

Увеличение подвижности электронов в инверсионном канале Si-MOP-транзистора при ионной поляризации подзатворного окисла

© Ю.В. Гуляев, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева[†]

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Россия

(Получена 24 августа 2006 г. Принята к печати 4 сентября 2006 г.)

Эффективная подвижность электронов μ^* в инверсионном n -канале полевого транзистора значительно возрастает после объемно-зарядовой ионной поляризации подзатворного окисла от типичных значений $\cong 820$ до величин $\cong 2645 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, превышающих подвижность электронов в массивном Si. После поляризации слоевая плотность ионов Na^+ у гетерограницы SiO_2/Si превышает $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Ионы практически полностью нейтрализованы электронами канала инверсии. С уменьшением температуры T в диапазоне 293–203 К μ^* увеличивается по закону $\mu^* \propto T^{-0.82}$. Наблюдаемая зависимость $\mu^*(T)$, по-видимому, обусловлена комбинированным рассеянием электронов на шероховатостях поверхности раздела Si/SiO_2 , на фононах и на пограничных состояниях. Деполяризация окисла возвращает μ^* к исходной величине. Аномально высокие значения μ^* считаются либо следствием возникновения в поверхностном слое Si из-за поляризации окисла сильных структурных напряжений, либо результатом фазовой перестройки области инверсионного канала вследствие гибридизации волновых функций электронов, локализованных на ионах Na^+ , с волновыми функциями электронов канала инверсии.

PACS: 85.30.Pq, 73.63.-b

Начиная с пионерской работы Сноу [1] присутствие в подзатворном окисле полевых транзисторов подвижных ионов считалось весьма вредным фактором, обуславливающим нестабильность характеристик приборов [2] и повышенный радиочастотный шум [3]. Интенсивный научно-технологический поиск позволил минимизировать роль этого фактора. Между тем в последнее время интерес к изучению процессов ионного транспорта в окисле заметно возрос ввиду возможности организации на основе явлений объемно-зарядовой ионной поляризации подзатворного изолятора перспективных устойчивых к радиации электронно-ионных („элионных“) запоминающих устройств [4,5]. Одно из направлений развития элионики, по крайней мере низкотемпературной, намечено в работе [6], где было показано, что локализация подвижных положительных ионов натрия в слое SiO_2 на расстоянии $\sim 5 \text{ \AA}$ от поверхности Si сопровождается образованием в поверхностном слое кремния узкой (1–3 мэВ) стабильной зоны электронных состояний („примесной“ зоны) с энергией связи 20–30 мэВ, зависящей от слоевой плотности ионов N_{Si} . Эксперименты [6] выполнялись на транзисторных структурах металл–окисел–полупроводник (МОП) с инверсионным n -каналом при $N_{\text{Si}} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, но, к сожалению, только в области криотемператур ($T = 4.2\text{--}50 \text{ К}$). Последнее обстоятельство, а также ограниченный низкими значениями плотности ионов диапазон изменения N_{Si} оставляют открытым интересный вопрос о влиянии более сильной ионной поляризации окисла на „комнатные“ характеристики Si-MOP-транзисторов.

В данной связи при $T_0 = 293 \text{ К}$ мы исследовали влияние ионной поляризации окисла с $N_{\text{Si}} > 10^{13} \text{ см}^{-2}$ на характеристики Si-MOP-транзисторов с электрон-

ным каналом инверсии¹ (толщина подзатворного окисла $h = 1000 \text{ \AA}$, ширина электродов исток–сток $W = 1 \text{ мм}$, расстояние между ними $L = 10 \text{ мкм}$). Измерения проводились на компьютеризированной установке [8]. До начала поляризационной обработки окисла регистрировались зависимости тока стока I_d от потенциала затвора V_g при напряжении на стоке $V_d = 0.1 \text{ В}$ (рис. 1, кривая 1). Затем электроды исток–сток соединялись и подключались к вольтметру–электрометру В7-30; на затвор транзистора подавался положительный потенциал $V_g = 10 \text{ В}$; структура нагревалась до 423 К; в процессе нагрева регистрировался ток, протекающий по цепи затвор–исток/сток. С увеличением температуры ток нарастал, достигал максимума, а затем спадал до неизмеримо малых значений. Эти факты непосредственно указывают на объемно-зарядовую ионную поляризацию слоя SiO_2 . После завершения поляризации при неизменном $V_g = 10 \text{ В}$ транзистор охлаждался до $T_0 = 293 \text{ К}$, переключался в исходное состояние и вновь регистрировалась зависимость $I_d(V_g)$ (рис. 1, кривая 2). Сопоставление кривых $I_d(V_g)$, измеренных до и после термополевой обработки, показывает, что поляризация не приводит к ощущаемому сдвигу порогового напряжения транзистора, но сопровождается значительным увеличением тока стока и крутизны характеристики $I_d(V_g)$.

На рис. 2 представлены функции от V_g производные dI_d/dV_g (кривые 1, 2), характеризующие эффективную подвижность электронов $\mu^*(V_g)$ в n -канале; $\mu^* \propto dI_d(V_g)/dV_g$ („подвижность эффекта поля“). Производные dI_d/dV_g сглажены с использованием адаптивного

¹ Транзисторы формировались по стандартной кремниевой технологии, но термическое окисление Si (1100°C, сухой кислород) проводилось без обычных предосторожностей, позволяющих минимизировать содержание в окисле подвижных ионов [7].

[†] E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

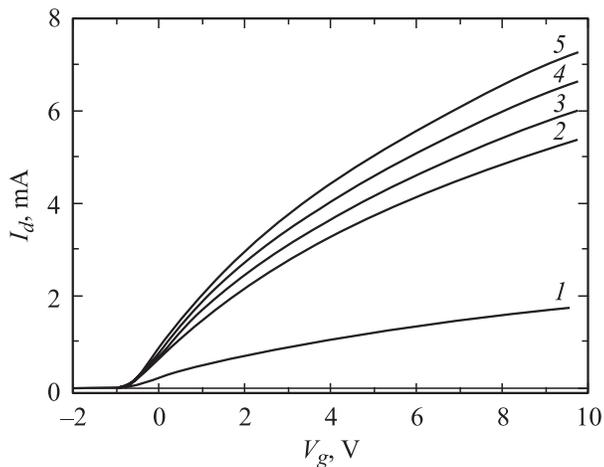


Рис. 1. Зависимости тока стока I_d Si-МОП транзистора от потенциала затвора V_g при напряжении на стоке $V_d = 0.1$ В ($T = 293$ К; кривая 1 — до объемно-зарядовой ионной поляризации окисла, кривая 2 — после поляризации в режиме $T = 423$ К; $V_g = 10$ В, $t = 30$ мин). Кривые 3–5 измерены на поляризованном образце при $T = 256, 223, 203$ К соответственно.

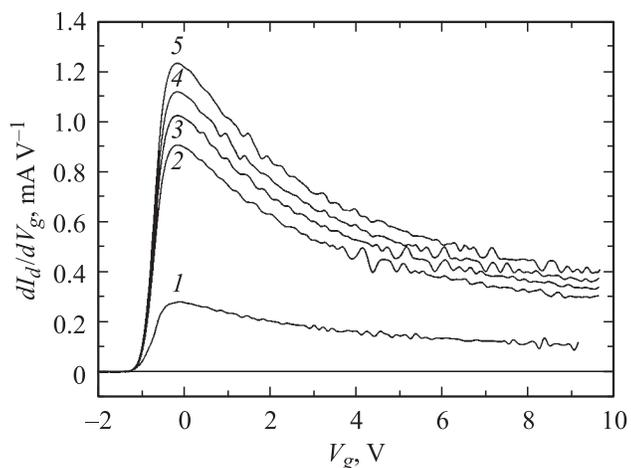


Рис. 2. Зависимости производных тока стока по потенциалу полевого электрода — $dI_d(V_g)/dV_g$, полученные по данным рис. 1. Номера кривых соответствуют нумерации рис. 1.

тихоновского алгоритма [9,10]. Кривые $dI_d(V_g)/dV_g$ имеют характерную форму: с увеличением V_g производная вначале резко нарастает, достигает максимума, а затем спадает вследствие эффекта Шриффера — уменьшение μ^* из-за возрастания поверхностного рассеяния электронов по мере их прижатия поперечным электрическим полем к межфазной границе Si–SiO₂ [11].

По определению

$$\mu^* = \frac{1}{C_i} \cdot \frac{d\sigma_s(V_g)}{dV_g}, \quad (1)$$

где $C_i = \varepsilon_0 \varepsilon_i / h = 3.448 \cdot 10^{-8}$ Фсм⁻² — удельная „емкость окисла“, $\varepsilon_0, \varepsilon_i$ — диэлектрические проницаемости

вакуума и окисла, $\sigma_s = I_d L / (W V_d)$ — удельная поверхностная проводимость инверсионного канала. Значения $\mu^* = \mu_m^*$, отвечающие максимумам кривых 1, 2 (рис. 2), найденные на основании (1), приведены в таблице (строки 1, 2). Величина μ_{m1}^* типична для полевых транзисторов с инверсионным n -каналом [12–14]. Рассчитаем также подвижность проводимости $\mu_{\sigma m}$ для точек максимума кривых 1, 2:

$$\mu_{\sigma m} = \frac{\sigma_{sm}}{qn_{sm}} = \frac{I_{dm} L}{V_d W C_i (V_{gm} - V_{th})}. \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{sm} = \sigma_s|_{V_g=V_{gm}}$; $n_{sm} = n_s|_{V_g=V_{gm}}$ — поверхностная плотность электронов в инверсионном канале; $I_{dm} = I_d|_{V_g=V_{gm}}$; V_{gm} — потенциал полевого электрода в точках максимумов кривых 1, 2; V_{th} — пороговое напряжение транзистора. Величина V_{th} определялась посредством линейной экстраполяции до пересечения с осью V_g зависимостей $I_d(V_g)$, измеренных при малых V_g [14]. В результате экстраполяции получаем $V_{th1} \cong V_{th2} \cong -0.8$ В.

Подставляя в (2) экспериментальные данные (рис. 1, 2), находим $\mu_{\sigma m1} = 761$ (кривые 1) и $\mu_{\sigma m2} = 2315$ см²В⁻¹с⁻¹ (кривые 2), т.е. подвижности проводимости в неполяризованном и поляризованном транзисторах оказываются близкими к соответствующим значениям μ_m^* (см. таблицу). Сопоставление значений μ_m^* , $\mu_{\sigma m2}$ с подвижностью электронов в массивном кремнии ($\mu \approx 1400$ см²В⁻¹с⁻¹, концентрация доноров $N_d = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $T = 300$ К [14]) приводит к разительному результату: подвижность электронов в инверсионном канале поляризованного транзистора значительно превышает их подвижность в массивном Si.

Понижение температуры транзистора с поляризованным окислом сопровождается заметным увеличением как тока стока, так и μ_m^* , $\mu_{\sigma m}$ (рис. 1, 2; таблица). Зависимость $\mu_m^*(T)$ следует степенному закону (рис. 3): $\mu_m^* \propto T^{-0.82}$. Интересно, что аналогичный степенный закон имеет место и в отношении зависимостей $\mu_{\sigma m}(T)$ и $\mu^*(T)|_{V_g=\text{const}}$ ($V_g \gg V_{gm}$). Для инверсионных каналов типична зависимость подвижности электронов от температуры вида $\mu \propto T^{-1}$; наблюдаемое отличие показателя степени от -1 может означать, что определенный вклад в подвижность электронов помимо поверхностного рассеяния вносит фонное рассеяние и рассеяние на по-

№ кривых на рис. 1, 2	T , К	$-V_{gm}$, В	μ_m^* , см ² В ⁻¹ с ⁻¹	$\mu_{\sigma m}$, см ² В ⁻¹ с ⁻¹	Примечания
1	293	0.09	820	761	До поляризации окисла
2	293	0.156	2645	2315	После поляризации окисла
3	256	0.145	2987	2619	— / —
4	223	0.157	3277	2859	— / —
5	203	0.157	3596	3149	— / —

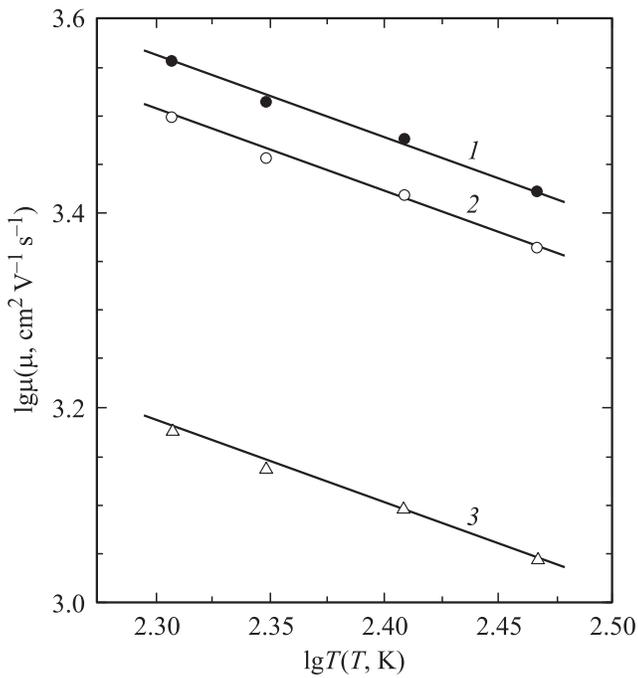


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности электронов в инверсионном канале в двойном логарифмическом масштабе: 1 — $\mu_m^*(T)$, 2 — $\mu_{\sigma m}(T)$, 3 — $\mu^*(T)$, $V_g = 6$ В.

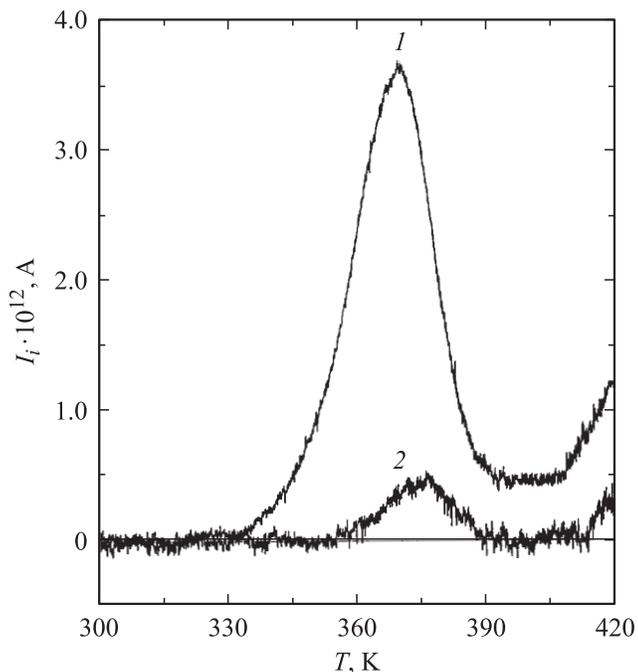


Рис. 4. Токи $I_i(T)$ термостимулированной деполяризации n -Si-МОП-транзистора, включенного по диодной схеме (исток/сток-затвор) при $V_g = 0$, $\beta_T = 0.1$ град \cdot с $^{-1}$; начальная температура опыта $T_0 = 293$ К. 1 — первый цикл нагрева после объемно-зарядовой ионной поляризации окисла в режиме $T = 423$ К, $V_g = 10$ В, $t = 30$ мин; 2 — повторный цикл нагрева при $V_g = 0$ после охлаждения структуры от конечной температуры $T = 423$ К.

граничных состояниях (включая состояния, образуемые фиксированным зарядом в окисле) [15–17].

Для оценки плотности ионного заряда N_{SiO} у гетерограницы SiO_2 -Si, локализующегося вследствие поляризации окисла, измерялись токи термостимулированной деполяризации (ТСД) — $I_i(T)$ (рис. 4). Схема опыта по ТСД практически не отличалась от схемы поляризации. Изначально поляризованный транзистор нагревался с постоянной скоростью $\beta_T \approx 0.1$ град \cdot с $^{-1}$ при $V_g = 0$ от начальной температуры $T_0 = 293$ К. Ток ТСД регистрировался вольтметром-электрометром, подключенным к соединенным электродам исток/сток. При первом цикле нагрева зависимость $I_i(T)$ описывает ярко выраженный пик ТСД (рис. 4, кривая 1). В области высоких температур ток $I_i(T)$, не спадая до нулевого уровня, переходит в нарастающую ветвь, по-видимому, обусловленную термоактивацией распада долгоживущих ассоциатов ион + электрон [18,19]. Повторный измерительный цикл (кривая 2) подтверждает этот вывод, обнаруживая небольшой пик, сопровождающийся подъемом тока, что естественным образом объясняется неполной деполяризацией структуры в течение первого цикла. Интегрирование токов ТСД позволяет определить словесную плотность ионов N_{SiO} (Na^+ [18]) в поляризованном окисле:

$$N_{\text{SiO}} = \frac{1}{q\beta_T WL} \int_{T_0}^T I_i dT. \quad (3)$$

Численно интегрируя кривые 1, 2, находим $N_{\text{SiO}} \approx 6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$. Практическое отсутствие смещения порогового напряжения транзистора после поляризации окисла указывает на почти стопроцентную компенсацию положительных ионов, локализованных на межфазной границе SiO_2 -Si, электронами инверсионного канала.

Однозначная интерпретация результатов наблюдений, приведенных на рис. 1, 2 и в таблице, в настоящее время затруднительна. Один из возможных вариантов — увеличение подвижности вследствие сильных структурных напряжений в поверхностном слое Si [20], обусловленных локализацией у гетерограницы SiO_2 -Si высокой плотности нейтрализованных ионов. Представляется также вероятной фазовая перестройка области инверсионного канала из-за гибридизации волновых функций электронов, локализованных на ионах, с волновыми функциями электронов канала инверсии.

Авторы признательны В.Г. Нарышкиной за помощь в проведении измерений и обработке их результатов.

Список литературы

- [1] E.H. Snow, A.S. Grove, B.E. Deal, C.T. Sah. J. Appl. Phys., **36**, 1664 (1965).
- [2] S. Kimura, H. Ikoma. J. Appl. Phys., **85**, 551 (1999).
- [3] W.S. Kwan, C.H. Chen, M.J. Deen. J. Vac. Sci. Technol. A, **18**, 765 (2000).
- [4] J. Maier. Phys. Chem., **217**, 415 (2003).

- [5] W.L. Warren, D.M. Fleetwood, J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, B.L. Draper, P.S. Winokur, M.G. Knoll, K. Vanheusden, R.A.B. Devine, L.B. Archer, R.M. Wallace. IEEE Trans. Nucl. Sci., **44**, 1789 (1997).
- [6] A. Hartstein, A.B. Fowler. Surf. Sci., **73**, 19 (1978).
- [7] E.H. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology* (N. Y., 1982).
- [8] Е.И. Гольдман, А.Н. Ждан, Г.В. Чучева. ПТЭ, № 6, 110 (1997).
- [9] Ю.В. Гуляев, А.Г. Ждан, В.Г. Приходько. Препринт ИРЭ РАН № 46 [418] (М., 1990).
- [10] Е.И. Гольдман, В.А. Иванов. Препринт ИРЭ РАН № 22 [551] (М., 1984).
- [11] J.R. Schrieffer. Phys. Rev., **97**, 641 (1955).
- [12] Ф. Стерн. В сб.: *Новое в исследовании поверхности твердого тела* (М., Мир, 1977) вып. 2.
- [13] Г.Я. Красников. *Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов* (М., Техносфера, 2002) ч. 1.
- [14] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [15] Под ред. А.В. Ржанова. *Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник* (М., Наука, 1976).
- [16] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978).
- [17] J. Koga, T. Ishihara, S. Takagi. Jpn. J. Appl. Phys., **43**, 1699 (2004).
- [18] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **34**, 677 (2000).
- [19] E.I. Goldman, A.G. Zhdan, G.V. Chucheva. J. Appl. Phys., **89**, 130 (2001).
- [20] M.V. Fischetti, F. Gamiz, W. Hänsch. J. Appl. Phys., **92**, 7320 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

Enhancement of electron mobility in Si-MOS-transistor inversion channel under a gate oxide ion polarization

Yu.V. Gulyaev, A.G. Zhdan, G.V. Chucheva

Institute of the Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141190 Fryazino, Russia

Abstract The efficient electron mobility μ^* in the inversion n -channel of the field-effect transistor essentially increases after the volume-charged ion polarization of a gate oxide from typical values $\mu^* \cong 820$ to $\mu^* \cong 2645 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, exceeding electron mobility in bulk Si. After a polarization the surface density of Na^+ ions at the Si/SiO₂ interface exceeds $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Ions practically completely neutralized by electrons of the inversion channel. With the reduction of the temperature T within the range of 293–203 K the value μ^* increases under the law $\mu^* \propto T^{-0.82}$. The observable dependency $\mu^*(T)$, probably, is explained by combined scattering electrons on roughness of the Si/SiO₂ interface, on phonons and on interface states. An oxide depolarization returns of the magnitude μ^* to the initial value. Anomalous high values μ^* are considered either consequence rising in a surface Si-layer of strong structured strains because of an oxide polarization, or result of the phase realignment of the inversion channel area owing to hybridization of wave function of electrons, localized on Na^+ ions, with wave functions of inversion channel electrons.