

©1994 г.

СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПСЕВДОМОРФНОГО СЕЛЕКТИВНО-ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА

А.С.Игнатъев, В.Э.Каминский, В.Б.Копылов, Г.З.Немцев

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 103907,
Москва, Россия

(Получена 23 марта 1993 г. Принята к печати 7 декабря 1993 г.)

Изготовлены псевдоморфные селективно-легированные транзисторы на основе системы AlGaAs/InGaAs/GaAs, исследованы их статические характеристики. Показано, что псевдоморфные транзисторы, даже с небольшим значением мольной доли индия, дают значительные преимущества по сравнению с обычными изоморфными на основе AlGaAs/GaAs при использовании для СВЧ применений. Проведен количественный анализ вольт-амперных характеристик.

Селективно-легированные полевые транзисторы (СЛПТ) обеспечивают наиболее высокое быстродействие как логических, так и СВЧ устройств. Чаще всего для изготовления СЛПТ используются гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, поэтому исследованию характеристик транзисторов на таких гетероструктурах посвящено большое число работ [1-3]. Однако, несмотря на очевидные успехи, связанные с их использованием, разработчики сталкиваются с рядом проблем, мешающих дальнейшему улучшению параметров СЛПТ [3]. Это, например, относительно небольшое значение разрыва зоны проводимости на гетеропереходе, ΔE_c , не превышающее 0.35 эВ при любых значениях мольной доли x алюминия. Отрицательную роль также играют DX -центры, образующиеся в $Al_xGa_{1-x}As$ при $x > 0.2$ и (или) большой концентрации легирующей примеси [4]. Решение проблем, очевидно, лежит на пути использования иных гетероструктур [3].

В последнее время широко и интенсивно исследуются СЛПТ на основе псевдоморфных гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$ [5-8] из-за того, что их характеристики отвечают требованиям, связанным с СВЧ применениями. Преимущества псевдоморфных СЛПТ по сравнению с традиционными на основе AlGaAs/GaAs являются следствием, во-первых, большей величины поверхностной концентрации электронов из-за большего значения ΔE_c , во-вторых, большей подвижности электронов из-за меньшей эффективной массы и, в-третьих,

GaAs+Si, $2 \cdot 10^{18}$	50 нм
Al _{0.27} Ga _{0.73} As+Si, 10^{18}	40 нм
Al _{0.27} Ga _{0.73} As,	3 нм
In _{0.13} Ga _{0.87} As,	10 нм
GaAs	0.8 мкм
GaAs	substrate

Рис. 1. Схематическое изображение поперечного разреза псевдоморфной гетероструктуры СЛПТ, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

большого энергетического зазора между Γ - и L -долинами зоны проводимости [9]. Однако эти преимущества псевдоморфных СЛПТ оказывается трудно реализовать при больших значениях x и y по следующим причинам. Во-первых, при увеличении y уменьшается критическая толщина слоя InGaAs, при которой упругие напряжения еще не релаксируют с образованием дислокационной сетки, и, следовательно, уменьшается максимально возможная ширина квантовой ямы d . Уменьшение d приводит к увеличению энергии подзон размерного квантования и соответственно к уменьшению поверхностной концентрации электронов. Во-вторых, при $x > 0.3$ эффективная масса электронов из-за непараболичности зоны и влияния упругих напряжений оказывается больше, чем в GaAs [10]. Кроме того, при $x, y < 0.2$ можно избежать образования DX-центров. Вместе с тем, используя псевдоморфные гетероструктуры, даже при небольших значениях x и y удается за счет увеличения ΔE_c и подвижности электронов достичь лучших характеристик СЛПТ.

В данной работе исследовались характеристики СЛПТ, изготовленного на основе псевдоморфной гетероструктуры Al_{0.27}Ga_{0.73}As/In_{0.13}Ga_{0.87}As/GaAs, и проведено их сравнение с характеристиками СЛПТ на основе Al_{0.23}Ga_{0.77}As/GaAs.

На рис. 1 показан поперечный разрез структуры, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На полуизолирующей подложке GaAs (100) с разориентацией 3° сначала выращивался нелегированный слой GaAs толщиной 0.8 мкм, затем нелегированный слой In_{0.13}Ga_{0.87}As, 10 нм, (канал) и спейсер-слой Al_{0.27}Ga_{0.73}As, 3 нм. Далее выращивался слой n^+ -Al_{0.27}Ga_{0.73}As толщиной 40 нм с концентрацией примеси Si 10^{18} см⁻³. Сверху структура покрывалась пассивирующим слоем n^+ -GaAs с концентрацией $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ толщиной 50 нм, который использовался также для формирования омических контактов.

В связи с необходимостью более низкой температуры при росте In_yGa_{1-y}As (по сравнению с GaAs) температура подложки изменялась в процессе роста гетероструктуры. Слой In_yGa_{1-y}As выращивался при 793 К, а остальные слои при 893 К. Изменение температуры подложки осуществлялось в атмосфере мышьяка. После выращивания слоя In_yGa_{1-y}As перед повышением температуры подложки наносился слой GaAs толщиной 1.5 нм для исключения испарения индия с поверхности.

Транзисторные структуры формировались по традиционной технологии. Дополнительно на этой же пластине рядом с транзисторами формировались четырехконтактные тестовые структуры для измере-

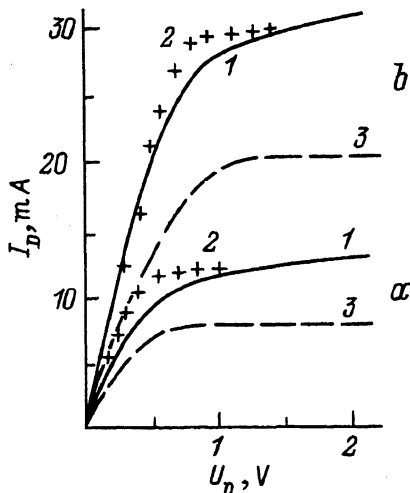


Рис. 2. ВАХ СЛПТ при $U_G = 0$ (а) и 0.6 В (b): эксперимент (1) и расчет (2) для псевдоморфной гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs; расчет (3) для традиционной изоморфной гетероструктуры AlGaAs/GaAs.

ния холловской подвижности μ_H и концентрации электронов в канале n_s . Однако, вследствие шунтирующего действия слоев GaAs и AlGaAs, реально измерялись некоторые эффективные значения подвижности μ_H^{eff} и концентрации n_s^{eff} , характеризующие структуру в целом. Были получены значения $\mu_H^{eff} = 3800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $n_s^{eff} = 7.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при $T = 300$ К. Для определения подвижности и концентрации электронов в канале изготавливались контрольные образцы с легированными слоями GaAs и AlGaAs, выращенными в аналогичных условиях. Измерения μ_H и n_s в этих слоях дали соответственно следующие результаты: для слоя AlGaAs $605 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, для слоя GaAs $1030 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Далее по методике определения подвижности и концентрации носителей в канале для многослойных структур, изложенной в [11], рассчитывались μ_H и n_s в области канала InGaAs, которые оказались равными соответственно $6740 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 300$ К. Эти значения использовались в дальнейшем для расчета вольт-амперных характеристик (ВАХ) СЛПТ. Для изготовления омических контактов применялась система Au-Ni-(Au+12%Ge). Формирование омических контактов производилось в атмосфере азота при $T = 748$ К в течение 30 с. Удельное сопротивление контактов составляло $0.25 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$. Длина канала составляла 0.8 мкм , ширина канала — 65 мкм .

На рис. 2 приведены экспериментальные ВАХ полученных транзисторов при напряжениях на затворе $U_G = 0$ и 0.6 В. Как видно из рис. 2, транзистор является нормально открытым. Однако определить соответствующее пороговое напряжение на затворе экспериментальным путем не представлялось возможным, так как при $U_G < 0$ наблюдались значительные токи утечки. При $U_G = 0.6$ В и напряжении исток-сток $U_D = 0$ В на ВАХ наблюдались малые отрицательные величины тока стока I_D (на рис. 2 не показаны), свидетельствующие о том, что для контакта затвора высота барьера составляла 0.6 В [12].

Расчет ВАХ полученных транзисторов производился по модели, предложенной в [13]. Для моделирования ВАХ использовалась зависимость $\Delta E_c(x)$ для $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ из [14], а остальные параметры были

получены путем линейной интерполяции между параметрами GaAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ из [15]. Поскольку в изготовленных транзисторах толщина $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ была 10 нм, спектр электронов в канале размерно квантован. Поэтому для расчета скоростей релаксации импульса и энергии горячих электронов в канале согласно модели [13] использовались выражения для квазидвумерных электронов. При этом принималось, что заполнена только одна подзона размерного квантования. В этом случае, согласно [16], частота релаксации импульса на LO -фононах

$$\nu = \frac{\gamma}{\tau_{p0}} S \left\{ N_e(1 + N_e) \left[1 - \frac{1}{b} \ln [1 + e^{-\gamma}(e^b - 1)] \right] - \frac{N_e - N}{b} \frac{e^b - 1}{e^b + e^\gamma - 1} \right\},$$

а скорость релаксации энергии в расчете на один электрон

$$P = \frac{\hbar\omega}{\tau_{p0}} S(N_b - N) \left\{ 1 - \frac{1}{b} \ln[1 + e^{-\gamma}(e^b - 1)] \right\},$$

где τ_{p0} — время релаксации на оптических фононах, $\gamma = \hbar\omega/kT_e$, $\hbar\omega$ — энергия оптического фонона, T_e — температура электронного газа, N , N_e — планковские функции распределения фононов при температурах решетки и электронов соответственно, $b = n_s/mkT_e$, n_s — поверхностная концентрация электронов в канале,

$$S = \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\pi\hbar}{m\omega} \right)^{1/2} zR,$$

$$R = \int \psi^4(x) dx,$$

z — слабо меняющаяся функция n_s и T_e порядка единицы [16], ψ — волновая функция электронов. Аналогичные выражения были получены для DA -фононов из общих выражений [16]. При вычислении R предполагалось, что канал транзистора имеет форму прямоугольной ямы. Для простоты расчета принято, что разрыв зоны проводимости на гетеропереходе $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}$ является бесконечным. Тогда

$$R = \frac{3}{2d} \left\{ 1 - \frac{\hbar}{d} [2m(\Delta E_{cl} - E_i)]^{-1/2} \right\},$$

где ΔE_{cl} — разрыв дна зоны проводимости на гетеропереходе $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, E_i — энергия уровня размерного квантования относительно дна зоны проводимости в InGaAs . Как можно показать, использованное приближение не ведет к существенным ошибкам при расчете R .

В рассматриваемом случае, согласно [13], отношение концентраций квазидвумерных электронов в Γ - и L -долинах есть

$$f = n_{sL}/n_{s\Gamma} = (m_L/m) \exp(-\Delta E_{\Gamma L} kT_e),$$

где

$$\Delta E_{\Gamma L} = \Delta E_{\Gamma L}^0 - E_i [1 - (m/m_L)^{1/3}],$$

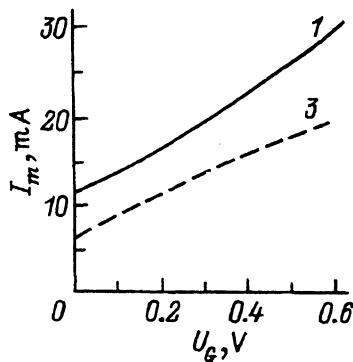


Рис. 3. Зависимости тока насыщения от напряжения на затворе. Обозначения те же, что и на рис. 2.

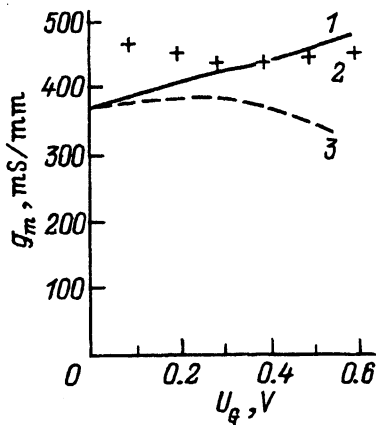


Рис. 4. Зависимости крутизны ВАХ от напряжения на затворе. Обозначения те же, что и на рис. 2.

$\Delta E_{\Gamma L}^0$ — энергетический зазор между дном Γ - и L -долин в объемном материале.

Результаты расчета ВАХ приведены на рис. 2. Как видно, имеет место удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных ВАХ. По результатам расчета получена величина порогового напряжения для псевдоморфного транзистора $U_T = -0.41$ В. Для сравнения характеристик псевдоморфного транзистора с характеристиками СЛПТ на основе гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ нами для последнего были рассчитаны по модели [13] ВАХ при идентичных геометрических и электрофизических параметрах. Результаты расчета также показаны на рис. 2. Как видно, токи насыщения традиционного СЛПТ значительно меньше, чем псевдоморфного. Более наглядно это видно из рис. 3, на котором приведены зависимости тока насыщения $I_m(U_G)$. Так как экспериментальные ВАХ не имеют четко выраженного тока насыщения, в этом случае за величину I_m приняты значения I_D при $U_D = 1.2$ В. На рис. 3 расчетные значения I_m для псевдоморфного транзистора практически совпадают с экспериментальными и поэтому не показаны.

На рис. 4 приведены кривые крутизны ВАХ $g_m(U_G)$. Как видно, для крутизны характерны такие же соотношения, как и для тока насыщения псевдоморфного и обычного СЛПТ. Видно, что крутизна ВАХ псевдоморфного транзистора увеличивается с ростом U_G , а для обычного — падает. Это связано с тем, что $InGaAs$ имеет значительно больший энергетический зазор между Γ - и L -долинами зоны проводимости. Данное обстоятельство приводит к тому, что в области насыщения тока стока, когда разогрев электронов в канале транзистора очень сильный, заселенность L -долины, где эффективная масса электронов велика, в $In_yGa_{1-y}As$ оказывается меньше и соответственно средняя скорость горячих электронов в $In_yGa_{1-y}As$ выше. Как следствие токи насыщения в таком транзисторе больше, а рост крутизны ВАХ прекращается при значительно больших U_G .

Таким образом, нами изготовлены псевдоморфные СЛПТ с небольшим значением мольной доли индия и исследованы их статические

характеристики. Сравнение этих характеристик с характеристиками обычного СЛПТ показало значительные преимущества использования псевдоморфных транзисторов для СВЧ применений. Это обусловлено более высокими значениями токов насыщения и крутизны ВАХ, достигаемыми благодаря электрофизическим параметрам $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$.

Список литературы

- [1] Т.Дж. Драммонд, У.Т. Месселинк, Х Маркоч. ТИИЭР, **74**, 6 (1986).
- [2] S. Hiyamizu. Surf. Sci., **170**, 727 (1986).
- [3] А.А. Кальфа. Электрон. техн., сер. 1, вып. 9, 35 (1987).
- [4] N. Ishikawa, T. Kamamoto, K. Kondo. Japan. J. Appl. Phys., **25**, L484 (1986).
- [5] A. Ketterson, M. Maloney, W.T. Masselink et al. IEEE Electron Dev. Lett., **6**, 628 (1985).
- [6] T. Henderson, J. Klem, C.K. Peng, J.S. Gedymin, W. Kopp, H. Morkoc. Appl. Phys. Lett., **48**, 1080 (1986).
- [7] P.C. Cbao, A.J. Tessmer, K.V.J. Duh et al. IEEE Electron Dev. Lett., **11**, 59 (1990).
- [8] W.E. Hoke, P.S. Lyman, W.H. Labossier, J.C. Huang, M. Zaitlin, H. Hendriks, G. Flynn. J. Vac. Sci. Techn. B, **8**, 397 (1990).
- [9] S. Hiyamizu, T. Fujii, S. Muto, T. Inata, Y. Nakata, Y. Sugiama, S. Sasa. J. Cryst. Growth, **81**, 349 (1987).
- [10] C.T. Lui, S.Y. Lin, D.C. Tsui. Appl. Phys. Lett., **53**, 2510 (1988).
- [11] M.J. Kane, N. Apsley, D.A. Anderson, K.L. Taylor, T. Kerr. J. Phys. C, **18**, 5629 (1985).
- [12] В.Э. Каминский, М.Г. Кузнецов, В.Г. Мокеров. МЭ, **19**, 579 (1990).
- [13] В.Э. Каминский. МЭ, **17**, 421 (1988).
- [14] S.H. Pan, H. Shen, Z. Hang, F.H. Pollak, Weihua Zhuang, Qian Xu, A.P. Roth, R.A. Masut, C. Lacelle, D. Morris. Phys. Rev., **38**, 3375 (1988).
- [15] N. Shigekawa, T. Furuta, K. Arai. J. Appl. Phys., **69**, 4003 (1991).
- [16] В.Э. Каминский. ФТП, **25**, 453 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова
