

Повышение темпа и дискретизация кинетики изотермической поверхностной генерации неосновных носителей заряда в структурах металл–диэлектрик–полупроводник с планарно-неоднородным диэлектриком

© А.Г. Ждан, Е.И. Гольдман, Ю.В. Гуляев, Г.В. Чучева[¶]

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

(Получена 31 августа 2004 г. Принята к печати 7 октября 2004 г.)

Поверхностная генерация неосновных носителей заряда в кремниевых МОП структурах эффективна лишь на начальной безрекомбинационной стадии. За время $t \sim 10^{-5}$ с устанавливается квазиравновесие между центрами поверхностной генерации и зоной неосновных носителей заряда, и в отсутствие иных каналов генерации носителей равновесное состояние инверсии при 300 К установилось бы в течение $t = t_\infty > 10^3$ лет. Реально время t_∞ намного меньше вследствие рождения неравновесных носителей через центры, локализованные на гетерогранице SiO₂/Si по периферии затвора. Краевую генерацию просто имитировать в МОП структуре с единым затвором, изолированным от Si слоями окисла различной толщины. При обедняющих потенциалах затвора V_g роль периферии играет мелкая потенциальная яма под более толстым окислом, а кинетика тока генерации $I(t)$ становится необычной: на зависимостях $I(t)$ наблюдаются две дискретных ступеньки, длительность и высота которых — функции V_g . Анализ кривых $I(t)$ позволяет определять электронные характеристики поверхности Si в состояниях начального обеднения ($t = 0$) и равновесной инверсии ($t = t_\infty$), а также параметры центров поверхностной инерции, включая их энергетическое и пространственное распределения. Функционально специализированная планарная неоднородность подзатворного изолятора — перспективная основа динамических сенсоров с интегрирующими и пороговыми свойствами.

Наблюдения кинетики генерации неосновных носителей заряда (ННЗ) у поверхности полупроводника дают обширную информацию о физических свойствах гетерограницы полупроводник/диэлектрик, в частности, о темпе термогенерации ННЗ в приповерхностном слое неравновесного обеднения G — важнейшем параметре, определяющем время хранения информационного заряда в структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), функционирующих в перманентно переходном режиме [1–5].

При одновременной активности всех трех традиционно учитываемых каналов генерации ННЗ (рождение электронно-дырочных пар через пограничные состояния, глубокие приповерхностные объемные уровни в полупроводнике и термодиффузия ННЗ из его электронейтрального объема) в случае, для определенности, электронного полупроводника имеем [4,6]

$$G = G_{ss} + G_{sv} + G_{sd}, \quad G_{sv} = n_i W / 2\tau, \quad (1)$$

$$G_{sd} = D_p n_i^2 / L_p N_d,$$

где G_{ss} и G_{sv} — темпы генерации ННЗ (дырок) через пограничные состояния (ПС) и объемные уровни соответственно, G_{sd} — темп термодиффузии дырок из электронейтрального объема полупроводника, n_i — собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике, W — ширина неравновесного слоя обеднения, τ , D_p и L_p — время жизни, коэффициент диффузии и диффузионная длина дырок, N_d — концентрация донорной примеси. Следует отметить, что слагаемое $G_{sv} = n_i W / 2\tau$ является неточным. Последовательная

теория генерации ННЗ через объемные уровни, присутствующие в области пространственного заряда полупроводника (ОПЗ), подтвержденная экспериментально, дает [7,8]: $G_{sv} = N_{vg} W_g / \tau_v$, N_{vg} — концентрация объемных центров генерации, W_g — ширина зоны генерации; $W_g < W$ и уменьшается со временем наблюдения t ; τ_v — время жизни электронов на данном объемном уровне. В современных кремниевых МДП структурах этот канал генерации ННЗ практически не проявляется: объемные уровни, локализованные в ОПЗ вблизи середины щели Si либо вовсе отсутствуют, либо их концентрации достаточно низки [4,5]. В то же время диффузия ННЗ из электронейтрального объема Si становится существенной лишь при температурах $T > 373$ К [4]: соответствующая плотность тока генерации ННЗ, $j_{sd} = qG_{sd} = qD_p^{1/2} n_i^2 / (N_d \tau_p^{1/2}) \approx 1.9 \cdot 10^{-11}$ А/см², на 2–4 порядка величины ниже типичных экспериментальных значений qG q — элементарный заряд, $\tau_p \approx 10^{-6}$ с [4], $D_p \approx 12$ см²/с, $n_i = 8.34 \cdot 10^9$ см⁻³, $N_d = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $T = 293$ К). Следовательно, согласно (1) накопление дырок у неравновесно обедненной поверхности Si при $T \approx 300$ К должно определяться их генерацией через ПС, темп которой G_{ss} без учета рекомбинации в рамках статистики Шокли–Рида–Холла [9,10] описывается выражением

$$G_{ss} = \int_{E_c}^{E_v} dE N_{ss}(E) / (\tau_c + \tau_v), \quad (2)$$

где $E_c = 0$ — дно зоны проводимости, E_v — потолок валентной зоны, $E_v - E_c = E_g$ — ширина щели,

[¶] E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

$N_{ss}(E)$ — спектральная плотность пограничных состояний, $\tau_c = \tau_{c0} \exp(E/kT)$, $\tau_v = \tau_{v0} \exp[(E_g - E)/kT]$ — времена жизни электронов и дырок на ПС с энергией E , $E_c \leq E \leq E_v$, предэкспоненциальные множители τ_{c0} , τ_{v0} считаются слабо зависящими от энергии E , k — постоянная Больцмана. Учитывая, что основной вклад в генерационный поток и соответственно в интеграл (2) вносят ПС, локализованные в полосе шириной $\sim kT$ вблизи середины щели полупроводника, выражение (2) можно упростить:

$$G_{ss} \approx \pi [\exp(-E_g/2kT)] N_{ss}(E_{\text{eff}}) kT / 2\tau_{\text{eff}},$$

$$E_{\text{eff}} = E_g/2 + [kT \ln(\tau_{v0}/\tau_{c0})]/2, \quad \tau_{\text{eff}} = (\tau_{c0}\tau_{v0})^{1/2}. \quad (2a)$$

Из (2), (2a) следует: если в начальный момент времени $t = 0$ степень неравновесного обеднения поверхности полупроводника достаточно велика ($|\Psi_s|_{t=0} \approx |V_g| \gg E_g/q$, Ψ_s — поверхностный потенциал полупроводника, $V_g < 0$ — напряжение обеднения), то темп генерации G_{ss} не должен зависеть ни от t , ни от V_g .

Выражения (2), (2a) описывают лишь начальную стадию генерации при $p(t) < p^* \ll p_\infty$, т.е. в условиях, далеких от равновесия.¹ Здесь $p(t)$ и p_∞ — трехмерные концентрации дырок, накопившихся у поверхности полупроводника к моменту времени t и в равновесии соответственно, $p^* = N_v(\tau_{v0}/\tau_{c0})^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне. При $p(t) > p^*$ наступает резкое замедление темпа генерации вследствие установления квазиравновесия между электронами, захваченными на ПС, и свободными дырками у гетерограницы: поток электронов из валентной зоны на ПС (генерация дырок) и их обратный поток с ПС в валентную зону (рекомбинация дырок) практически уравниваются. Заметим, что характерная объемная концентрация дырок у поверхности полупроводника p^* мала (например, для Si при $T = 293$ К $p^* \approx n_i = 8.34 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$); ей соответствует поверхностная концентрация $p_s^* = p^* \epsilon_0 \epsilon_s kT / q^2 N_d W$, где ϵ_0 , ϵ_s — диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника. При $T = 293$ К, $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{c0} = \tau_{v0}$, $W > 10^{-4}$ см и $p_s^* \approx 10^4 \text{ см}^{-2}$. Следовательно, генерация ННЗ должна протекать главным образом в условиях квазиравновесия между электронами, захваченными на ПС, и свободными дырками у гетерограницы. В этой ситуации статистика Шокли–Рида–Холла приводит к следующему выражению для темпа генерации ННЗ через ПС [7]:

$$G_{ss} = \left\{ \exp \frac{E_g - F_p}{kT} \right\} \left\{ \int_{E_b}^{E_g - F_p} \frac{N_{ss}(E)}{\tau_{c0}} dE \right\} \times \left\{ 1 - \exp \frac{E_g - F_p - F_e - q\Psi_s}{kT} \right\}, \quad (3)$$

где F_p , F_e — энергии квазиуровней Ферми дырок и электронов на гетерогранице (квазиуровень F_e совпадает

¹ Тем не менее соотношения (2), (2a) широко используются на практике для описания процесса рождения электронно-дырочных пар вплоть до прихода МДП структур к равновесию [4,6].

с объемным уровнем Ферми F в электронейтральной области полупроводника; энергия F_p отсчитывается от потолка валентной зоны в направлении зоны проводимости), $\Psi_s = \Psi_s(t)$ — поверхностный потенциал, $E_b = F_p + kT \ln(\tau_{v0}/\tau_{c0})$ — энергия, отвечающая верхней границе зоны генерации (E_b отсчитывается от уровня $E_c = 0$ в направлении валентной зоны). В интервале энергий $E_b < E < E_g - F_p$ заполнение ПС определяется распределением Больцмана, т.е. оно пропорционально $\exp[(E - E_g + F_p)/kT]$; при $E < E_b$ заполнение ПС пренебрежимо мало, а при $E > E_g - F_p$ практически предельное. Генерация ННЗ через ПС с энергиями $E < E_b$ и $E > E_g - F_p$ неэффективна, поскольку ее энергии активации превышают величину $E_g - F_p$. Картина резкого уменьшения G_{ss} при $p > p^*$ ($p > p^*$) поясняется зонной диаграммой (рис. 1).

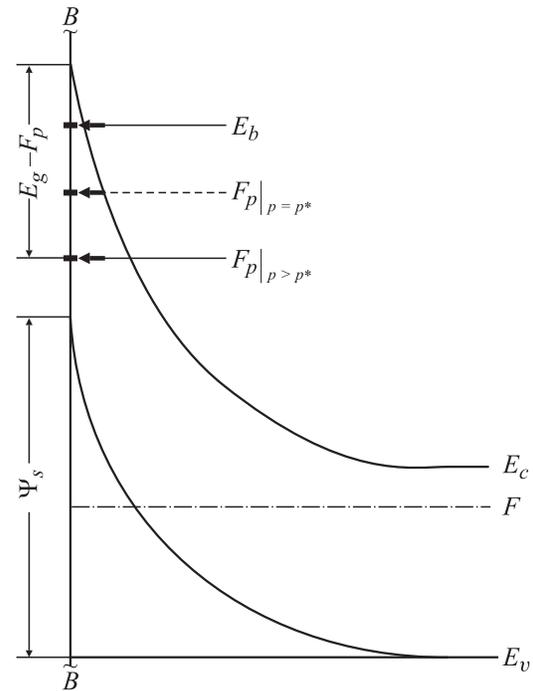


Рис. 1. Зонная диаграмма области пространственного заряда, граничащего с диэлектриком по плоскости $B-B$ электронного полупроводника, на стадии перехода от сильного неравновесного обеднения к инверсии: $p^* < p \ll p_\infty$ (p — трехмерная концентрация дырок у поверхности полупроводника). Энергия E пограничных состояний и верхняя граница зоны генерации дырок E_b отсчитываются от дна зоны проводимости E_c в сторону потолка валентной зоны E_v , а энергия квазиуровня Ферми дырок F_p — от уровня E_v в направлении зоны проводимости; F — объемный уровень Ферми. В начальный момент времени ($t = 0$, $p = 0$) при сильном обеднении поверхности полупроводника, в области $p(t) < p^*$ рождение электронно-дырочных пар описывается уравнениями (2), (2a); темп поверхностной генерации дырок G_{ss} в отражаемом диаграммой случае ($p > p^*$) следует соотношению (3); положение квазиуровня Ферми дырок $F_p|_{p=p^*}$, отвечающее началу резкого замедления G_{ss} , показано условно, так как оно достигается еще на предшествующей стадии релаксации при гораздо большем неравновесном изгибе зон.

Сравнивая (2) и (3) и полагая для оценки τ_{c0} , τ_{v0} равными, получаем

$$G_{ss}|_{p>p^*} / G_{ss}|_{p>p^*} \approx \{ \exp[(E_g/2) - F_p] / kT \} \times [kTN_{ss}(E_g/2)] / \int_{F_p}^{E_g - F_p} N_{ss}(E) dE. \quad (4)$$

Согласно (4) при достаточно больших обедняющих напряжениях, отвечающих равновесному состоянию глубокой инверсии, после накопления у гетерограницы концентрации дырок $p \gg p^*$ темп их генерации через ПС на основной стадии рождения электронно-дырочных пар ($p \gg p^*$) падает в $\sim \exp(E_g/2kT) > 10^9$ раз, так как F_p становится много меньше E_g . Поэтому при высоком уровне кремниевой технологии (объемные центры генерации в области гетерограницы неэффективны, интегральная плотность ПС $N_s \leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$, τ_{c0} , $\tau_{v0} \approx 10^{-10} \text{ с}$ [1,4]) равновесная концентрация дырок у гетерограницы SiO₂/Si при их генерации через ПС установится более чем за 10⁴ лет. Поскольку термодиффузионный канал генерации ННЗ в Si при $T \approx 300 \text{ К}$ также неэффективен, наблюдения конечных времен релаксации неравновесного состояния кремниевых МОП структур (металл–окисел–полупроводник) в области комнатных температур свидетельствуют о наличии иных каналов генерации ННЗ, не учтенных в (1). К их числу следует отнести каналы рождения электронно-дырочных пар в краевых полях различной природы [11–13]. В частности, основной канал термогенерации ННЗ может обуславливать рождение электронно-дырочных пар по периферии полевого электрода, сопровождающееся „втягиванием“ ННЗ в область сильного неравновесного обеднения, локализованную непосредственно под затвором. Подобный канал можно искусственно „усилить“, создав контакт полупроводника с планарно-неоднородным диэлектриком (рис. 2), поскольку, как следует из работы [11], наличие под затвором диэлектрической „ступеньки“ заметно уменьшает время хранения ионоформационного заряда в ячейках динамической памяти, находящихся в неравновесном состоянии сильной инверсии. Такого рода „ступеньки“ присущи современным наномасштабным электронным системам со сверхвысокой плотностью упаковки, сочетающим тонкие ($\lesssim 100 \text{ \AA}$) подзатворные слои с относительно толстой ($\gtrsim 1000 \text{ \AA}$) изоляцией элементов, межсоединений и пр.

Кинетика изотермической генерации ННЗ на периферии МДП структур, несмотря на несомненный физический интерес и реальную прикладную значимость, детально не анализировалась. Далее на примере модельной МОП структуры на основе *n*-Si со ступенчато-неоднородным диэлектриком исследуются особенности кинетики краевой генерации ННЗ и рассматриваются некоторые информационные и прикладные возможности их проявлений.

Рассмотрим процесс термогенерации дырок через ПС в такой системе при соотношении толщин подзатворного

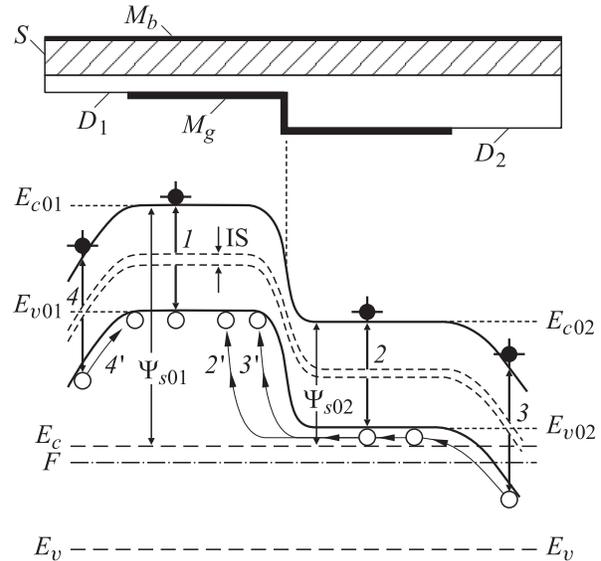


Рис. 2. Вверху — МДП структура с планарно-неоднородным диэлектриком: M_b — слой металлизации с тыльной стороны, S — полупроводник, D_1 (толщина h_1), D_2 (толщина h_2) — диэлектрик, M_g — полевой электрод. Внизу — зонная диаграмма для состояния сильного неравновесного обеднения (вид энергетических зон полупроводника со стороны его гетерограницы с диэлектриком): E_c , E_v и F — дно зоны проводимости, потолок валентной зоны и уровень Ферми в электронейтральном объеме полупроводника; E_{c01} , E_{c02} , E_{v01} , E_{v02} и Ψ_{s01} , Ψ_{s02} — положения дна зоны проводимости, потолка валентной зоны и неравновесный поверхностный потенциал полупроводника на гетерогранице под тонким и толстым диэлектриком соответственно; IS — пограничные состояния, локализованные у середины щели полупроводника; вертикальные стрелки 1, 2 — термогенерация электронно-дырочных пар под полевым электродом, 3, 4 — то же по периферии полевого электрода; рождающиеся электроны „скатываются“ в сторону электронейтрального объема полупроводника (за плоскость рисунка); дырки, генерируемые в глубокой потенциальной яме (левая область диаграммы, стрелка 1) остаются в ней, а рождающиеся по периферии затвора и под областью толстого диэлектрика (стрелки 2–4) „втягиваются“ под тонкий диэлектрик в наиболее глубокую потенциальную яму (стрелки 2'–4').

диэлектрика $h_1 \ll h_2$. Если приложить к полемому электроду напряжение $V_g < 0$, то в начальный момент времени $t = 0$ зоны в электронном полупроводнике изогнутся вверх и возникнут слои неравновесного обеднения различной ширины W : $W_1(h_1) > W_2(h_2)$. У поверхности полупроводника появятся две потенциальные ямы для дырок с различной глубиной, причем более глубокая возникнет под слоем тонкого диэлектрика. Генерация дырок через ПС будет протекать в обеих ямах, но на начальной стадии в мелкой яме накопление дырок окажется невозможным: они будут стекать в глубокую яму (см. зонную диаграмму на рис. 2, стрелки 2, 2'). Мелкие ямы возникнут также в областях склона потенциала, созданного краевыми полями затвора по его периферии. Аналогичный склон потенциала появится и в окрест-

Параметры начального и конечного состояний МОП структуры

№ кривой на рис. 3	$-V_g$, В	Тонкий окисел, $h_1 = 100 \text{ \AA}$					Толстый окисел, $h_2 = 3200 \text{ \AA}$					
		$-\Psi_{s01}$, В	W_{01} , 10^{-4} см	$-\Psi_{s\infty 1}$, В	$W_{\infty 1}$, 10^{-4} см	$(p_{s\infty 1} + N_d W_{\infty 1})$, 10^{13} см^{-2}	$-\Psi_{s02}$, В	W_{02} , 10^{-4} см	$-\Psi_{s\infty 2}$, В	$W_{\infty 2}$, 10^{-4} см	$(p_{s\infty 2} + N_d W_{\infty 2})$, 10^{11} см^{-2}	$-V_{g02}$, В
1	6.19	5.8783	1.9647	0.9315	0.7821	1.1041	2.7002	1.3316	0.7600	0.7064	3.9488	0.441
		5.9914	1.9835	0.9326	0.7826	1.1285	2.8132	1.3592	0.7621	0.7074	4.0979	0.6648
2	4.63	4.3439	1.6890	0.9140	0.7748	0.7720	1.7932	1.0851	0.7406	0.6974	2.8763	0.387
3	3.05	2.7950	1.3548	0.8859	0.7627	0.4379	1.0274	0.8214	0.7069	0.6813	1.8605	0.423
4	2.65	2.4041	1.2565	0.8761	0.7585	0.3542	0.8148	0.7315	0.6873	0.6718	1.5838	0.392
5	1.60	1.3824	0.9528	0.8251	0.7361	0.1390	—	—	—	—	—	—

ности диэлектрической ступеньки. Рождающиеся в этих областях дырки, „втягиваясь“ под полевой электрод, будут вносить определенный, дополнительный, вклад в заряд инверсионного слоя глубокой ямы (стрелки 3, 3' и 4, 4' на рис. 2). Соответствующие переходы у границы раздела тонкого и толстого диэлектрика на рис. 2 не показаны; их вклад в общий темп генерации относительно невелик ввиду малой протяженности этой границы по сравнению с периметром затвора.

Как только в глубокой яме установится квазиравновесие дырок и электронов на ПС ($t = t_1$), темп генерации G_{ss} резко упадет, но не до такого уровня, до которого он упал бы в случае однородного по толщине диэлектрика; G_{ss} останется достаточно высоким, поскольку он будет определяться темпом генерации дырок в мелкой яме, где квазиравновесие еще не наступило (свободные дырки не накопились из-за постоянного их оттока в глубокую яму). Эта ситуация будет сохраняться до гомогенизации поверхности полупроводника под общим полевым электродом ($t = t_2$), т.е. до выравнивания его поверхностного потенциала (изгиба зон) под областями тонкого и толстого диэлектрика: $\Psi_{s1}(h_1) \approx \Psi_{s2}(h_2)$. После этого ($t > t_2$) в обеих ямах установится квазиравновесие дырок и электронов на ПС, и G_{ss} должен резко снизиться до уровня, характерного для структуры с однородным диэлектриком вплоть до достижения термодинамического равновесия. Этого, однако, не произойдет, поскольку периферический краевой эффект будет поддерживать G_{ss} на достаточно высоком уровне, как и при сосуществовании мелкой и глубокой ям под полевым электродом в диапазоне времен $t < t_1$.

В данном случае ток генерации, протекающий во внешней цепи, опишет соответственно три „ступеньки“: первую — до момента прихода к квазиравновесию в глубокой яме между электронами, захваченными на ПС, и свободными дырками у гетерограницы ($0 \leq t \leq t_1$), вторую — до момента гомогенизации ($t_1 \leq t \leq t_2$) и третью — от момента t_2 до момента достижения полного равновесия ($t = t_\infty$). Третью ступеньку следует связывать с генерацией дырок в области периферии полевого электрода. В этой самой мелкой яме, всегда возникающей вследствие краевого эффекта, квазиравно-

весие между электронами на ПС и свободными дырками из-за их постоянного стекания в более глубокие ямы под затвором может быть достигнуто только после образования равновесного слоя инверсии на гетерогранице. Достаточно очевидно, что количество и длительность ступенек на кривых $I(t)$ должны зависеть как от величины V_g , так и от числа градаций толщины диэлектрика.

На рис. 3 приведены в зависимости от V_g типичные кривые кинетики генерации дырок в МОП структуре на основе n -Si с планарно-неоднородным окислом и общим затвором (рис. 2). Ток генерации $I(t)$ измерялся при 293 К в герметизированной полностью затемненной воздушной камере на цифровой автоматизированной установке [14]. Площади затвора над тонким ($h_1 = 100 \text{ \AA}$) пироженным окислом S_1 и над толстым ($h_2 = 3200 \text{ \AA}$) термическим окислом S_2 равны $4 \cdot 10^{-4}$ и $4.405 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ соответственно. В таблице представлены данные, харак-

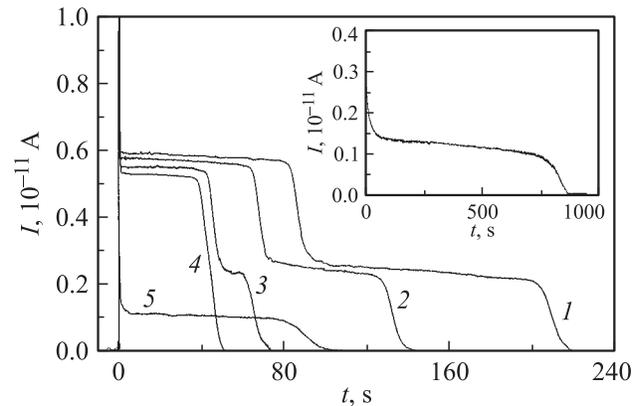


Рис. 3. Кинетика генерации дырок $I(t)$ при обедняющих напряжениях V_g на полевым электродом кремниевой МОП структуры со ступенчато-неоднородным подзатворным диэлектриком. Структура Al- n^+ -Si-SiO₂- n -Si:P-Al (SiO₂ — $h_1 = 100 \text{ \AA}$, $S_1 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$; $h_2 = 3200 \text{ \AA}$, $S_2 = 4.405 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$; n -Si:P — ориентация (100), $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). $V_g = -6.19$ (1), -4.63 (2), -3.05 (3), -2.65 (4), -1.60 (5). На вставке — кинетика тока генерации дырок в МОП структуре на основе n -Si с однородным по толщине окислом ($h = 90 \text{ \AA}$); площадь затвора $S = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, напряжение обеднения $V_g = -3$ В.

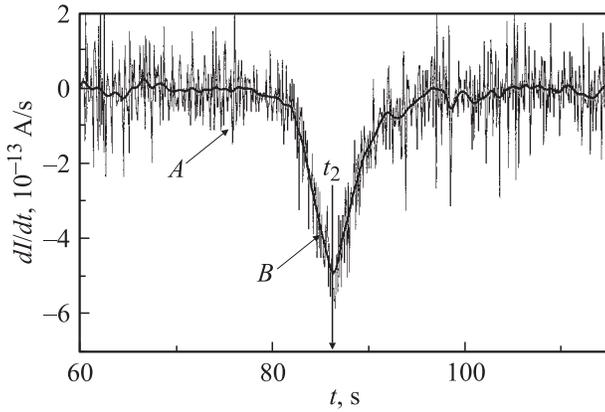


Рис. 4. Определение момента выравнивания поверхностных потенциалов Si в глубокой и мелкой ямах МОП структуры (момента гомогенизации $t = t_2$) по зависимости от времени t производной тока генерации дырок $dI(t)/dt$. *A* — результат численного дифференцирования кривой I на рис. 3, *B* — производная $dI(t)/dt$, построенная по адаптивному алгоритму, развитому на основе метода регуляризации А.Н. Тихонова [16,17]. Вертикальной стрелкой отмечена точка $t = t_2$.

теризующие начальные ($t = 0$, индекс 0) и конечные, равновесные ($t = t_\infty$, $I(t_\infty) = 0$, индекс ∞) состояния МОП структуры под тонким (индекс 1) и толстым (индекс 2) окислами. Расчеты проведены на основе зависимости ширины ОПЗ полупроводника W от толщины диэлектрика h , V_g , p_s и t

$$W = \left[-\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{qN_d}(V_g + V_{g0}) - \frac{2h\varepsilon_s}{\varepsilon_i N_d} p_s(t) + \left(\frac{h\varepsilon_s}{\varepsilon_i} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{h\varepsilon_s}{\varepsilon_i}, \quad (5)$$

а также соотношения между равновесной плотностью поверхностного заряда $p_{s\infty} + N_d W_\infty$ и равновесным поверхностным потенциалом $\Psi_{s\infty}$ [15]

$$p_{s\infty}(V_g) + N_d W_\infty(V_g) = \frac{\sqrt{2}\varepsilon_0\varepsilon_s kT}{qL_n} \left[e^{q\Psi_{s\infty}/kT} - \frac{q\Psi_{s\infty}}{kT} - 1 + \left(\frac{n_i}{N_d} \right)^2 \left(e^{-q\Psi_{s\infty}/kT} + \frac{q\Psi_{s\infty}}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Формула (5) — результат решения системы уравнений, связывающих при $V_g < 0$ поле в окисле с поверхностным зарядом,

$$\begin{aligned} V_i(t)/h &= [V_g - \Psi_s(t) + V_{g0}]/h \\ &= -q[p_s(t) + N_d W(t)]/\varepsilon_0\varepsilon_s, \end{aligned} \quad (7)$$

и W с поверхностным потенциалом полупроводника Ψ_s ,

$$\Psi_s(t, V_g) = -qN_d W^2(t, V_g)/2\varepsilon_0\varepsilon_s. \quad (8)$$

Здесь $L_n = (\varepsilon_0\varepsilon_s kT/qN_d)^{1/2}$ — дебаевская длина, V_i — падение напряжения на окисле, ε_i — диэлектрическая

проницаемость окисла; поверхностный потенциал Ψ_s , выраженный в вольтах, отсчитывается от дна зоны проводимости в электронейтральном объеме Si, $\Psi_s < 0$ в состояниях обеднения и инверсии; V_{g0} — напряжение „плоских зон“, обусловленное контактной разностью потенциалов затвор/полупроводник и фиксированным зарядом в окисле. Для последующих расчетов уравнение (7) удобно представить в виде

$$p_s(t) + N_d W(t) = (\varepsilon_0\varepsilon_i/qh)[-V_g + \Psi_s(t) - V_{g0}]. \quad (9)$$

Вначале рассчитывается величина V_{g01} . Интегрирование кривой I (рис. 3, $V_g = -6.19$ В) в пределах $0 \leq t \leq t_\infty$ определяет равновесный поверхностный заряд в МОП структуре $Q_{s\infty}(V_g)$. Опуская малую поправку к току генерации $I(t)$, связанную с изменением в процессе релаксации плотности ионизованных доноров в ОПЗ $N_d \Delta W$, и пренебрегая равновесным поверхностным зарядом под толстым окислом $Q_{s\infty 2}$, полагаем² $Q_{s\infty} \approx Q_{s\infty 1}$ и $p_{s\infty 1} + N_d W_{\infty 1} = (qS_1)^{-1} Q_{s\infty}$. Подставляя $(qS_1)^{-1} Q_{s\infty}$ в левую часть (6), вычисляем $\Psi_{s\infty 1}$, а затем на основании соответственно (7) и (8) — $V_{g01} = 0.129$ В и $W_{\infty 1}$. С данным V_{g01} при $p_s = 0$ из (5) определяется W_{01} и из (8) Ψ_{s01} . При известном V_{g01} процедура расчетов для кривых 2–5 упрощается. Значения $(qS_1)^{-1} Q_{s\infty}(V_g)$ находятся аналогичным образом — интегрированием тока $I(t)$; $\Psi_{s\infty 1}(V_g)$ и $W_{\infty 1}(V_g)$ определяются по уравнениям (9) и (8), $W_{01}(V_g)$ — согласно (5) при $p_{s1} = 0$, а $\Psi_{s01}(V_g)$ — также согласно (8).

В моменты гомогенизации обеих частей МОП структуры ($t = t_2(V_g)$, $t_2(V_g)$ — времена окончания первых широких ступенек на кривых $I(t)$ 1–4), поскольку плотность дырок в мелкой яме еще пренебрежимо мала, $\Psi_{s1}(V_g, t_2) \approx \Psi_{s02}(V_g)$, $W_1(V_g, t_2) \approx W_{02}(V_g)$. Точки t_2 определялись по положениям минимумов производных dI/dt на шкале t , полученных численным дифференцированием кривых 1–4 на рис. 3 (см. рис. 4). Поверхностный заряд в глубокой яме в момент времени $t = t_2$ $Q_{s1}(t_2) < Q_{s\infty 1}(t_\infty) \approx Q_{s\infty}$, и пренебрежение уменьшением ширины ОПЗ под тонким окислом может оказаться неоправданным.³ На отрезке $0 \leq t \leq t_2$ изменение плотности заряда в слое инверсии $\Delta Q_{s1}(t_2, V_g) = qS_1\{p_{s1}(t_2, V_g) - N_d[W_{01}(V_g) - W_1(t_2, V_g)]\}$ равно интегралу от тока генерации $I(t)$, взятому на

² Изменение плотности ионизованных доноров $N_d \Delta W = N_d[W_{01} - W_1(t)]$. При $t = t_\infty$ $\Delta W = W_{01} - W_{\infty 1}$ и в состоянии сильной инверсии $p_{s\infty 1} + N_d W_{\infty 1} \gg N_d \Delta W|_{t=t_\infty}$. При этом отношение поверхностных зарядов под тонким и толстым окислами $Q_{s\infty 1}/Q_{s\infty 2} \leq C_{i1}/C_{i2} = S_1 h_2/S_2 h_1 = 32$ ($S_1 \approx S_2$), т.е. $Q_{s\infty 1} \gg Q_{s\infty 2}$; C_{i1} и C_{i2} — „емкости“ тонкого и толстого окислов.

³ Под толстым окислом в области $0 \leq t \leq t_2$ заряд слоя обеднения полупроводника не изменяется вплоть до гомогенизации поверхностного потенциала обеих частей структуры из-за постоянного оттока дырок в глубокую яму, так что $W_2(t, V_g) = W_{02}(V_g) = \text{const}$, $p_{s2}(V_g)|_{t=0} = p_{s2}(V_g)|_{t=t_2} = 0$.

этом отрезке, или

$$p_{s1}(t_2, V_g) + N_d W_1(t_2, V_g) = (qS_1)^{-1} \int_0^{t_2} I(t, V_g) dt + N_d W_{01}(V_g). \quad (10)$$

Значения $W_{01}(V_g)$ суммированы в таблице. Интегрируя кривые 1–4 (рис. 3) в пределах $0 \leq t \leq t_2$ и вводя в результаты интегрирования соответствующие (10) поправки, находим значения $p_{s1}(t_2, V_g) + N_d W_1(t_2, V_g)$. Подставляя их и $V_{g01} = 0.129$ В в (9), рассчитываем $\Psi_{s1}(t_2, V_g) \approx \Psi_{s02}(V_g)$, а затем по (8) определяем $W_1(t_2, V_g) \approx W_{02}(V_g)$. Теперь уравнение (9) при $h = h_2$, $p_{s2} = 0$ позволяет вычислить $V_{g02}(V_g)$. Значения V_{g02} и V_{g01} различны, что, вообще говоря, не является неожиданным, если учесть различие свойств контакта Si с тонким и толстым окислами. После подстановки V_{g02} в трансцендентное уравнение, получающееся в результате приравнивания правых частей (9) и (6), рассчитываются $\Psi_{s\infty 2}(V_g)$ и $p_{s\infty 2}(V_g) + N_d W_{\infty 2}(V_g)$, а затем, в соответствии с (8), $W_{\infty 2}(V_g)$. Аналогичный анализ состояний структуры под толстым окислом по кривой 5 невозможен ввиду отсутствия на ней гомогенизационного перехода, обеспечивающего независимое определение значений Ψ_{s02} , W_{02} и V_{g02} , необходимых для расчета $\Psi_{s\infty 2}$, $W_{\infty 2}$ и $Q_{s\infty 2}$ по уравнениям (5)–(10).

Экспериментальные данные, представленные на рис. 3 и в таблице, в общем хорошо согласуются с рассмотренными закономерностями. При напряжениях $|V_g| > 2.65$ В ток $I(t)$ описывает две ступеньки, причем первая из них более пологая. С понижением $|V_g|$ высота обеих ступенек уменьшается, а их протяженность сокращается, т.е. время установления равновесного состояния инверсии t_∞ уменьшается. После установления этого состояния в окрестности диэлектрической ступеньки вдоль поверхности полупроводника возникает своеобразная „контактная“ разность потенциалов $\Delta V_\infty = \Psi_{s\infty 1} - \Psi_{s\infty 2}$, обусловленная различием положений потолка валентной зоны относительно уровня Ферми на поверхности Si. В условиях данного эксперимента величина ΔV_∞ слабо зависит от V_g и составляет ~ 0.18 В.

Ожидавшаяся в диапазоне $0 \leq t \leq t_1$ „нулевая“ ступенька в данном масштабе времен ненаблюдаема: по порядку величины время ее окончания $t_1 \sim t_2 p_s^* / p_{s1}(t_2)$, где t_2 , как и раньше, — время гомогенизации МОП структуры; $t_2 \sim 10^2$ с (см. рис. 3), $p_s^* / p_{s1}(t_2) < 10^{-7}$ ($p_s^* \sim 10^4$ см $^{-2}$, $p_{s1} > 10^{11}$ см $^{-2}$), и тогда $t_1 < 10^{-5}$ с. Между тем, если бы на гетерогранице тонкого окисла с Si присутствовали центры захвата дырок с некоторой плотностью N_{s0} , то начальная фаза генерации стала бы более продолжительной, так как локализованные ННЗ, в отличие от свободных, при $V_g = \text{const}$ не рекомбинируют. В этой ситуации время окончания „нулевой“ ступеньки t_1 было бы приблизительно равно времени t'

предельного заполнения всех таких центров. Считая в области $0 \leq t \leq t'$ плотности тока генерации в глубокой яме, $(I_0 - I_2)/S_1$, и в мелкой яме, $(I_2 - I_3)/S_2$, одинаковыми, находим высоту и продолжительность „нулевой“ ступеньки: $I_0 = (1 + S_1/S_2)I_2 - S_1I_3/S_2$ и $t' = qS_1N_{s0}/I_0$ (I_2, I_3 — средние значения тока на первой и второй наблюдаемых ступеньках). При $S_1 \approx S_2$ и $N_{s0} = 10^{11}$ см $^{-2}$, например, для кривой 1 на рис. 3 имеем: $I_0 \approx 9 \cdot 10^{-12}$ А, $t' \approx 0.7$ с. Аналогичный расчет для кривой 5 на рис. 3 (мелкая яма неактивна) дает: $I_0 \approx 4 \cdot 10^{-12}$ А, $t' \approx 1.6$ с. Измерительная система позволяет разрешать интервалы времени $\Delta t \approx 0.1$ с, но при таком временном разрешении „нулевая“ ступенька ни на одной из кривых $I(t)$ не проявляется. Это означает, что $N_{s0} < 10^{11}$ см $^{-2}$ и что при $p_{s\infty} \gg 10^{11}$ см $^{-2}$ дырки в равновесном инверсионном слое глубокой ямы ($h = h_1$) являются в основном свободными. Условие $p_{s\infty 1} \gg 10^{11}$ см $^{-2}$ выполняется для глубокой ямы при всех значениях V_g (см. таблицу).

Важно заметить, что плотность дырок, перетекших к моменту гомогенизации $t = t_2$ из мелкой ямы в глубокую, $\Delta p_{s1}(t_2) \approx (qS_1)^{-1}(I_2 - I_3)t_2 \gg p_{s\infty 2}$, $p_{s\infty 2}$ — их равновесная плотность в мелкой яме. В частности, в случае кривой 1 $\Delta p_{s1}(t_2) \approx 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2} \gg p_{s\infty 2} \approx 2.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Это указывает на несущественность проявления захвата дырок в кинетике тока генерации, так как реальная плотность центров захвата может быть только меньше $p_{s\infty 2}$. Более того, известно, что в хорошо изготовленных кремниевых МОП структурах в среднем плотность ПС $N_s \ll 10^{11}$ см $^{-2}$ [4].

Зависимость тока от V_g и пологость ступенек, не характерные для генерации ННЗ через ПС в однородных МДП структурах, непосредственно свидетельствуют об активности периферического (краевого) канала генерации: по мере накопления дырок под полевым электродом сокращается ширина периферической, самой мелкой, ямы и скорость генерации ННЗ падает; напротив, с ростом $|V_g|$ ширина этой ямы увеличивается, зона генерации расширяется и ток возрастает.

В области $|V_g| < 2.65$ В с уменьшением $|V_g|$ уровень тока генерации последовательно снижается, и зависимости $I(t)$ описывают единственную ступеньку (рис. 3, кривая 5). Ее следует связывать с рождением дырок только по периферии затвора под тонким окислом ($S = S_1$), т.е. исключительно с краевым эффектом. Этот вывод подтверждает аналогичная кривой 5 зависимость $I(t)$, полученная для МОП структуры на основе n -Si с однородным по толщине диэлектриком (рис. 3, вставка). Применяя к этой зависимости рассмотренный алгоритм расчетов, находим: $\Psi_{s0} = -1.5$ В, $W_0 = 1.51 \cdot 10^{-4}$ см, $\Psi_{s\infty} = 0.883$ В, $W_\infty = 0.762 \cdot 10^{-4}$ см, $p_{s\infty} + N_d W_\infty = 4.26 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, $V_{g0} = 0.27$ В. В обоих случаях, т.е. при малых обедняющих напряжениях, область начального перехода к медленной стадии генерации ННЗ оказывается значительно шире, чем на кривых 1–4. По-видимому, эта область — не что иное, как еще быстро затухающая

начальная стадия генерации, описываемой уравнением (3). В условиях сильного начального обеднения эта стадия маскируется высоким уровнем тока генерации, обусловленным существованием мелкой ямы, площадь которой много больше площади периферической зоны генерации.

Подчеркнем, что при больших значениях $|V_g|$ (рис. 3, кривые 1–4) мелкая яма фактически имитирует периферию структуры, но в иных условиях: геометрические размеры мелкой ямы не изменяются и вплоть до момента гомогенизации обеих частей объекта ($t \approx t_2$) темп рождения электронно-дырочных пар G_{ss} через ПС на гетерогранице Si с толстым окислом остается постоянным. Другими словами, дырки в мелкой яме рождаются в безрекомбинационном режиме, описываемом соотношениями (2), (2а). Соответствующий ток генерации, очевидно, равен разности высот первой и второй ступенек, наблюдаемых на кривых $I(t)$: $\Delta I = I_2 - I_3 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ А (рис. 3, кривая 1). Следуя (2а), имеем $\Delta I = qS_2 G_{ss} = (\pi/2)qS_2 \times [\exp(-E_g/2kT)]N_{ss}^*kT/\tau_{eff}$, $N_{ss}^* \equiv N_{ss}(E_g/2)$, что позволяет достаточно строго рассчитать величину отношения N_{ss}^*/τ_{eff} : $N_{ss}^*/\tau_{eff} = 4.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $G_{ss} = \Delta I/qS_2 = 4.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($T = 293$ К, $E_g = 1.12$ эВ, $S_2 = 4.405 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$). Плотность ПС у середины щели Si (N_{ss}^*) достаточно точно определяется посредством равновесной емкостной спектроскопии [2,3,18]. По квазистатическим вольт-фарадным характеристикам⁴ исследовавшейся структуры было найдено $N_{ss}^* = 6.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, и тогда $\tau_{eff}[v_T \sigma_{eff}(N_c N_v)^{1/2}]^{-1} = 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ (v_T — тепловая скорость ННЗ, σ_{eff} — эффективное сечение захвата поверхностными центрами генерации); при $v_T = 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $(N_c N_v)^{1/2} = 1.72 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($T = 293$ К) получаем $\sigma_{eff} = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Приведенные значения N_{ss}^* , τ_{eff} , σ_{eff} и G_{ss} очень хорошо согласуются с литературными данными [1–4,11].

Выше было показано, что при переходе к квазиравновесному режиму генерации (см. (3)) G_{ss} падает в $\exp(E_g/2kT)$ раз. Следовательно, в отсутствие периферического канала рождения дырок после гомогенизации структуры величина $G_{ss} = 4.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ должна была бы упасть до уровня $\tilde{G}_{ss} = 4.25 \cdot 10^{10} / \exp(E_g/2kT) = 9.9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а равновесный инверсионный слой даже в мелкой яме при $V_g = -6.19$ В образовался бы за $(p_{s\infty 2} + N_d W_{\infty 2})/G_{ss} \approx 1280$ лет; $p_{s\infty 2} + N_d W_{\infty 2} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В расчетах, относящихся к части структуры под тонким окислом, при переходе от обеднения ($t = 0$) к инверсии ($t = t_{\infty}$) не учитывались изменения плотности ионизованных доноров в глубокой яме $N_d(W_{01} - W_{\infty 1})$ и поверхностного заряда в мелкой яме $q[p_{s\infty 2} + N_d(W_{02} - W_{\infty 2})]$. С учетом этих факторов при

⁴ Измерения проводились при линейном во времени изменении потенциала затвора от величины, отвечающей глубокой инверсии поверхности Si ($V_g < 0$), до величины, отвечающей ее сильному обогащению ($V_g > 0$).

$V_g = \text{const}$ плотность зарядов в равновесном слое инверсии под тонким окислом $(qS_1)^{-1}Q_{s\infty 1}(V_g)$ равна

$$p_{s\infty 1} + N_d W_{\infty 1} = (qS_1)^{-1} \int_0^{t_{\infty}} I(t) dt + N_d(W_{01} + W_{02}S_2/S_1) - (p_{s\infty 2} + N_d W_{\infty 2})S_2/S_1. \quad (11)$$

Поправки к исходным данным в соответствии с (11) можно ввести посредством итераций. Рассмотрим их результаты на примере кривой 1 (рис. 3). Табличные значения параметров будем считать нулевым приближением. Тогда, подставляя их в уравнение (11), находим в первом приближении величину $p_{s\infty 1}^{(1)} + N_d W_{\infty 1}^{(1)} = 1.1302 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, с которой воспроизводится весь соответствующий алгоритм расчетов. Результаты первого приближения вновь подставляются в (11) и т.д. Итерации быстро сходятся, и уже третье приближение в среднем отличается от второго не более чем на 0.01%. Максимальной коррекции подвергаются значения V_{g01} и в меньшей степени V_{g02} : $V_{g01}^{(0)} = 0.129$ В, $V_{g01}^{(3)} = 1.4286 \cdot 10^{-2}$ В; $V_{g02}^{(0)} = -0.441$ В, $V_{g02}^{(3)} = -0.6648$ В. Итоги третьего приближения иллюстрируют нижние значения в первой строке таблицы; сопоставление приведенных в этой строке данных позволяет согласовать точность и задачи эксперимента.

Таким образом, наблюдения генерации ННЗ в МДП структурах с планарно-неоднородным диэлектриком, с одной стороны, демонстрируют необычную, дискретизированную, кинетику тока, а с другой стороны, позволяют на базе простых и экспрессных измерений точно и детально охарактеризовать приповерхностные области полупроводника под толстым и тонким изолятором в состояниях неравновесного обеднения и инверсии, найти напряжения „плоских зон“ $V_{FB} \equiv V_{g01}, V_{g02}$, а также оценить параметры центров и темпы реальной и „виртуальной“ поверхностной генерации. По кинетике тока генерации $I(t)$ на основании уравнений (5), (7)–(9) несложно восстановить кинетику релаксации поверхностного потенциала $\Psi_s(t)$ и ширины ОПЗ $W(t)$ полупроводника, в принципе отражающую энергетические распределения ПС, центров генерации ННЗ и профили легирования. Зависимости $I(t)$ для МДП структур с диэлектриком, содержащим множественные регулярные планарные неоднородности, должны обнаруживать упорядоченную „лестницу“ ступенек тока числом $n + 1$ (если не учитывать нулевую „быструю“ ступеньку), где n — количество градаций толщины диэлектрика. Параметрами такой „лестницы“ можно управлять, варьируя высоту и (или) ширину диэлектрических ступенек, а также их число. Последовательное смещение со временем зоны генерационной активности в направлении от самой глубокой ямы (наиболее тонкий изолятор) к самой мелкой обеспечивает возможность зондирования планарного распределения широкого набора электронных характеристик гетерограницы, определяемых в рамках

данного подхода, в том числе неоднородностей, стимулирующих рождение электронно-дырочных пар [8,12].

Темп краевой генерации ННЗ подвержен сильному воздействию различного рода внешних факторов: света, состава окружающей среды, радиационного фона и др. Например, даже рассеянное дневное освещение повышает скорость рождения электронно-дырочных пар в десятки тысяч раз. Данные обстоятельства можно использовать для создания широкой гаммы высокочувствительных сенсорных устройств, в частности, газовых сенсоров, основанных на принципе контроля скорости краевой генерации ННЗ. При этом технологически неопределенную генерационную активность периферической зоны целесообразно подавлять сильным легированием полупроводника основной примесью вдоль периметра полевого электрода, заменив ее всесторонне контролируемым генерационно-активным эквивалентом — мелкой ямой, конструктивные особенности которой должны отвечать природе ожидаемого физического сигнала. Подобным структурам внутренне присуще практически важная особенность — способность интегрировать внешнее возбуждение, придающая им пороговые свойства. Наконец, из проведенного анализа следует, что в высококачественных МОП структурах с подавленным каналом периферической генерации ННЗ состояние неравновесного обеднения может быть весьма долгоживущим, т.е. подобные структуры представляются перспективными элементами систем хранения информации.

Авторы признательны Н.Ф. Кухарской, В.Г. Нарышкиной и Е.Л. Новиковой за помощь в обработке результатов экспериментов.

Список литературы

- [1] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978).
- [2] Е.Н. Nicollian, I.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., John Willey @ Sons, 1982).
- [3] *Технология СБИС*, под ред. С. Зи (М., Мир, 1986) т. 2.
- [4] *Приборы с зарядовой связью*, под ред. М. Хоувза, Д. Моргана (М., Энергоиздат, 1981).
- [5] W.D. Brown, J.E. Brewer. *Nonvolatile Semiconductor Memory Technology* (N.Y., IEEE Press, 1998).
- [6] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [7] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. *Микроэлектроника*, **23**, 3 (1994).
- [8] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. *ФТП*, **26**, 2048 (1992).
- [9] W. Schokly, W. Read. *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
- [10] R. Hall. *Phys. Rev.*, **87**, 387 (1952).
- [11] В.А. Гергель, В.А. Зимогляд, Н.В. Жуков, В.В. Ракитин. *Микроэлектроника*, **17**, 406 (1968).
- [12] Е.И. Гольдман. *ФТП*, **27**, 269 (1993).
- [13] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. *Письма ЖЭТФ*, **57**, 783 (1993).
- [14] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. *ПТЭ*, № 6, 677 (1997).
- [15] C.G.B. Garrett, W.H. Brattain. *Phys. Rev.*, **99**, 376 (1955).
- [16] Е.И. Гольдман, В.А. Иванов. *Препринт ИРЭ РАН № 22 [551]* (М., 1990).
- [17] Ю.В. Гуляев, А.Г. Ждан, В.Г. Приходько. *Препринт ИРЭ РАН № 46 [418]* (М., 1984).
- [18] А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Г.В. Чучева. *ПТЭ*, № 2, 120 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

The increase in the rate and the discretization of kinetics of a minority charge carrier isothermal surface generation in metal-insulator-semiconductor structures with a planar-inhomogeneous insulator

A.G. Zhdan, E.I. Goldman, Yu.V. Gulyaev, G.V. Chucheva

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

Abstract The surface generation (SG) of a minority charge carriers (MCC) in Si-MOS-structures is efficient only at an initial recombinationless stage. The quasi-equilibrium between the SG centers and MCC zone is established for time $t \sim 10^{-5}$ s, and the SG falls in $\exp(E_g/2kT) \approx 5 \cdot 10^9$ once, i.e. in absence other channels of the MCC generation the equilibrium state of inversion was placed during $t = t_\infty > 10^3$ years under 300 K. The real time t_∞ is much less in consequence of MCC birth through the SG centers, localized on the SiO₂/Si interface on gate peripheries. The edge generation is simply to imitate in Si-MOS-structures with united gate, insulated from Si layer oxide of different thickness. Under gate depleting potential V_g the small potential well under more thick oxide plays role of periphery, but kinetics of the generation current $I(t)$ becomes unusual: on dependencies $I(t)$ two discrete steps are observed, the duration and the height of steps are functions of V_g . The analysis of time dependencies I allows to define electronic characteristics of the Si surface in conditions of the initial depletion ($t = 0$) and the equilibrium inversion ($t = t_\infty$), as well as parameters of SG centers, including their energy and spatial distributions. The functionally specialized planar inhomogeneous of a gate insulator is a perspective base for dynamic sensors with integrating and threshold properties.