

Генерация неосновных носителей заряда у поверхности полупроводника при ионной термодеполяризации структур металл–диэлектрик–полупроводник

© Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Г.В. Чучева

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Москва

(Получена 22 апреля 1999 г. Принята к печати 12 июля 1999 г.)

Численно проанализированы релаксационные сигналы — температурные зависимости тока $J(T)$ и высокочастотной емкости $C(T)$, — возникающие при термостимулированной деполяризации МДП структуры. Учтены как опустошение ионных ловушек, локализованных у границы раздела диэлектрик–полупроводник, так и генерация неосновных носителей заряда через объемный центр в полупроводнике глубиной E_D .

Изменение ширины области пространственного заряда (ОПЗ) у поверхности полупроводника в процессе термостимулированной ионной деполяризации (ТСД) структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) существенно влияет на форму пиков тока, протекающего в ее внешней цепи, и соответственно на подход к интерпретации результатов опытов [1]. Рассмотренная в [1] ситуация отвечала случаю, когда при индуцируемом термостимулированным смещением положительных ионов в диэлектрике сдвиге поверхностного потенциала полупроводника (от состояния обогащения к состоянию инверсии) термодинамическое равновесие в ОПЗ не нарушается. Тем самым за пределами внимания [1] оказалась широкая гамма явлений, определяющих динамику электронных и электронно-ионных процессов на межфазной границе раздела (ГР) диэлектрик–полупроводник, в частности процессов ионно-электронного взаимодействия, проявляющегося, например, в радикальном влиянии ионов, ”прижатых” поляризующим полем к ГР SiO_2/Si , на кинетику термостимулированной генерации неосновных носителей заряда (ННЗ) у поверхности кремния [2]. Скорость формирования поверхностного канала инверсии весьма критически зависит от физико-химических свойств межфазной границы (электрической неоднородности, плотности локализованных электронных состояний на поверхности и в ОПЗ полупроводника и т.д. [3–6]), поэтому именно наблюдения кинетики генерации ННЗ при ТСД МДП структур обеспечивают наивысшую чувствительность к изменениям электронных характеристик ГР, обусловленным как непосредственным воздействием ионов, так и протекающими на ней электронно-ионными реакциями [2,7–11]. Это открывает новые возможности развития эффективных методов исследования процессов ионного транспорта в диэлектрических слоях на поверхности полупроводников, диагностики качества ГР полупроводник–диэлектрик, контроля уровня ионных загрязнений диэлектрика и их влияния на генерацию ННЗ.

Качественные и количественные проявления электронно-ионных реакций (эффектов нейтрализации ионов) и ионных ловушек в характеристиках ТСД МДП струк-

тур рассматривались в [12]. Хотя при этом генерация ННЗ и учитывалась, однако воздействие на нее ионов целенаправленно не изучалось. В данной связи на основе системы уравнений, сформулированной в [12], проведем численный анализ релаксационных сигналов — температурных зависимостей тока $J(T)$ и высокочастотной емкости $C(T)$ МДП структуры при ТСД в условиях, когда нейтрализация ионов не существенна, а пик термостимулированной генерации ННЗ предшествует пику тока ТСД. Интерес к такой задаче вызывается рядом обстоятельств. Во-первых, нейтрализация ионного заряда у ГР не достигает 100%: по данным [10,11] доля несвязанных ионов составляет 5–20% от общего числа частиц (ионов и нейтральных ассоциатов (НА) ион + электрон); во-вторых, нейтрализация в принципе невозможна, если локализованные состояния, образуемые ионами данного сорта и их диэлектрическим окружением, оказываются над уровнем Ферми полупроводника, т.е. сродством к электрону, обуславливающим нейтрализацию, обладают положительные ионы отнюдь не любой природы [13]; в-третьих, вероятность туннельных электронных переходов НА — валентная зона может оказаться достаточно малой, и тогда генерация ННЗ будет протекать после термораспада НА и появления у ГР положительных ионов, могущих влиять на процесс рождения электронно-дырочных пар; наконец, противоположный случай (пик тока ТСД предшествует пику генерации ННЗ) исключает возможность исследований воздействия ионов на процесс генерации.

Следуя [12], будем считать, что в диэлектрическом слое на поверхности электронного полупроводника присутствовали подвижные, для определенности, положительные однократно заряженные ионы и что все они в поляризующих полях в равновесных условиях сосредоточены у ГР диэлектрик–полупроводник и захвачены исходно нейтральными моноэнергетическими ионными ловушками с энергией активации E_i . Если начальная поверхностная плотность ионов достаточно велика, то, очевидно, поверхность полупроводника будет находиться в состоянии сильного равновесного обогащения. Включение деполяризующего поля нарушает равновесие в си-

стеме и появляются возможности термогенерации ННЗ и ухода ионов от ГР. Пусть исходная (начальная) температура образца T_0 низка ($kT \ll E_i, E_D$; k — постоянная Больцмана, E_D — энергия активации генерации дырок через объемный центр в полупроводнике с концентрацией N_D), поверхностная плотность захваченных ионов N_i значительно меньше плотности ионных ловушек, деполяризующее поле приводит к обеднению поверхности полупроводника электронами, а время пролета ионов через диэлектрический слой мало по сравнению с временами их жизни на ловушках и захвата на них (последние значения заведомо выполняются в относительно сильных деполяризующих полях). В этой ситуации состояние неравновесного обеднения и ионный заряд, локализованный на ловушках, могут сохраняться в течение весьма длительного времени; релаксация неравновесного состояния МДП структуры будет лимитироваться скоростями генерации ННЗ (дырок) и освобождения ионов из ловушек. При этих условиях система уравнений [12], описывающих кинетику релаксации, упрощается и принимает вид

$$\frac{dN_i}{dt} = -\frac{N_i}{\tau_i} \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad (1)$$

$$\frac{dp_s}{dt} = \frac{N_D(z_2 - z_1)}{\tau_{DC}} e^{-\frac{E_D}{kT}} \left[1 - \frac{N_d p}{N_C N_V} e^{\frac{E_g - U}{kT}} \right], \quad (2)$$

где p_s — поверхностная плотность дырок, N_D и p — объемные концентрации доноров в полупроводнике и дырок непосредственно на его границе с диэлектриком; t — время; E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, U — поверхностный изгиб зон в полупроводнике в состоянии обеднения (инверсии); τ_i^{-1} , τ_{DC}^{-1} — частотные факторы вероятностей опустошения ионных ловушек и электронных переходов с объемного центра генерации дырок в зону проводимости полупроводника; z_1, z_2 — координаты области объемной генерации дырок в поверхностном слое обеднения полупроводника шириной W . В соответствии с [14,15] z_1, z_2 определяются из соотношений

$$\frac{U}{kT} = \frac{(W - z_1)^2}{2L_d^2} + \ln \left(\frac{p e^{\frac{E_g - E_D}{kT}}}{N_V} + 1 \right),$$

$$\frac{(W - z_2)^2}{2L_d^2} = \left(\frac{E_g - E_D - F}{kT} \right) + \ln \theta, \quad (3)$$

где $L_d = (\varkappa_s kT / 4\pi q^2 N_d)^{1/2}$ — длина Дебая, \varkappa_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, q — элементарный заряд, $F = kT \ln(N_C / N_d)$ — энергия Ферми в объеме полупроводника, $\theta = \tau_{DV} / \tau_{DC}$, τ_{DV}^{-1} — частотный фактор вероятности электронных переходов из валентной зоны полупроводника на объемный центр генерации дырок. Связь между p , p_s , W и U находится на эмпирической аппроксимации выражаемого в квадратурах решения уравнения Пуассона [14,15]:

$$p = 2\pi q^2 / (\varkappa_s kT) (p_s^2 + 2p_s N_d W),$$

$$\frac{U}{kT} = \frac{W^2}{2L_d^2} + 2 \ln \left(\frac{p_s}{N_d W} + 1 \right). \quad (4)$$

Система (1)–(4) замыкается уравнением электронейтральности:

$$qV_g = U + 4\pi q^2 h / \varkappa_i (N_i + p_s + N_d W), \quad (5)$$

в котором $V_g = \text{const}$ — потенциал полевого электрода, h и \varkappa_i — толщина и электрическая проницаемость изолирующего слоя. Условие $V_g = \text{const}$ — принципиально при генерации ННЗ в режиме сильного неравновесного обеднения, поскольку при поддержании постоянной высокочастотной емкости МДП структуры (т. е. при $W = \text{const}$) невозможно прийти к равновесному состоянию системы [14–16].

Релаксационные сигналы J и C определяются выражениями

$$J = \frac{qN_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\tau_i} + q \frac{d}{dt} (N_i + p_s + N_d W);$$

$$C^{-1} = C_i^{-1} + C_s^{-1}, \quad C_i = \varkappa_i / (4\pi h), \quad C_s = \varkappa_s / (4\pi W). \quad (6)$$

Проанализируем зависимости плотности тока $J(T, U)$ и удельной высокочастотной емкости МДП структуры $C(T, U)$ для режима линейной температурной развертки (режим ТСД: $T = T_0 + \beta t$, $d/dt \rightarrow \beta d/dT$, $\beta = \text{const}$ — скорость нагрева), полученные путем численного решения системы уравнений (1)–(6) для Si — МОП структуры с типичными принятыми ранее [12] параметрами: $h = 1 \cdot 10^{-5}$ см, $\varkappa_i = 3.9$, $N_d = 10^{15}$ см $^{-3}$, $\varkappa_s = 11.9$, $E_g = 1.12$, $E_i = 0.98$, $E_D = 0.79$ эВ, $N_D = 2.8 \cdot 10^{19} (T/300)^{3/2}$ см $^{-3}$, $N_V = 1.04 \cdot 10^{19} (T/300)^{3/2}$ см $^{-3}$, $N_D = 10^{15}$ см $^{-3}$, $T_0 = 100$ К. Использовалась система безразмерных переменных: t/τ_i , N_i/N_0 , p_s/N_0 , $W/N_0 N_d^{-1}$, $z_1/N_0 N_d^{-1}$, $z_2/N_0 N_d^{-1}$, где N_0 — начальная ($t = 0$) поверхностная плотность ионов. Значения J и C отнормированы: $\tilde{J} \Rightarrow J / (qN_0 \tau_i^{-1})$, $\tilde{C}_s \Rightarrow C_s / (\varkappa_s / 4\pi N_0 N_d^{-1})$. Полагая, что времена жизни ионов на ловушках и темп объемной генерации дырок определяются главным образом энергиями активации E_i и E_D , будем считать $\tau_i = \tau_{DC} = \tau_{DV}$. Величина $\beta = 4.46 \cdot 10^{-10} / \tau_i$ [град/с] соответствует термостимуляции для фигурирующих в расчетах значений E_i и E_D , в чем легко убедиться, используя условие существования максимума тока $E/kT_m = \ln(kT_m^2 / \beta \tau_i E)$ [17] при $T_m > T_0$ ($E = E_i, E_D$; T_m — температура максимума), представленное в виде $E/kT_0 \gg \ln(kT_m^2 / \beta \tau_i E)$.

На рис. 1 для $N_0 = 10^{11}$ см $^{-2}$ приведены семейства кривых $\tilde{J}(T)$ и $\tilde{C}_s^{-1}(T) \sim W(T)$ в функции от величины U_0 , а также кривые $p_s(T)$ и $N_i(T)$ для $\tilde{U}_0 = U_0 / 300k = \text{const} = 50$. Ток $\tilde{J}(T)$ описывает два пика — резко асимметричный низкотемпературный пик α и почти симметричный высокотемпературный пик γ . С ростом U_0 амплитуда пика α нарастает, а его максимум смещается к высоким температурам, тогда как амплитуда пика γ и положение его максимума практически не изменяются, откуда и из условия нормировки $\tilde{J} \Rightarrow J / (qN_0 \tau_i^{-1})$ следует, что реально наблюдаемый в пике γ ток $J \sim N_0$.

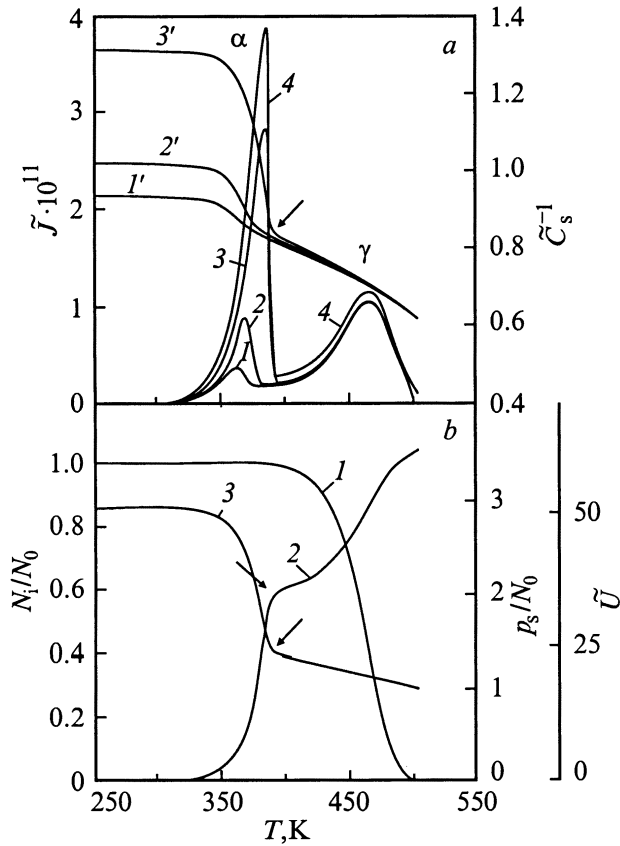


Рис. 1. *a* — температурные зависимости тока $\tilde{J}(T)$ и обратной емкости слоя обеднения полупроводника $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ в функции от начального изгиба зон U_0 ($1-4$ и $1'-3'$ соответственно); $U_0/300k$: $1, 1' - 25$, $2, 2' - 30$, $3, 3' - 50$. $4 - \tilde{J}(T)$ без компоненты тока, обусловленной сокращением с температурой ширины слоя обеднения W ($U_0/300k = 50$). Параметры расчета $N_0 = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $E_i/300k = 38$ (0.98 эВ), $E_D/300k = 30.3$ (0.78 эВ). *b* — температурные зависимости плотности ионов $N_i(T)$ (1) дырок $p_s(T)$ (2) и изгиба зон $\tilde{U} = U/300k$ (3) при $U_0/300k = 50$.

Пик α обусловлен в основном термогенерацией ННЗ (дырок); а пик γ — опустошением ионных ловушек, о чем свидетельствует поведение зависимостей $p_s(T)$ и $N_i(T)$, представленных на рис. 1, *b*. Генерация (и накопление у ГР) дырок стартует в пике α и продолжается далее, в том числе и в пике γ , в условиях квазиравновесия, поскольку $E_i - E_D \gg kT$. Опустошение ионных ловушек — независимый процесс, а генерация дырок и перестройка (сокращение ширины) ОПЗ согласованы: поверхностный изгиб зон возрастает при уменьшении N_i и снижается при накоплении у ГР дырок. По этим причинам пик γ приобретает нетрадиционную для принятой здесь мономолекулярной кинетики опустошения ионных ловушек практически симметричную форму. Неучет данных обстоятельств может быть источником ошибочной трактовки пика γ с позиций проявления ионных ловушек, распределенных по энергии [8,18]. Зависимости $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ в области пика α описывают резкие

”ступеньки”, являющиеся следствием быстрого сокращения ширины ОПЗ при накоплении дырок у ГР. Поэтому вклад изменения W с T в этот пик выше, чем в пик γ , где крутизна функции $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ ниже, поскольку увеличение обеднения, сопровождающееся уходом от ГР положительных ионов, компенсируется генерируемыми при этом дырками. Далее все кривые $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ постепенно сливаются в единую линию, отражающую температурный ход равновесного значения W [14]. Нарастание с U_0 высоты и крутизны спада ступенек $\tilde{C}_s^{-1}(T)$, а также амплитуды пика α обусловлены увеличением ”емкости” потенциального резервуара для дырок и возрастанием скорости их генерации в результате расширения ее зоны $(z_1, z_2)|_{U=U_0}$. Закономерности поведения функций $\tilde{J}(T, U_0)$ и $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ в пике α полностью отвечают подтвержденным экспериментально физическим представлениям о термогенерации ННЗ через объемный центр в полупроводнике [14]. Изменение W с T не позволяет использовать зависимости $J(T)$ для определения p_s и N_0 по стандартной методике интегрирования кривых термостимулированного тока [17]. Ее применение для расчета p_s и N_0 требует либо стабилизации высокочастотной емкости МДП структуры $C(T)$ в процессе наблюдения кривых $J(T)$ [19], либо ее синхронной с $J(T)$ регистрации, позволяющей исключить, согласно [1,16], из наблюдаемых кривых $J(T)$ компоненту тока, обусловленную изменением $W(T)$. {Режим $C(T) = \text{const}$ (а следовательно, и $C_s(T)$, $W(T) = \text{const}$) накладывает определенные ограничения снизу на величину стабилизируемой емкости $C_s(T_0, V_{g0})$ и тем самым на начальное напряжение обеднения V_{g0} [14–16]}. Роль этой компоненты иллюстрирует кривая 4 на рис. 1, *a* (ср. с кривой 3), параметры которой определяются тем, что в условиях квазиравновесия дырочной системы уход положительных ионов от ГР компенсируется увеличением плотности дырок, причем это увеличение несколько больше, чем уменьшение плотности ионов, поскольку ионы, как считалось, сосредоточены непосредственно на ГР, а дырки распределены по полупроводнику на соответствующей длине Дебая. Энергия активации нарастания тока в пике γ определяется величиной E_i , а не E_D , поскольку $E_i - E_D \gg kT$. Следовательно, интегрированием ”очищенного” тока от T_0 до данной температуры \tilde{T} можно найти количество дырок, накопившихся у ГР в интервале T_0, \tilde{T} . Наконец, кривая 3 на рис. 1, *b* демонстрирует характер изменения поверхностного потенциала полупроводника $U(T)$ при термостимулированной релаксации МДП структуры.

Применение развитого аппарата в исследованиях генерации ННЗ и ТСД требует независимого определения семи параметров: $N_0, N_D, \tau_i, \tau_{DC}, \tau_{DV}, E_D$ и E_i . Процедура определения N_{DC}, τ_{DC} и E_D развита в [14]: E_D и отношение N_D/τ_{DC} находятся по области начального нарастания пика α , ”очищенного” по методике [16] от компоненты тока, обусловленного релаксацией ширины слоя ОПЗ; концентрация N_D оценивается по квазиравновесному значению W_∞ , отвечающему точкам резкого излома зависимостей $W(T), p_s(T)$ или $U(T)$; на рис. 1

эти точки отмечены стрелками. Точность оценки N_D возрастает, если проводить опыты на неполяризованной МДП структуре ($N_0 \sim 0$, пик γ отсутствует). Аналогичную по существу процедуру нетрудно реализовать и в отношении определения N_0 , τ_i и E_i . При этом, однако, необходимо исключить вклад в пик γ не только от изменения $W(T)$, но и от "хвостов" тока пика α . Последнее достигается терморасчисткой пиков тока, полученных при небольших изгибах зон ($p_s \ll N_0$, $U_0 < E_D - F$), когда накопления ННЗ у ГР в области температур локализации пика α практически не происходит: нагревом образца от температуры T_0 до точки квазиравновесия по ННЗ, его последующим охлаждением до T_0 и повторным нагревом, например до температуры максимума. Ток в области начального нарастания пика γ ($T \sim T_0$): $J \cong qN_0\tau_i^{-1} \exp(-E_i/kT)$; наклон прямой $\ln J - T^{-1}$ определяет величину E_i , а ее пересечение с осью $T^{-1} = 0$ — значение $N_0\tau_i^{-1}$ [1]; N_0 находится интегрированием тока ТСД. Частотный фактор τ_{DV}^{-1} может быть определен только из независимых экспериментов, например из наблюдений кинетики рекомбинации ННЗ. В первом приближении можно принять $\tau_{DV} = \tau_{DC}$.

Сопоставим результаты расчетов с данными экспериментов. Последние проводились по стандартной методике термостимулированного разряда МДП конденсатора в режимах генерации ННЗ [14] и ионной деполяризации [1] на МОП (100) n -Si-структурах: КЭФ-4.5 (концентрация доноров $N_d = 6.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) — термический окисел толщиной $h = 1180 \text{ \AA}$ — затвор (Al) площадью $S = 5.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Образец поляризовался при 473 К (в течение 30 мин напряжением 10 В при положительном потенциале затвора), охлаждался до $T_0 \cong 100 \text{ К}$, к затвору прикладывалось деполяризующее напряжение $V_{g0} < 0$, после чего МОП структура нагревалась с постоянной скоростью $\beta \cong 0.17 \text{ град/с}$. В процессе нагрева по методике [16] регистрировались ток $J(T)$ и высокочастотная емкость $C(T)$.

Результаты экспериментов представлены на рис. 2, где приведена и зависимость $C_s^{-1}(T) = C^{-1}(T) - C_i^{-1}$. Общая качественная корреляция данных расчетов (рис. 1, а) и опытов несомненна. Кривые $J(T)$ обнаруживают два пика тока — низкотемпературный α и высокотемпературный γ . Амплитуда первого пика растет с увеличением степени начального обеднения, т.е. величины U_0 , тогда как амплитуда и положение максимума второго пика практически неизменны. В области температур локализации пиков зависимости $C(T)$, $C_s^{-1}(T)$ описывают, как и на рис. 1, ступеньки. При $|V_{g0}| < 15 \text{ В}$, $U_0 < 0$, $C(|V_{g0}|) = C_i = \text{const} = 164 \text{ пФ}$, и на кривых ТСД пик α не появляется, что свидетельствует о присутствии на поверхности Si слоя обогащения. Начальные изгибы зон $U_0(V_{g0}) = 2\pi qN_d W_0^2 / \varepsilon_s$ (см. подп. к рис. 2) рассчитаны по значениям $C_s(T_0, W_0)$ в соответствии со стандартными емкостными соотношениями (6). Таким образом, пики α на рис. 2 следует связывать с термогенерацией дырок, а пики γ — с термостимулированной ионной деполяризацией.

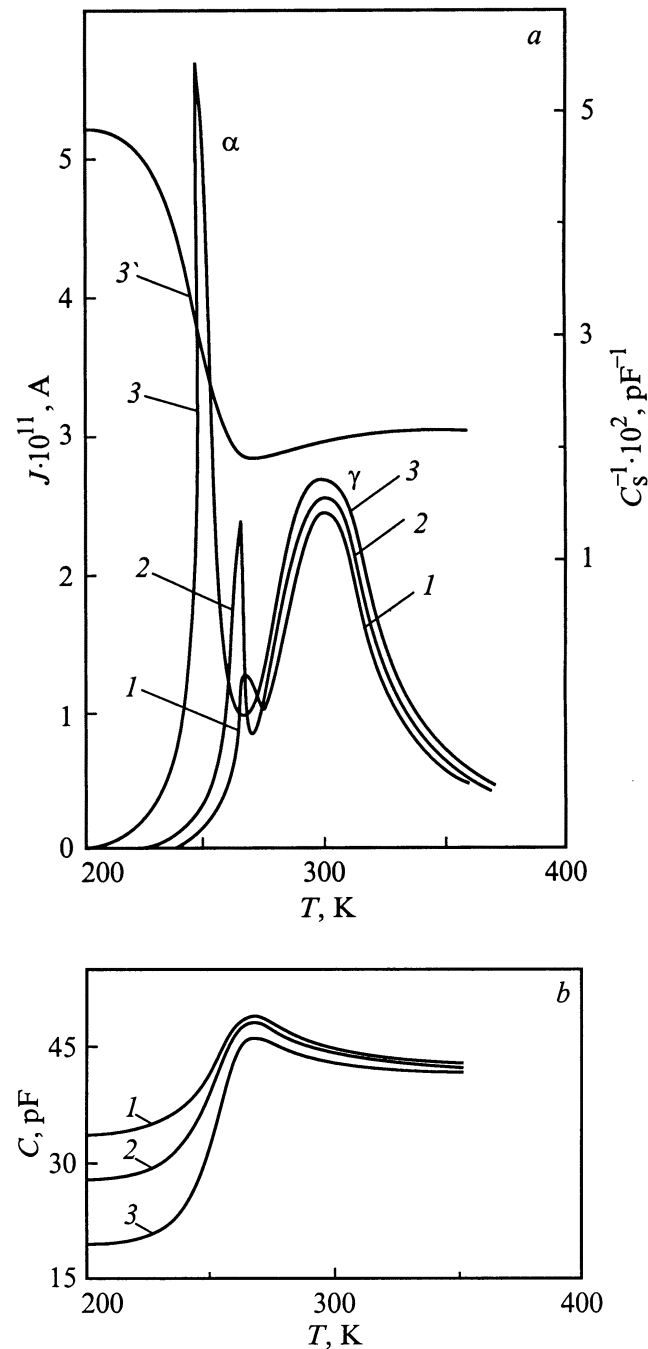


Рис. 2. а — термостимулированные токи $J(T)$ (1–3) и обратная емкость слоя обеднения кремния $C_s^{-1}(T)$ (3') в функции от начального изгиба зон U_0 , эВ: 1 — 1.02; 2 — 1.58; 3, 3' — 3.65. б — температурные зависимости полной высокочастотной (1 МГц) емкости образца при различных U_0 , эВ: 1 — 1.02, 2 — 1.58, 3 — 3.65. Параметры исследуемой Si-МОП структуры: $S = 5.6 \cdot 10^{-3}$, $h = 1180 \text{ \AA}$, $N_d = 6.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E_D = 0.79 \text{ эВ}$ [14]; $\beta = 0.17 \text{ К/с}$.

Явственны и различия результатов расчетов и наблюдений. На опыте пики α смещаются с ростом $U_0(V_{g0})$ не к высоким, а к низким температурам; при этом они заметно сужаются в основном за счет более резкого

нарастания тока; температуры их максимумов значительно ниже расчетных (ср. рис. 1 и 2, *a*). Поэтому на основе развитого здесь подхода количественное описание наблюдаемых на опыте закономерностей генерации ННЗ оказывается невозможным. Эти расхождения теории и эксперимента — следствия неадекватности использованной модели генерации ННЗ, т. е. следствия радикального воздействия ионов на электронные свойства поверхности Si, проявляющегося в повышенной скорости генерации дырок и в ее сильной зависимости от V_{g0} . Анализ такого воздействия требует привлечения новых физических представлений, например об эффекте Франца-Келдыша в краевых полях ионных пятен на ГР [6,20], о поверхностной генерации ННЗ по периферии МДП структуры [21] и т. д.

Отклонения пиков γ (рис. 2) от расчетных (рис. 1) проявляются в уширении областей экстремумов тока, переходящих в плавно затухающие "хвосты". Кривые ТСД такого типа описывает аналитическая модель, развитая в [10,11]. Она базируется на представлениях о туннельной ионизации НА при наличии дисперсии ее характерных времен, обусловленной пространственным распределением НА по слою диэлектрика, примыкающего к полупроводнику. Стадия деполаризации, связанная с туннельным распадом НА, наступает после ухода от ГР несвязанных ионов (этот процесс на рис. 2 замаскирован "хвостами" пиков α). Время туннельной ионизации возрастает со временем наблюдения, ибо последовательно ионизируются НА, все далее отстоящие от ГР. На этой стадии ТСД ток $J(T)$ лимитируется только темпом распада НА, так как время термоактивируемого пролета ионов через диэлектрический промежуток в рассматриваемом диапазоне температур становится достаточно малым [11]. В результате пики ТСД уширяются и возникают "хвосты" тока, не зависящего от величины деполаризующего поля, температуры и скорости развертки β , а являющегося однозначной функцией времени $t = (T - T_m)/\beta$, где T_m — температура максимума тока. Поведение функции $C_s^{-1}(T)$ в области пиков γ (рис. 2) согласуется с этой моделью: при не слишком высоких U_0 начальные и конечные (равновесные) зарядовые состояния ГР близки; следовательно, близки начальные и конечные значения C_s ; в переходном процессе имеет место накопление на ГР положительных ионов (за счет распада НА), впоследствии покидающих поверхность; поэтому при переходе от стартового обеднения к равновесию функция $C_s^{-1}(T) \propto W(T)$ вначале падает, достигает минимума, а затем растет. Подобная закономерность, непосредственно указывающая на наличие эффектов нейтрализации ионов, отчетливо появляется в результатах численного моделирования зависимостей $C_s^{-1}(T, U_0)$ в условиях нейтрализации локализованных у ГР положительных ионов электронами слоя обогащения полупроводника ([12], рис. 2, кривые 1, 2). Следовательно, без привлечения этой модели распада НА, которую в общем несложно включить в схему расчета, строгое количественное описание пиков γ (рис. 2)

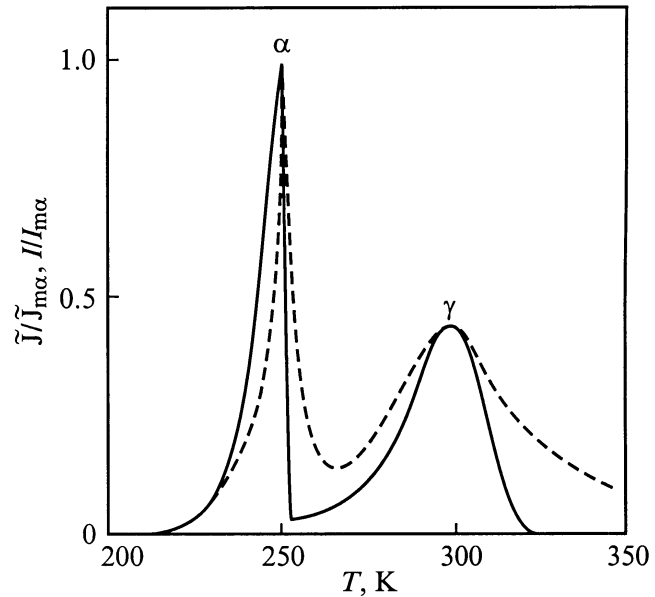


Рис. 3. Сравнение рассчитанной по уравнениям (1)–(6) с параметрами эксперимента ($N_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $E_i = 0.67 \text{ эВ}$; см. также подп. к рис. 2) температурной зависимости тока ТСД — $\tilde{J}(T)/\tilde{J}(T_{m\alpha})$ с экспериментальной — $I(T)/I(T_{m\alpha})$ (рис. 2, *a*, кривая 3). Температуры максимумов и отношения амплитуд пиков α и γ расчетной (сплошная линия) и экспериментальной (штриховая линия) кривых совмещены подгонкой по значениям τ_D и τ_i ($\tau_D \rightarrow 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, $\tau_i \rightarrow 3.4 \cdot 10^{-10} \text{ с}$) и величине начального изгиба зон U_0 ($U_0/300k = 60$). Нормировочные коэффициенты — $\tilde{J}(T_{m\alpha})$, $I(T_{m\alpha})$ — амплитуды пиков α на расчетной и экспериментальной кривых соответственно.

также оказывается невозможным. Тем не менее, следуя рассмотренным выше алгоритмам обработки данных опытов, можно все же получить ряд важных сведений о характеристиках исследуемых структур. Так, по начальной области нарастания тока в пике γ , термически очищенном от "хвоста" пика α и с введенной, согласно [16], поправкой на релаксацию ОПЗ, находим:¹ $E_i = 0.67 \text{ эВ}$, $N_0\tau_i^{-1} = 8.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что при $N_0 \cong 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, определенным интегрированием тока термополяризации, дает $\tau_i \cong 2.3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Температура максимума $T_{m\gamma}$ расчетного пика γ при данных значениях τ_i и E_i оказывается заметно ниже (более чем на 20 К) наблюдаемых — $T_{m\gamma} \cong 298 \text{ К}$; с другой стороны, время генерации дырок должно быть меньше времени жизни ионов на ловушках, поскольку пик α предшествует пику γ (рис. 2). Исследуемые образцы изготовлены на основе Si КЭФ-4.5, идентичного применявшемуся в [14], что позволяет воспользоваться для оценки данными этой работы: $N_d = 6.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E_D = 0.79 \text{ эВ}$, $\tau_D = 4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Однако при таких параметрах температура максимума тока генерации дырок $T_{m\alpha}$ даже при относительно небольших U_0 лежит вблизи

¹ Эта процедура корректна, поскольку пик γ (рис. 1, *a*) определяется только темпом ухода ионов от ГР, диктующим темп накопления дырок.

300 К [14], тогда как реальные значения $T_{m\alpha}$ составляют 250–260 К (рис. 2). Следовательно, совмещение расчетных значений $T_{m\alpha}$, $T_{m\gamma}$ с экспериментальными требует существенного уменьшения E_D или τ_D и увеличения E_i или τ_i . Итог такого совмещения — большая наглядность качественных и количественных расхождений теории и опыта, углубляющая понимание их физической природы, важен для разработки моделей реальных механизмов ТСД, определяющих характеристики МДП структур. На рис. 3 для кривой 3 (рис. 2) приведены результаты такого совмещения, осуществленного за счет уменьшения τ_D ($4 \cdot 10^{-12} \rightarrow 2.5 \cdot 10^{-13}$ с) и увеличения τ_i ($2.3 \cdot 10^{-11} \rightarrow 3.4 \cdot 10^{-10}$ с). Разумеется, эквивалентный результат мог бы быть достигнут и за счет соответствующих изменений E_D и E_i , однако данные о величине E_i достаточно надежны, а нарастающие ветви пиков α (рис. 2) могут и не определяться дискретной энергией активации [6,20]. Необходимость количественной коррекции оцененных из опыта значений τ_D и τ_i и качественные отличия наблюдаемых пиков α и γ от расчетных (сужение первого и уширение второго) явственно указывают на необычный механизм генерации ННЗ и проявления эффектов нейтрализации ионов у ГР SiO₂/Si в процессе ионной термодеполяризации.

Таким образом, разработанная система модельных физических тестов (см. также [12]) позволяет идентифицировать вклады в релаксационные сигналы $J(U_0, T, t)$ и $C(U_0, T, t)$ от генерации ННЗ, распада НА, ионной термодеполяризации диэлектрика и от изменения ширины слоя обеднения полупроводника. Качественное согласие теории и эксперимента указывает на возможность количественного анализа данных опыта практически без использования подгоночных параметров, а расхождение — на "нестандартность" механизмов генерации ННЗ и ионной термодеполяризации. Эти обстоятельства позволили уяснить решающую роль НА в формировании кривых ТСД Si-MOP структур и факт радикального влияния ионов, сосредоточенных у ГР SiO₂/Si, на процесс рождения электронно-дырочных пар. Этот факт, с одной стороны, делает актуальной постановку задачи изучения механизма аномально низкотемпературной генерации ННЗ, а с другой — открывает перспективу поиска путей контроля состава окружающей МДП структуру среды, основанных на активном воздействии проникающих в область ГР агентов (например, ионов) на генерацию ННЗ. Сформулированные критерии реализации тех или иных режимов релаксации МДП структур и рассмотренные схемы модификации экспериментов позволяют исследовать как природу расхождений теории и опыта, так и определять даже при их наличии некоторые важные параметры, характеризующие релаксацию МДП структур от состояния неравновесного обеднения к состоянию инверсии.

Список литературы

- [1] А.Г. Ждан, Ю.В. Маркин. ФТП, **28**, 756 (1994).
- [2] А.Г. Ждан, Ю.В. Маркин, А.М. Сумарока. Микроэлектроника, **22**, 66 (1993).
- [3] E.R. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology*, (N. Y., John Wiley & Sons, 1982).
- [4] *Приборы с зарядовой связью* под ред. М. Хоувза, Д. Моргана (М., Энергоиздат, 1981).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [6] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. Письма в ЖЭТФ, **57**, 783 (1993).
- [7] K. Yamashita, M. Iwamoto, T. Hino. *Jap. J. Appl. Phys.*, **20**, 1429 (1981).
- [8] M.R. Boudry, J.P. Stagg. *J. Appl. Phys.*, **52**, 885 (1981).
- [9] M.L. Reed. *Semicond. Sci. Techn.*, **4**, 980 (1989).
- [10] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **33**, № 8, 933 (1999).
- [11] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **33**, № 8, 962 (1999).
- [12] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская. ФТП, **33**, № 3, 306 (1999).
- [13] В.Н. Вертопрахов, Б.М. Кучумов, Е.Г. Сальман. *Строение и свойства структур Si-SiO₂-M* (Новосибирск, Наука, 1981).
- [14] Е.И. Гольдман, А.Н. Ждан, А.М. Сумарока. ФТП, **26**, 2048 (1992).
- [15] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. Микроэлектроника, **23**, 3 (1994).
- [16] А.Г. Ждан, А.М. Клочкова, Ю.В. Маркин. ПТЭ, № 4, 140 (1994).
- [17] А.Г. Ждан, В.Б. Сандомирский, А.Д. Ожередов. ФТП, **2**, 11 (1968).
- [18] M.K. Bondry, J.P. Stagg. *J. Appl. Phys.*, **50**, 942 (1979).
- [19] В.И. Антоненко, А.Г. Ждан, А.И. Минченко, П.С. Сульженко. ФТП, **20**, 208 (1986).
- [20] Е.И. Гольдман. ФТП, **27**, № 2, 269 (1993).
- [21] В.А. Гердель, В.А. Зимогляд, Н.В. Зыков, В.В. Ракигин. Микроэлектроника, **17**, 496 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

Generation of minority carriers at the semiconductor–insulator interface under the ion thermodepolarization of MIS-structures

E.I. Goldman, A.G. Zhdan, N.F. Kuharskaya,
G.V. Chucheva

Institute of Radiophysics and Electronics
of Russian Academy of Sciences,
141120 Fрязино, Moscow

Abstract Relaxation signals — temperature dependencies of the current $J(T)$ and the HF-capacity $C(T)$ under the MIS-structures thermostimulate depolarization (TSD) — are analyzed numerically. The emptying of ion traps (IT), localized at the insulator-semiconductor interface (IF), and the generation of minority charge carriers (MCC) through the volume center in the semiconductor by the depth E_D are taken into account. When $E_D < E_i$ (E_i is the activation energy of IT), curves $J(T)$ describe two peaks — a narrow asymmetric α peak due to the MCC generation and a practically symmetrical γ peak connected with the emptying of IT. The capacity of the semiconductor depletion layer $C_s(T)$ as a function of temperature has a form of a stepwise line in the vicinity of α peak. With the growth of semiconductor surface depletion — the initial band bending U_0 — the α peaks amplitude increases and its maximum displaces to high temperatures. Accordingly, the step amplitude and the steepness $C_s(T)$ increase, but features of γ peak do not change practically. A relaxation of depletion layer width $W(T)$ contributes essentially to both peaks. Since an accumulation of MCC near IF occurs in quasiequilibrium conditions ($E_D < E_i$), the positive ions exit from IF is compensated by the hole density growth. The experimental data and related algorithms are presented. Experimental TSD relaxation signals for n -Si-MOS-structures under different U_0 refer to two systems of current $J(T)$ peaks and stepwise $C_s(T)$ dependencies similar to the calculation curves. Discrepancy between theory and experiment consists in displacing current α peaks with the growth of U_0 not towards high temperatures, as follows from the calculation, but to low ones, dramatically reducing their halfwidth, as well as the broadening of γ peaks. These divergences are explained by the influence of positive ions localized at the IF owing to the oxide polarization on the hole thermogeneration rate (α peak) and the ion neutralization effects (γ peak).