

# Влияние температуры роста спейсерного слоя на подвижность двумерного электронного газа в PHEMT-структурах

© Г.Б. Галиев\*<sup>¶</sup>, И.С. Васильевский\*<sup>+,</sup>, Е.А. Климов\*, В.Г. Мокеров\*, А.А. Черечукин\*

\* Институт СВЧ полупроводниковой электроники Российской академии наук,  
117105 Москва Россия

<sup>+</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992, ГСП-2 Москва, Россия

(Получена 14 марта 2006 г. Принята к печати 21 марта 2006 г.)

Экспериментально исследовано влияние температуры роста спейсерного слоя AlGaAs на подвижность двумерного электронного газа  $\mu_e$  в односторонне  $\delta$ -легированных псевдоморфных AlGaAs/InGaAs/GaAs транзисторных структурах с высокой подвижностью электронов. С помощью самосогласованного расчета проанализирована зонная диаграмма. Для исследования электронных транспортных свойств выбрана оптимальная структура, в которой отсутствует параллельная проводимость по легированному слою. Показано, что в оптимизированных структурах с увеличением температуры роста от 590 до 610°C при неизменности остальных параметров и условий роста подвижность  $\mu_e$  увеличивается на 53% при  $T = 300$  K и на 69% при  $T = 77$  K. Предполагается, что это связано с улучшением структурного совершенства спейсерного слоя AlGaAs и гетерограницы AlGaAs/InGaAs/GaAs.

PACS: 81.15.Hi, 72.80.Ey, 73.61. Ey

## 1. Введение

AlGaAs/InGaAs/GaAs PHEMT (*pseudomorphic high electron mobility transistor*) транзисторные структуры демонстрируют лучшие электрофизические параметры по сравнению с гетероструктурами AlGaAs/GaAs и широко применяются в устройствах СВЧ-техники [1–5]. В PHEMT-структурах тонкий напряженный эпитаксиальный слой  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  с мольной долей In около 0.2 и толщиной менее 20 нм выращивается между GaAs и AlGaAs. Увеличение подвижности и концентрации двумерного электронного газа  $\mu_e$  и  $n_s$  достигается за счет большей высоты барьера, определяемой разрывом дна зоны проводимости  $\Delta E_C$ , и за счет меньшей эффективности массы электронов в  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  по сравнению с GaAs. Из-за сильного несоответствия параметров решетки InAs и GaAs (11%) мольная доля In  $y$  и толщина слоя  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$   $L$  должны быть меньше некоторых критических значений, обычно  $y \leq 0.2$  и  $L \leq 20$  нм.

Основными характеристиками PHEMT-структуры, которые в конечном счете при выбранном технологическом маршруте изготовления определяют параметры СВЧ-транзисторов, являются подвижность  $\mu_e$  и концентрация  $n_s$  двумерного электронного газа в канале InGaAs. А они в первую очередь зависят от концентрации легирования в донорном слое и толщины спейсерного слоя [6–10].

Характерные значения  $\mu_e$  и  $n_s$  для односторонне и двусторонне легированных PHEMT-структур меняются в довольно широком диапазоне. Эти изменения могут быть вызваны как выбором параметров PHEMT-структуры, так и технологией роста. Так, оптимальные температуры роста  $T_g$  эпитаксиальных слоев AlGaAs, GaAs, InGaAs в PHEMT-структурах отлича-

ются друг от друга более чем на 100°C. Если эпитаксиальные слои AlGaAs показывают лучшее структурное совершенство при  $T_g \approx 600$ –630°C, то слои GaAs — при  $T_g \approx 580$ –600°C, а слои InGaAs — при  $T_g \approx 490$ –520°C. Используются также дополнительные технологические приемы, такие как введение субслоев в базовую PHEMT-структуру, прерывание роста и его продолжительность, скорость изменения температуры роста при выращивании разных слоев и т.д. [11–14].

Однако в литературе отсутствуют сведения о влиянии температуры роста спейсерного слоя AlGaAs на подвижность двумерного электронного газа в PHEMT-структурах. Это влияние может проявляться в структурах, где изменяется только температура роста спейсерного слоя, а толщины всех слоев и уровень легирования не изменяются. Кроме того, в PHEMT-структуре должна отсутствовать параллельная проводимость по легированному слою. В противном случае величины  $\mu_e$  и  $n_s$ , получаемые из измерений сопротивления и эффекта Холла, некорректно отражали бы параметры электронного транспорта в канале.

Цель данной работы — теоретический анализ и выбор оптимальной базовой структуры, а также исследование влияния температуры роста спейсерного слоя AlGaAs в PHEMT-структурах на подвижность и концентрацию двумерного электронного газа.

## 2. Профиль зоны проводимости и распределение электронной плотности

Для исследования влияния температуры роста спейсерного слоя AlGaAs на подвижность двумерного электронного газа  $\mu_e$  выбрана PHEMT-структура

<sup>¶</sup> E-mail: galiev\_galib@mail.ru

AlGaAs/InGaAs/GaAs с  $\delta$ -легированием, которая используется для изготовления СВЧ-транзисторов и малошумящих усилителей. Такая структура должна удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, она должна иметь необходимую концентрацию электронов в канале ( $n_s \geq 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ), во-вторых, в легированном широкозонном слое должна отсутствовать параллельная проводимость.

Основными параметрами, определяющими возникновение параллельной проводимости в РНЕМТ-структурах при фиксированной глубине квантовой ямы, т.е. определенных мольных долях алюминия  $x$  и индия  $y$ , являются толщина спейсерного слоя AlGaAs  $d_{sp}$  и уровень легирования  $N_d$ .

Для выбора структуры, удовлетворяющей этим требованиям, с помощью решения самосогласованной системы уравнений Шрёдингера и Пуассона рассчитаны и проанализированы профили зоны проводимости и распределение электронной плотности в РНЕМТ-структурах.

Уравнение Шрёдингера для огибающих волновых функций  $\psi_i(z)$

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \right) + U(z) \right] \psi_i(z) = E_i \psi_i(z) \quad (1)$$

и уравнение Пуассона

$$\frac{d}{dz} \left( \epsilon_0 \epsilon(z) \frac{dU_H(z)}{dz} \right) = e^2 [N_d(z) - n(z)] \quad (2)$$

решались совместно для потенциала вида  $U = U_H + \Delta E_C + U_{XC}$ , где  $i$  — номер подзоны,  $U_H$  — одноэлектронный электростатический потенциал,  $\Delta E_C$  — разрыв дна зоны проводимости на гетерограницах,  $U_{XC}$  — обменно-корреляционный потенциал, который в приближении локальной плотности определяется как

$$U_{XC} = - \left[ 1 + 0.0545 r_s \ln \left( 1 + \frac{11.4}{r_s} \right) \right] \frac{2}{\pi \alpha r_s} \text{Ry}^*, \quad (3)$$

где

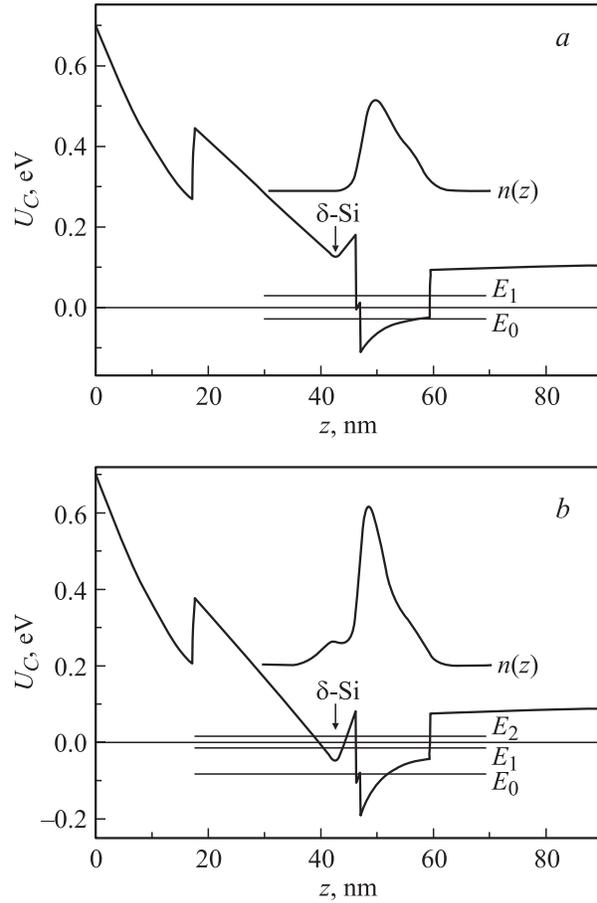
$$r_s = \left( \frac{4\pi a_B^* n(z)}{3} \right)^{-1/3}, \quad a_B^* = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon \hbar^2}{m^* e^2},$$

$$\text{Ry}^* = \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 \epsilon a_B^*}, \quad \alpha = \left( \frac{4}{9\pi} \right)^{1/3},$$

$a_B^*$  — эффективный боровский радиус,  $\text{Ry}^*$  — эффективная константа Ридберга.

Распределение электронной плотности для размерно-квантованных подзон квантовой ямы  $n(z)$  определяется как

$$n(z) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} k_B T \sum_i \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right] |\psi_i(z)|^2. \quad (4)$$



**Рис. 1.** Профиль зоны проводимости, уровни размерного квантования  $E_i$  и распределение электронной плотности  $n(z)$ :  $a$  — умеренное легирование,  $N_d = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $b$  — сильное легирование,  $N_d = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

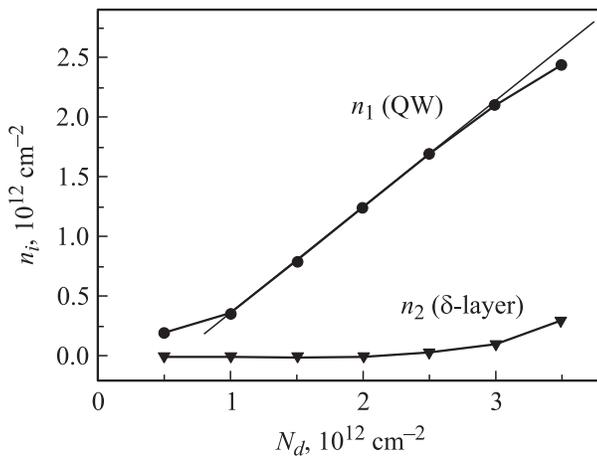
Расчет проводился для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$  РНЕМТ-структур с мольными долями Al  $x = 0.2$  и In  $y = 0.18$ . Использованы следующие значения эффективных масс: в GaAs  $m^* = 0.0667m_0$ , в  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$   $m^* = 0.061m_0$ , в  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$   $m^* = 0.087m_0$ . Разрывы зоны проводимости относительно GaAs принимались равными  $\Delta E_C = -0.09 \text{ эВ}$  для InGaAs/GaAs и  $\Delta E_C = +0.19 \text{ эВ}$  для AlGaAs/GaAs. Значение потенциала на поверхности принималось  $\varphi_s = 0.7 \text{ эВ}$ .

В результате расчета определены пространственный профиль потенциала зоны проводимости  $U(z)$ , квантово-размерные уровни энергии электронов  $E_i$ , огибающие волновых функций электронов  $\psi_i(z)$ , концентрации электронов в подзонах  $n_i$  и общее распределение электронной плотности  $n(z)$ . Расчет также позволяет моделировать изменение профиля зоны при вариации толщины спейсерного слоя, концентрации легирования кремнием.

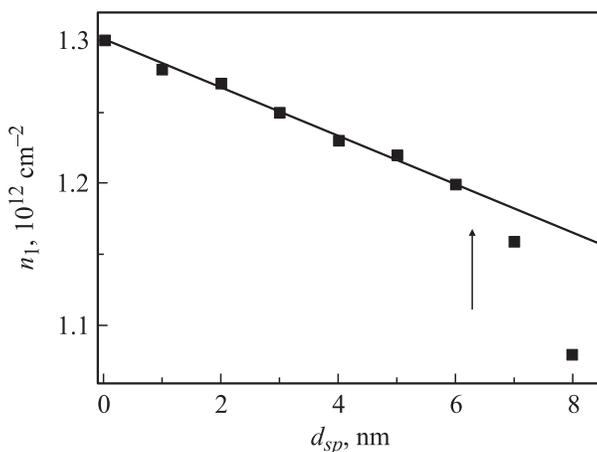
На рис. 1 представлены профили зоны проводимости, уровни размерного квантования и распределение электронной плотности для умеренно легированной РНЕМТ-структуры со слоевой концентрацией кремния  $N_d = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (рис. 1,  $a$ ) и для сильно

легированной с  $N_d = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (рис. 1, *b*). Толщина InGaAs-квантовой ямы составляет  $L = 12 \text{ нм}$ , а толщина спейсерного слоя  $d_{sp} = 35 \text{ \AA}$ . При легировании с  $N_d = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  возникает параллельная проводимость по  $\delta$ -легированному слою в подзонах  $E_2$  и  $E_3$ . Уровень Ферми отсчитывается от нулевого значения. Для данной геометрии РНЕМТ-структуры рассчитана зависимость концентрации электронов в канале  $n_1$  и в области  $\delta$ -легированного слоя  $n_2$  от концентрации легирования  $N_d$ . Результаты расчета представлены на рис. 2. Как видно из этого рисунка, параллельная проводимость наступает при уровне легирования, соответствующем концентрации электронов в канале  $n_1 \approx 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

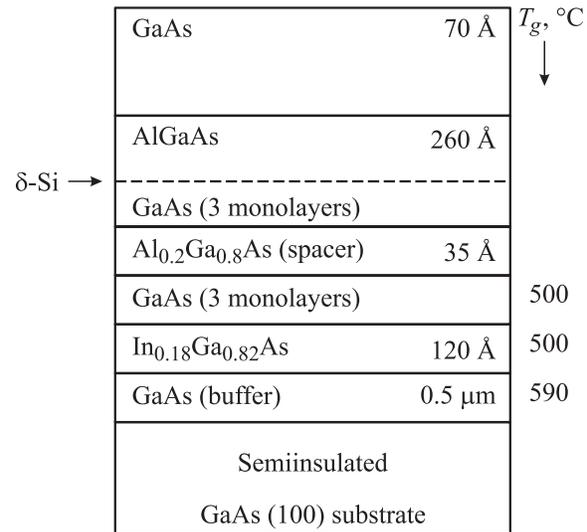
Также рассчитана зависимость концентрации электронов в канале от толщины спейсера при фиксированном уровне легирования  $N_d = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , представленная на рис. 3. Из этой зависимости видно, что при выбранных параметрах РНЕМТ-структуры, начиная с  $d_{sp} > 6 \text{ нм}$ , проявляется параллельная проводимость.



**Рис. 2.** Зависимость концентрации электронов в канале  $n_1$  и в области  $\delta$ -легированного слоя  $n_2$  от концентрации донорного легирования.



**Рис. 3.** Зависимость концентрации электронов в канале от толщины спейсера. Стрелкой показана точка, соответствующая появлению параллельной проводимости.



**Рис. 4.** Схематическое изображение структуры исследуемых образцов.

На основе этих данных для исследований выбрана РНЕМТ-структура с  $\delta$ -легированием, схематически изображенная на рис. 4.

### 3. Образцы и методы исследований

Исследуемые образцы выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке ЦНА-24. В качестве подложек использовались пластины полуизолирующего GaAs с ориентацией (100). Образцы отличаются друг от друга только температурой роста слоев AlGaAs, значения которой составили 590, 600 и 610°C для образцов 1, 2 и 3 соответственно. Температуры роста остальных слоев указаны на рис. 4. Время формирования  $\delta$ -слоя для всех образцов составляло 150 с при температуре кремниевого источника 1100°C, что соответствует  $N_d = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Перед нанесением  $\delta$ -слоя во всех структурах вводился субслой GaAs толщиной  $\sim 10 \text{ \AA}$  для уменьшения диффузии кремния в направлении канала, поскольку в AlGaAs происходит более сильное уширение  $\delta$ -Si слоя [15], а также для предохранения реакционноспособной поверхности AlGaAs от накопления примесей при прерывании роста. Такой же субслой GaAs вводился после роста слоя InGaAs при той же температуре для предотвращения диффузии In в сторону поверхности при выращивании последующих слоев.

Концентрация  $n_s$  и подвижность  $\mu_e$  двумерного электронного газа получены из измерений эффекта Холла при температурах 77 и 300 К. Определение спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводилось при  $T = 77 \text{ К}$  в диапазоне энергий фотонов 1.25–1.55 эВ с использованием лазера с длиной волны  $\lambda = 632.5 \text{ нм}$  и плотностью излучения до  $100 \text{ Вт/см}^2$ .

## 4. Результаты и их обсуждение

В таблице представлены значения  $\mu_e$  и  $n_s$  двумерного электронного газа в исследуемых образцах, полученные из измерений эффекта Холла при температурах  $T = 300$  и  $77$  К. Увеличение температуры роста слоя AlGaAs от  $590$  до  $610^\circ\text{C}$  приводит к увеличению подвижности как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. При этом концентрация  $n_s$  практически не меняется. Так,  $\mu_e$  в образце 3 по сравнению с образцом 1 увеличивается на 53% при  $T = 300$  К и на 69% при  $T = 77$  К, в то время как  $n_s$  меняется только на 7 и 6% соответственно. Такое поведение подвижности может быть связано с улучшением структурного совершенства спейсерного слоя AlGaAs и качества гетерограницы AlGaAs/InGaAs. Следует также отметить, что при повышении температуры роста слоев AlGaAs не происходит существенного уширения профиля  $\delta$ -слоя. В противном случае это привело бы к диффузии кремния (в том числе в сторону квантовой ямы) и к уменьшению  $\mu_e$  из-за роста рассеяния электронов на ионизированных донорных примесях вследствие уменьшения эффективной толщины спейсерного слоя.

В пользу вышесказанных предположений свидетельствуют также и данные, полученные из спектров ФЛ. На рис. 5 представлены измеренные при  $T = 77$  К спектры ФЛ для образцов 1, 2 и 3. Пики на спектрах в области энергий фотонов  $\hbar\omega_1 \approx 1.34$  и  $\hbar\omega_2 \approx 1.39$  эВ соответствуют переходам от первой  $E_1$  и второй  $E_2$  электронных подзон к первой подзоне тяжелых дырок (переходы  $E_{11}$  и  $E_{21}$ ) в квантовой яме InGaAs. Положение пиков хорошо совпадает для всех образцов, что свидетельствует о том, что зонная структура исследуемых образцов не изменялась в зависимости от температуры роста спейсера. Кроме этих полос, наблюдается и полоса с  $\hbar\omega \approx 1.508$  эВ, которая соответствует значению фундаментального перехода в GaAs. Как известно, на ширину спектральных линий влияет ряд механизмов, в том числе шероховатость границ квантовой ямы [16,17], характеризующая структурное совершенство слоев и границ раздела. Значения полной ширины на половине максимума интенсивности сигнала ФЛ для пика  $E_{21} \approx 1.39$  эВ (на рис. 5 обозначено  $\Delta$ ) составляют 21.7, 18.1 и 16.2 мэВ для образцов 1, 2 и 3 соответственно. Из сравнения этих данных с данными по подвижностям (см. таблицу) следует, что значения  $\mu_e$  коррелируют со значениями  $\Delta$ , т. е. чем больше подвижность, тем меньше значение  $\Delta$ .

Подвижность и концентрация электронов в образцах

№ образца	$T = 300$ К		$T = 77$ К	
	$\mu_e, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n_s, \text{см}^{-2}$	$\mu_e, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n_s, \text{см}^{-2}$
1	4900	$1.4 \cdot 10^{12}$	11350	$1.7 \cdot 10^{12}$
2	6500	$1.3 \cdot 10^{12}$	13380	$1.62 \cdot 10^{12}$
3	7500	$1.3 \cdot 10^{12}$	19200	$1.6 \cdot 10^{12}$

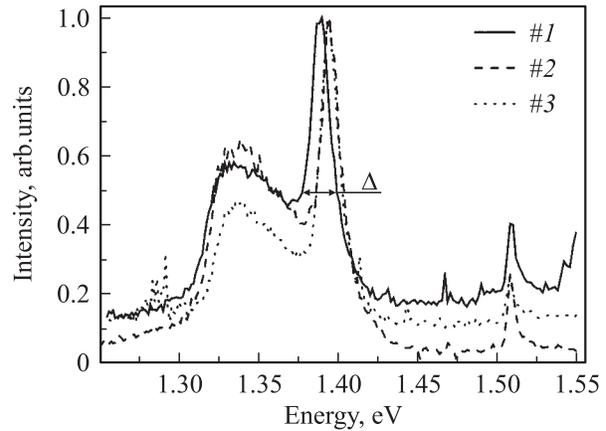


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции, измеренные при  $T = 77$  К.

Следует отметить, что последнее качественное рассуждение справедливо, поскольку энергетическая структура подзон для всех исследуемых образцов была одинаковой.

## 5. Заключение

Исследовано влияние температуры роста спейсерного слоя на электронные транспортные свойства в РНЕМТ-структурах. С помощью самосогласованного расчета проанализированы зонные диаграммы и выбрана оптимизированная РНЕМТ-структура, в которой отсутствует параллельная проводимость. Выращены РНЕМТ-образцы с различной температурой роста спейсерных слоев  $590$ ,  $600$  и  $610^\circ\text{C}$ . Обнаружено, что повышение температуры роста спейсерных слоев (при прочих равных условиях) позволяет увеличить подвижность двумерного электронного газа более чем на 50% при практически неизменных значениях концентрации электронов. При этом данные фотолюминесценции подтверждают, что зонная структура была одинаковой в исследованных образцах. Предполагается, что увеличение подвижности электронов связано с улучшением структурного совершенства спейсерного слоя AlGaAs и гетерограницы AlGaAs/InGaAs.

Авторы выражают глубокую благодарность С.С. Широкову за проведение измерений фотолюминесценции. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17029-а).

## Список литературы

- [1] Y. Chou, G.P. Li, Y.C. Chen, C.S. Wu, K.K. Yu, T.A. Midford. IEEE Electron. Dev. Lett., **17**, 479 (1996).
- [2] Y. Habbad, D. Deveaud, H.-J. Bühlmain, M. Ilegems. J. Appl. Phys., **78**, 2509 (1995).
- [3] C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton, M. Hu, C.K. Pao, R.F. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., **42**, 1419 (1995).

- [4] C. Gaquiere, J. Grünenütt, D. Jambon, E. Delos, D. Ducatteau, M. Werquin, D. Treron, P. Fellon. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **26**, 533 (2005).
- [5] M.T. Yang, Y.J. Chan, C.H. Chen, J.I. Chyi, R.M. Lin, J.L. Shien. *J. Appl. Phys.*, **76**, 2494 (1994).
- [6] P.W. Yu, B. Jogai, T.J. Rogers, P.A. Martin, J.M. Ballingall. *J. Appl. Phys.*, **76**, 7535 (1994).
- [7] X. Cao, Y. Zeng, M. Kong, L. Pan, B. Wang, Zh. Zhu. *Sol. St. Electron.*, **45**, 751 (2001).
- [8] X. Cao, Y. Zheng, M. Kong, L. Pan, B. Wang, Zh. Zhu, X. Wang, Y. Chang, J. Chu. *J. Cryst. Growth*, **231**, 520 (2001).
- [9] X. Cao, Y. Zheng, L. Cui, M. Kong, L. Pan, B. Wang, Zh. Zhu. *J. Cryst. Growth.*, **227–228**, 127 (2001).
- [10] D.C. Look, B. Jogai, C.E. Stutz, R.E. Sherriff, G.C. De Salvo, T.J. Rogers, J.M. Ballingall. *J. Appl. Phys.*, **76**, 328 (1994).
- [11] K.T. Chan, M.J. Lightner, G.A. Patterson, K.M. Yu. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2022 (1990).
- [12] H. Toyoshima, T. Niwa, J. Yamazaki, A. Okamoto. *J. Appl. Phys.*, **75**, 3908 (1994).
- [13] K.J. Chao, N. Liu, C.K. Shin. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1703 (1999).
- [14] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Моке-ров. *Микроэлектроника*, **35** (2), 67 (2006).
- [15] A. Leuthery, A. Forstery, H. Lethy, H. Holzbrecherz, U. Breuer. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 766 (2000).
- [16] T.N. Chen, Y.S. Huang, T.S. Shou, K.K. Tiong, D.Y. Lin, F.H. Pollak, M.S. Goorsky, D.C. Streit, M. Wojtowicz. *Physica E*, **B**, 297 (2000).
- [17] T. Unuma, T. Takahashi, T. Noda, M. Yoshita, H. Sakaki, M. Baba, H. Akiyama. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1703 (1999).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Influence of the spacer layer growth temperature on 2D electron gas mobility in pseudomorphic high electron mobility transistor structures**

*G.B. Galiev\*, I.S. Vasil'evskii\*<sup>+</sup>, V.G. Mokerov\*, E.A. Klimov\*, A.A. Cherechukin\**

\* Institute of UHF Semiconductor Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
117105 Moscow, Russia

<sup>+</sup> Low Temperature Physics Department,  
Moscow State University,  
119992 GSP-2, Moscow, Russia

**Abstract** The influence of AlGaAs spacer layer growth temperature on the mobility of two-dimensional electron gas in one-side- $\delta$ -doped pseudomorphic high electron mobility transistor structures is experimentally investigated. Conduction band profile is analyzed by means of the self-consistent calculation. An optimal AlGaAs/InGaAs/GaAs structure without parallel conductivity in the doped layer is chosen for investigation of electronic transport properties. In the optimized structures the increase of growth temperature from 590 to 610°C increases the mobility by 53% at  $T = 300$  K and by 69% at  $T = 77$  K at an invariance of other parameters and growth conditions. We suppose that it is connected with improvement of structural perfection of the AlGaAs spacer layer and AlGaAs/InGaAs heterointerface.