 10.1109/LED.2019.2909770.
 27. Asgari A., Babanejad S., Faraone L. Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGaIn/AlN/GaN heterostructures // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 110. I. 11. Article ID 113713. <https://doi.org/10.1063/1.3665124>