

Кинетика экранирования электрического поля в области объемного заряда с каналом утечки и низкотемпературная проводимость поверхностных каналов в высокоомном n -Si

© Н.И. Бочкарева, А.В. Клочков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 июля 1998 г. Принята к печати 8 июля 1998 г.)

На основе экспериментального изучения проводимости поверхностных каналов в n -Si рассматривается кинетика экранирования электрического поля в области объемного заряда с проводящим каналом протекания. Оценены характерные времена быстрой и медленной стадий релаксации объемного заряда на границе с каналом после переключения обратного напряжения. На основе предложенного механизма релаксации тока канала объяснены наблюдающаяся большая величина высокочастотной проводимости поверхностных каналов в n -Si и формирование емкостных релаксационных спектров, подобных спектрам, традиционно связываемым с перезарядкой глубоких центров. Обсуждается природа поверхностных донорных центров, ответственных за образование проводящих слоев на интерфейсе Si-SiO₂ вблизи 90 К.

1. Медленную по сравнению с максвелловской релаксацией динамику объемного заряда, наблюдаемую при экранировании электрического поля в полупроводнике с потенциальным барьером, обычно связывают с присутствием глубоких центров и их перезарядкой. Этот подход развит в моделях перколяционной электропроводности через дрейфовые барьеры [1,2] и лежит в основе методов идентификации глубоких центров с помощью измерений барьерной емкости [3]. Возможность медленных электрических переходных процессов, связанных с экранирующими токами в канале протекания или канале утечки, при этом не анализируется. Так, при обосновании метода емкостной спектроскопии глубоких центров постулировалась его нечувствительность к поверхностным каналам утечки тока [3]. Это предположение основано на упрощенном модельном представлении канала как активного сопротивления, шунтирующего емкость барьера [4]. При этом многочисленные трудности в интерпретации данных эксперимента, указывающих, в частности, на связь измеренной переходной емкости с обратными токами, разрешались лишь путем усложнения модели перезарядки гипотетических глубоких центров (см., например, [4–5]). Между тем еще в ранних работах была замечена реактивность высокочастотного сопротивления [6], а также медленная динамика переходного тока [7] каналов утечки, механизм которых не был выяснен. В Ge и Si наблюдались температурные релаксационные спектры, связанные с переходными токами поверхностных электронных каналов утечки и их зависимостями от температуры и плотности структурных дефектов [8,9]. В работе [9] сделана попытка связать увеличение времени экранирования с размерными эффектами на длине Дебая в канале. В реальных барьерных структурах при исследовании глубоких центров емкостными методами основной вклад в релаксационный сигнал может вносить переходной реактивный ток поверхностного канала утечки, а не переходной ток смещения, обусловленный перезарядкой глубоких центров. Как показывает экспе-

римент, канал утечки обнаруживает себя в характерных особенностях статических, высокочастотных и переходных характеристик барьерной структуры, что дает возможность отделить эффекты глубоких центров от размерных эффектов в каналах утечки. В связи с этим представляется необходимым изучить эти особенности и рассмотреть модель перколяционной проводимости канала утечки.

Интерес к этой модели связан также и с новыми экспериментальными возможностями. Обнаруженные в Ge и Si общие закономерности немонотонного изменения поверхностной электронной плотности с температурой и тенденции к образованию на поверхности электронных слоев (при $T \approx 90$ К) связывались с кислород- и водородсодержащими донорными комплексами и изменением их электроотрицательности в районе "собственных" температур [8–9]. Выявление этих общих закономерностей по нашему мнению, дает возможность продвинуться в изучении электронных свойств гетерограницы полупроводник-оксид, в частности, механизма образования в оксиде встроенного заряда. Эти исследования могут также дать новую информацию, касающуюся механизма влияния кислородных и водородных центров на низкотемпературную проводимость оксидов, учитывая важную, но еще не полностью выясненную роль различных форм существования кислорода и водорода в оксидах в механизме их проводимости и сверхпроводимости [10–11].

Цель настоящей работы — с помощью изучения токового отклика поверхностных каналов в диодах Шоттки на n -Si рассмотреть качественную модель перколяционной проводимости канала утечки и на основе анализа результатов сделать некоторые предположения о природе низкотемпературных поверхностных донорных центров.

2. Исследования выполнены на высокоомном n -Si с удельным сопротивлением $\rho = 2$ кОм·см. Пластины кремния с ориентацией (100) окислялись в сухом кислороде или хлорсодержащей атмосфере при темпера-

туре 750 или 1050°C в течение 1 ч. При этом в часть образцов были введены приповерхностные окислительные дефекты упаковки (ОДУ) с глубиной проникновения ($< 1 \mu\text{м}$), меньшей равновесной ширины области объемного заряда (w_0) приповерхностного барьера. Методика введения ОДУ описана в [9,12]. После удаления слоя окиси в HF на поверхности с ОДУ напылением Au (в вакууме) создавались барьеры Шоттки диаметром 3 мм и омические контакты на тыльной поверхности химическим осаждением Ni.

3. Характерной особенностью "мягких" обратных вольт-амперных характеристик (ВАХ) исследованных диодов является тенденция к сублинейности в области напряжений $U < 1 \div 2 \text{ В}$ и $U > 4 \div 10 \text{ В}$ и сверхлинейности в области промежуточных напряжений (рис. 1). Ток утечки составлял $10^{-8} \div 10^{-5} \text{ А}$ при 300 К и $U = 1 \text{ В}$. В зависимости от режима окисления при охлаждении наблюдалось как уменьшение, так и увеличение тока утечки (рис. 1).

На рис. 2 вольт-емкостные характеристики (кривые 1,2) сравниваются с расчетными зависимостями барьерной емкости от напряжения $C_g(U)$ для барьера Шоттки высотой $\varphi_0 = 0.15$ и 0.8 эВ (кривые 3,4). Из рисунка видно, что при 300 К и $U < 1 \text{ В}$ измеренная

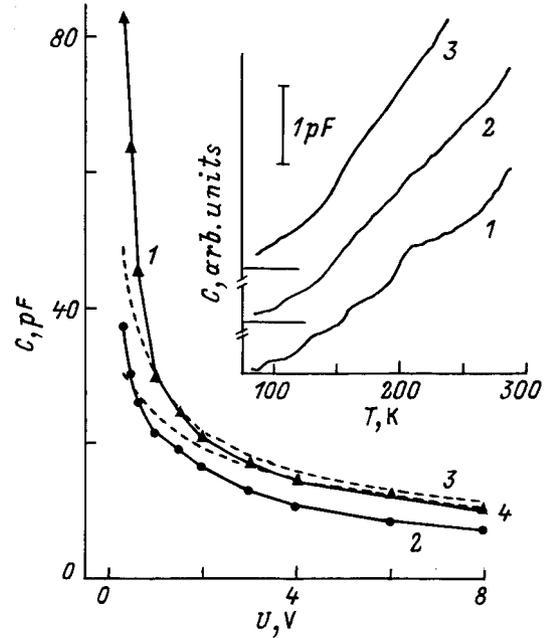


Рис. 2. Вольт-фарадные характеристики (1,2) и рассчитанные зависимости барьерной емкости от напряжения (3,4). $T, \text{ К}$: 1 — 300, 2 — 80; $\varphi_0, \text{ эВ}$: 3 — 0.15, 4 — 0.8. На вставке температурные зависимости емкости $C(T)$ при напряжениях смещения $U, \text{ В}$: 1 — 8, 2 — 4, 3 — 2.

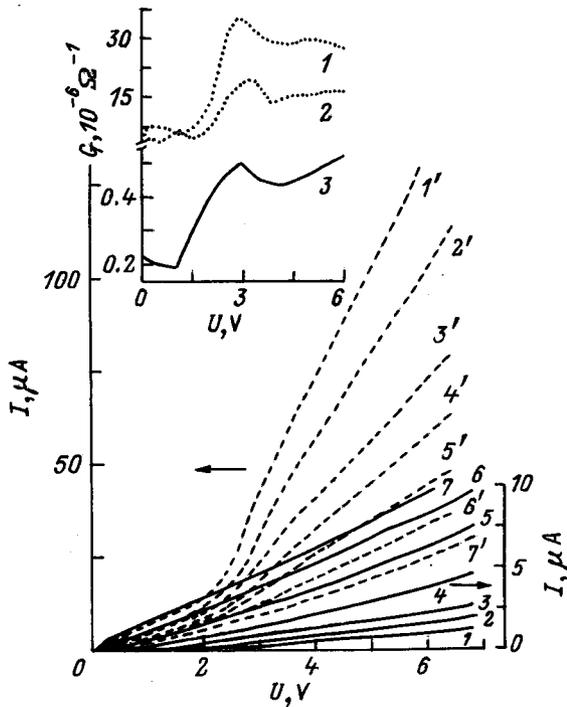


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки на основе $n\text{-Si}$, окисленного в сухом кислороде (1-7) и в хлорсодержащей атмосфере (1'-7'). $T, \text{ К}$: 1, 1' — 80; 2, 2' — 125; 3, 3' — 165; 4' — 185, 4, 5' — 210; 5, 6' — 245; 6 — 282, 7, 7' — 300. Вставка иллюстрирует характер изменения проводимости диодов (G) с напряжением при $T, \text{ К}$: 1 — 80, 2, 3 — 165.

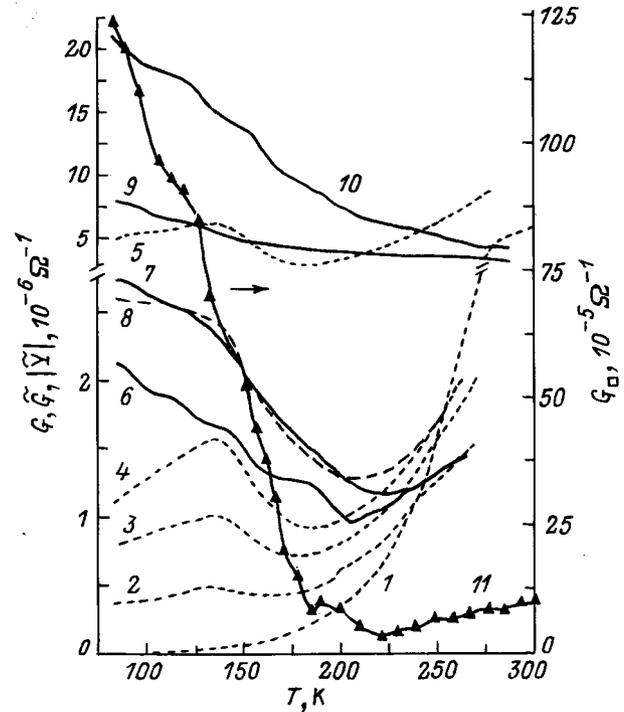


Рис. 3. Температурные зависимости статической проводимости G (1, 9, 10), активной высокочастотной проводимости \tilde{G} (2-5), модуля комплексной высокочастотной проводимости $|\tilde{Y}|$ (6-8) диодов Au-n-Si и проводимости G_{\square} образца $n\text{-Si}$ (11). Окисление поверхности кремния производилась в сухом кислороде (1-8, 11) и в хлорсодержащей атмосфере (9-10) при $T, \text{ }^{\circ}\text{C}$: 1-10 — 1050, 11 — 750. $U, \text{ В}$: 1 — 0.1, 2, 7 — 4; 3 — 2, 4, 8-9 — 1; 5 — 0.3, 6 — 8, 10 — 7, 11 — 6. $\tilde{U}, \text{ мВ}$: 2-8 — 50; $f = 160 \text{ кГц}$.

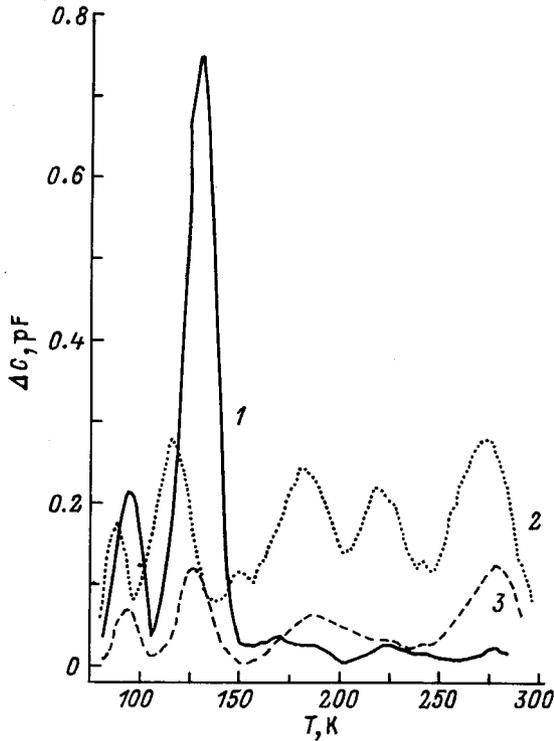


Рис. 4. Релаксационные спектры переходной емкости диодов Шоттки на основе n -Si, окисленного в сухом кислороде (1) и в хлорсодержащей атмосфере (2, 3). Время хранения образцов до измерения: 1–2 — 1 день, 3 — 4 месяца. Переключение: $0.5 \rightarrow 2.5$ В; $t_1 = 2$ мс, $t_2 = 10$ мс; $f = 160$ кГц, $\bar{U} = 50$ мВ.

емкость $C > C_g$, а при $U > 4$ В $C < C_g$ для возможных величин φ_0 , при 80 К $C < C_g$ при $U > 0.4$ В.

Температурные зависимости проводимости при постоянном напряжении $G(T)$, активной составляющей высокочастотной проводимости $\tilde{G}(T)$ и емкости $C(T)$ обратимы и имеют немонотонный характер (рис. 2, 3).

Релаксационные спектры переходной емкости, наблюдавшиеся в образцах с ОДУ методом нестационарной емкостной спектроскопии [3], представлены на рис. 4. Из рис. 3 и 4 видно, что пики спектров наблюдаются в температурной области перегибов на кривых $C(T)$. Отметим идентичность спектров и зависимостей $C(T)$ в образцах одной серии и отсутствие прямой связи амплитуд пиков спектров с величиной постоянного тока утечки.

4. Обсудим полученные результаты, высказывая некоторые модельные соображения о токовом отклике канала утечки на изменение обратного напряжения.

А. Механизм влияния поперечного электрического поля на токовый отклик канала утечки на постоянном и переменном напряжении. Наблюдаемые ВАХ имеют вид, типичный для коротких каналов с затворами Шоттки в полевых униполярных транзисторах. Подобные ВАХ объясняются изменением ширины (a) и длины (L) проводящей области канала с изменением

напряжения на стоке и со снижением внутреннего барьера для электронов продольным электрическим полем $E(x)$ [13–15]. Характер ВАХ указывает на существование канала утечки и позволяет предположить, что истоками каналов являются потенциальные ямы в барьере [9].

Проникновение поля в канал и расширение обедненной области в глубь канала при протекании тока определяется распределением потенциала вдоль канала $U(x)$. На распределение потенциала $U(x)$ влияет поперечное электрическое поле $E_y(x)$, возникающее на границе канала с обедненной областью при резком изменении напряжения U . Представление о характере влияния поля $E_y(x)$ можно получить, рассмотрев модель

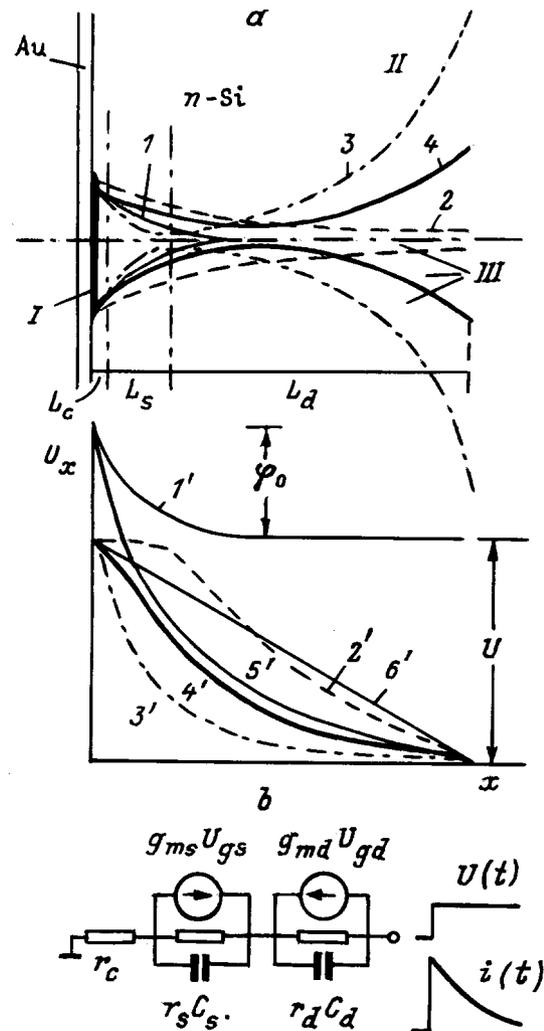


Рис. 5. Качественная картина формирования проводящего канала в области объемного заряда (a) при подаче ступеньки напряжения (1–4) и распределение потенциала вдоль канала (1'–4'), в глубине области объемного заряда (5') и в однородном по ширине канале (6'), b — приближенная эквивалентная схема канала. На рис. a : I — обогащенный слой, II — область объемного заряда приповерхностного барьера, III — квазинейтральная область (канал). 1, 1' — $t < 0$; 2, 2' — $t < t_f$; 3, 3' — $\tau_f < t < \tau_s$; 4, 4' — $t = \infty$.

симметричного канала с короткозамкнутым затвором, расположенным в плоскости истока (рис. 5, а).

Так как продольное электрическое поле в слое Шоттки $E_g(x)$ линейно уменьшается с расстоянием x от поверхности

$$E_g(x) = \left[-\frac{2(U + U_i)}{w} \right] \left(1 - \frac{x}{w} \right),$$

(U_i — диффузионный потенциал, w — ширина обедненного слоя), между каналом и областью объемного заряда должна возникать разность потенциалов, которая может быть записана в виде

$$U_g^*(x) = U_g(x) - IR(x),$$

где I — ток канала, $R(x)$ — сопротивление канала, $U_g(x)$ — распределение потенциала внутреннего затвора, т.е. области объемного заряда, граничащей с каналом

$$U_g(x) = \left[\frac{2(U_i + U)}{w^2} \right] \left(wx - \frac{x^2}{2} \right).$$

Для однородного по ширине канала поле $E_0(x) = -U/w$, $U_0(x) = Ux/w$ и

$$\begin{aligned} U_{g0}^*(x) &= U_g(x) - U_0(x) \\ &= 2 \left[\frac{(U_i + U)x}{w} \right] - \frac{(U_i + U)x^2}{w^2} - U_i. \end{aligned}$$

Направление поперечного поля $E_y(x)$ различно в области истока и стока. Оценка величины x_0 , условной границы между областями истока и стока, полученная из условия $U_{g0}^*(x) = 0$, дает для $U \ll U_i$ $x_0 = w_0$ и $x_0 = wU_i/U$ при $U \gg U_i$. При экранировании поля $E_y(x)$ канал должен сужаться у истока, в области $x_0 > x > 0$, и расширяться к стоку как $1/E \sim (1 - x/w)^{-1}$ в области $w > x > x_0$. При этом характер распределения продольного поля $E(x)$ в канале стремится приблизиться к распределению поля $E_g(x)$ в обедненной области.

Эти оценки позволяют сделать вывод о причинах нелинейности ВАХ канала. Тенденции к сублинейности ВАХ в области малых и больших напряжений можно связать соответственно с уменьшением ширины и увеличением длины канала, как и в коротком канале [13]. Наблюдаемый рост проводимости канала в области промежуточных напряжений может быть объяснен влиянием поперечного поля $E_y(x)$ на ширину канала и растеканием тока. Отметим здесь, что сверхлинейность ВАХ в коротких каналах связывается с понижением барьера, образующегося при смыкании области объемного заряда, продольным электрическим полем $E(x)$ и возрастанием надбарьерного тока [14,15]. Наблюдаемая в исследованных диодах слабая зависимость тока канала от температуры, а также перемена знака температурного коэффициента проводимости канала у части диодов свидетельствуют о малости надбарьерных токов и подтверждают сделанный вывод о влиянии поперечного поля на проводимость канала.

При воздействии высокочастотного зондирующего напряжения \tilde{U} ширина канала модулируется возникающей поперечной разностью потенциалов $\tilde{U}_g^*(x)$. Это приводит к сдвигу по фазе между током канала и напряжением. Изменение ширины канала в узкой области (a_s): $\Delta a_s \approx \Delta w = w_0 \tilde{U}/(U_i + U)$ при малых $U < U_i$ сравнимо с шириной канала у истока (a_0): $\Delta a_s \cong a_0$, с чем и связана большая величина активной проводимости $\tilde{G} \gg G$ (рис. 3, кривая 5). С увеличением напряжения U канал удлиняется и становится более однородным. Высокочастотная проводимость канала приближается к проводимости на постоянном токе (рис. 3, кривые 1–4).

Комплексная проводимость канала $\tilde{Y} = \tilde{G} \pm j\tilde{B}$ и реактивная проводимость могут иметь как емкостный ($+j\tilde{B}$), так и индуктивный ($-j\tilde{B}$) характер. Реактивный ток канала суммируется во внешней цепи с током смещения через барьерную емкость C_g . Измеренная емкость диода при этом равна $C = C_g \pm \tilde{B}/\omega$, где ω — частота зондирующего напряжения. При малых U , соответствующих сублинейному участку ВАХ, приращение напряжения вызывает сужение канала, и в реактивном токе преобладает емкостная компонента, при этом $C > C_g$ (рис. 2). При напряжениях, соответствующих сверхлинейному участку ВАХ, приращение напряжения увеличивает растекание тока, и ток канала имеет индуктивный характер, а $C < C_g$ (рис. 2).

Б. Экранирование поперечного электрического поля при мгновенном переключении напряжения и переходный ток канала утечки. При резком увеличении обратного напряжения (например, переключении $0 \rightarrow U$) обедненная область барьера Шоттки расширяется за время максвелловской релаксации. В первый момент канал выполняет роль "заземленного" экрана, препятствующего проникновению краевого поля барьера в глубь квазинейтральной области у истока. Положительный потенциал в обедненной области, граничащей с областью истока, затягивает электроны в приграничную область. Канал стремится расширяться по направлению к стоку до $a(x) \approx a_0/(1 - x/w)$ (рис. 5, а).

По мере растекания тока сопротивление области стока уменьшается и электрическое поле вдоль канала перераспределяется — у стока уменьшается, а у истока увеличивается. При этом эффективный потенциал внутреннего затвора $U_g^*(x)$ в области истока растет из-за омического падения напряжения в канале: $U_g^*(x) = U_g(x) - IR(x)$ (в области истока $U_g(x) < 0$). Это приводит к постепенному сужению канала у истока и росту сопротивления области истока. Ток достигает максимума, а затем начинает спадать. Сопротивление области истока играет при этом роль сопротивления "автоматического смещения", увеличивающегося с током.

Таким образом, при импульсном увеличении напряжения канал утечки вначале экранирует область истока от проникновения поля, но растекание тока подавляется увеличением поля у истока и сужением канала, и после скачка тока следует медленный спад. Очевидно, что эти соображения применимы и для несимметричного

поверхностного канала утечки на открытой поверхности. Выброс поверхностного тока, связанный с растеканием тока и последующим сужением канала, должен также наблюдаться и в том случае, когда плотность поверхностного заряда недостаточна для образования обогащенного слоя, но ширина обедненной области на поверхности меньше, чем в объеме, и в начальный момент после переключения напряжения на поверхности развиваются условия для поверхностного пробоя, обусловленного ударной ионизацией или туннелированием.

В соответствии с изложенными выше соображениями, канал можно условно разделить по длине на три области (рис. 5, а):

область истока длиной $L_s(U)$, проводимостью $g_s(U_{gs}, U_s) = \partial I_s / \partial U_s$ ($g_s \equiv 1/r_s$) и крутизной $g_{ms}(U_{gs}, U_s) = \partial I_s / \partial U_{gs}$;

область стока длиной $L_d(U)$, проводимостью $g_d(U_{gd}, U_d) = \partial I_d / \partial U_d$, ($g_d \equiv 1/r_d$) и крутизной $g_{md}(U_{gd}, U_d) = \partial I_d / \partial U_{gd}$;

приконтактную область длиной $L_c(U)$ и проводимостью $g_c(U_c)$, ($g_c \equiv 1/r_c$),

обозначив падения напряжения на этих областях соответственно, U_s, U_d, U_c ($U_s + U_d + U_c = U$), а токи — I_s и I_d (в канале $I_s = I_d = I$) и приняв потенциал внутреннего затвора равным $U_{gs} = U_g(L_c)$ для области истока и $U_{gd} = U_g(L_s)$ для области стока. Обозначив приращения потенциалов после переключения напряжения $U_0 \rightarrow U_0 + U$ для областей истока и стока равными $\Delta U_s \equiv u_s, \Delta U_d \equiv u_d, \Delta U_{gs} \equiv u_{gs}, \Delta U_{gd} \equiv u_{gd}$, можно написать для приращения тока канала в установившемся режиме $i = g_s u_s + g_{ms} u_{gs} = g_d u_d + g_{md} u_{gd}$.

Приближенную эквивалентную схему канала можно изобразить в виде RC -цепи, представленной на рис. 5, б, где C_s и C_d — емкости области истока и стока соответственно. При $r_d < r_s$ переходные процессы в такой цепи после подачи ступеньки напряжения аналогичны процессам в апериодическом RLC -контуре с потерями. Приращение тока имеет характер выброса и быстрое нарастание тока сменяется медленным спадом до стационарной величины i_∞ . Переходная характеристика в случае упрощенной аппроксимации, учитывающей лишь пассивные элементы RC -цепи, описывается разностью двух экспонент и приращение тока

$$i(t) - i_\infty \approx i_{s0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{s0}}\right) - i_{d0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{f0}}\right),$$

где $\tau_{f0} \cong r_c C^*$ при $C^* = C_s + C_d$ — постоянная времени быстрой стадии релаксации; $\tau_{s0} \cong r_d C^*$ — постоянная времени медленной стадии, i_{s0} и i_{d0} — предэкспоненциальные множители [16].

Оценим влияние внутренней отрицательной обратной связи в канале на характерные времена нарастания и спада тока, учитывая, что перераспределение поля при протекании тока изменяет и эффективные потенциалы внутренних затворов области истока (U_{gs}^*) и стока

(U_{gd}^*), что сопровождается изменением проводимости с характерными временами канала в области истока $\tau_{ms} = C_s/g_{ms}$ и в области стока $\tau_{md} = C_d/g_{md}$ [15,17]. Влияние на ток как расширения канала у стока, так и связанного с ним сужения канала у истока можно отобразить с помощью эквивалентных генераторов тока $g_{ms}u_{gs}$ и $g_{md}u_{gd}$ с противоположными фазами (рис. 5, б).

При мгновенном увеличении напряжения ($U \gg U_i$) в начальной стадии релаксации $U_d > U_s$, величина U_d уменьшается при растекании тока, так что $u_d \approx U - U_d(t)$. Так как $g_{ms} \sim (U_s)^{1/2}$ и $g_{md} \sim (U_d)^{1/2}$ [15], то $g_{ms}u_{gs} \ll g_{md}u_{gd}$. Учитывая, что $(r_s + r_c)^{-1} \approx g_s$, можно записать уравнение для приращения тока канала i_f в виде

$$i_f = u_d g_s = g_{md}(u_{gd} - u_d) - C^* \frac{\partial u_d}{\partial t} - u_d g_d. \quad (1)$$

Так как величины $g_{s,d}$ и $g_{ms,md}$ зависят от u_d , релаксация тока неэкспоненциальна. Принимая $r_s = r_0$ и $g_{md} = g_m$ (g_m — максимальное значение g_{md}), получаем из (1) для начальной стадии релаксации

$$i_f = \frac{g_m U}{1 + g_m r_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \right], \quad (2)$$

$$\tau_f = \frac{r_0 C^*}{1 + g_m r_0}. \quad (3)$$

При растекании тока крутизна g_{md} уменьшается, а g_{ms} увеличивается. Рост тока сменяется спадом, когда $g_{ms}u_{gs} > g_{md}u_{gd}$. Канал сужается у стока и U_d растет, а напряжение на области истока U_s уменьшается, и в области истока канал расширяется. Приращение тока канала $i_s = i_{\max} - i(t)$ можно записать в виде

$$i_s = g_{ms}(u_{gs} - i_s r_c) - (u_d + i_s r_c) g_s.$$

Учитывая, что $g_{ms} r_s = \mu$, где $\mu = \partial U / \partial U_{gs}$ — коэффициент усиления по напряжению, и $\mu u_{gs} \approx U$, получим

$$i_s = \frac{U - u_d}{r_s(1 + g_{ms} r_c)} = C^* \frac{\partial u_d}{\partial t}. \quad (4)$$

Спад тока, как и нарастание, неэкспоненциален. Для начальной стадии спада, принимая $r_s = r_{sm}$ и $r_c \approx r_0$, а также учитывая, что $g_{ms}(U) \approx g_m$, получаем для тока i_s

$$i_s = i_\infty + (i_{\max} - i_\infty) \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right), \quad (5)$$

$$\tau_s = r_{sm} C^* (1 + g_m r_0). \quad (6)$$

Таким образом, из (2)–(3) следует, что увеличение эффективного потенциала внутреннего затвора при нарастании тока подавляет его рост. В результате уменьшается и время нарастания тока. Растекание тока сопровождается увеличением сопротивления r_s . При последующем спаде тока одновременно уменьшаются и U_s , и r_s , что компенсирует спад тока. В результате, как следует из (5)–(6), ток спадает медленнее, чем в отсутствие внутренней обратной связи. Вместе с тем из соотношения

(2) видно, что чем больше проводимость истока g_c и, значит, больше начальный ток i_f , тем больше увеличивается сопротивление r_s в начальной стадии релаксации ($r_s \sim i_{\max} \sim g_c$) и тем медленнее спадет ток.

Этот результат соответствует общим свойствам усилителя с отрицательной обратной связью: увеличение глубины отрицательной обратной связи расширяет полосу пропускания и в сторону верхних, и в сторону нижних частот. Глубина отрицательной обратной связи равна $1 + \beta\mu_0(\omega)$, где $\mu_0(\omega)$ — коэффициент усиления в отсутствие обратной связи, β — коэффициент обратной связи. Для канала $\beta = 1$, $\mu_0 \approx g_m r_0$. Уменьшение коэффициента усиления из-за действия внутренней отрицательной обратной связи приводит (в силу постоянства произведения коэффициента усиления на полосу пропускания), к уменьшению характерного времени нарастания тока τ_f в $1 + \beta\mu_0 = (1 + g_m r_0)$ раз и к увеличению характерного времени медленного спада плоской вершины импульса τ_s в $1 + \beta\mu_0 = (1 + g_m r_0)$ раз, что и соответствует (3) и (6).

Наблюдаемая корреляция между температурным ходом $\tilde{G}(T)$ и $C(T)$ свидетельствует о том, что $\omega\tau_f \cong 1$ ($\omega = 2\pi f$, $f = 160$ кГц). Отсюда можно получить в качестве оценки масштаба времени быстрой стадии перезарядки емкости канала величину $\tau_f \approx 10^{-6}$ с. Оценим время медленной стадии релаксации. Учитывая, что $g_m \cong g_c$ и $g_c \sim a_0$, $g_s \sim a_s$, получаем

$$g_m r_0 \approx \frac{a_0}{a_s} \approx \frac{\tilde{G}}{G}.$$

Приняв $\tilde{G}/G \leq 10^2$ и $r_{sm} \approx 10^6 - 10^7$ Ом, получаем из (3) и (6) в качестве верхней оценки $\tau_s \approx 10^6 \tau_f \leq 1$ с. Из (2) следует, что при $g_m r_0 > 1$ приращение тока составляет $i_f = U g_c$ и величина тока канала отражает проводимость истока. Отсюда следует, что немонотонный характер температурной зависимости $\tilde{G}(T)$ отражает немонотонный характер изменения поверхностной проводимости с температурой.

При воздействии зондирующего сигнала \tilde{U} после переключения напряжения U индуктивный ток вначале быстро (за $t \approx \tau_f$) возрастает из-за расширения канала, при этом измеряемая емкость $C = C_g - \tilde{B}/\omega$ и $C < C_g$. По мере медленного (за время $t \approx \tau_s$) роста активной проводимости канала индуктивная проводимость канала уменьшается, при этом измеряемая емкость медленно увеличивается, с чем и связано формирование пиков в релаксационных спектрах. Таким образом, характер релаксации измеряемой емкости в результате влияния размерных эффектов на длине Дебая в канале утечки аналогичен характеру релаксации барьерной емкости при перезарядке глубоких уровней, обычно считающийся единственной причиной формирования релаксационных спектров при измерениях нестационарной емкости.

Подчеркнем, что реактивный ток канала, а значит, и измеренная емкость, определяются модуляцией ширины канала зондирующим и обедняющим напряжениями и

зависят от крутизны канала, а не от проводимости канала утечки на постоянном напряжении. Это объясняет тот экспериментальный факт, что в диодах, отличающихся на порядки током утечки, наблюдаются одинаковые температурные скачки емкости и релаксационные спектры.

В. Природа центров, ответственных за немонотонный характер поверхностной проводимости. Как видно из рис. 3, температурная зависимость модуля комплексной проводимости $|\tilde{Y}| = (G^2 + B^2)^{1/2}$ имеет ступенчатый характер и свидетельствует о росте поверхностной проводимости при охлаждении в области температур $T < 160$ К. На рис. 3 приведены также результаты измерения проводимости на квадрат поверхности $G_{\square}(T)$ в образцах с омическими контактами, созданными на поверхности пластины n -Si с ОДУ. Из рисунка видна корреляция между температурным ходом $\tilde{G}(T)$ и $G_{\square}(T)$.

В работе [9] аналогичные особенности температурного хода $\tilde{G}(T)$ в Si и Ge [8] связывались с изменением поверхностной плотности свободных электронов с температурой $n_s(T)$. Роль донорных поверхностных состояний могут выполнять комплексы, включающие трехкоординированные атомы кислорода, донорная активность которых обусловлена орбиталями неподеленных пар [18]. Такие комплексы могут быть кислородными [19] подобно кислородным термодонорам [20], могут включать атом водорода [18] или молекулы адсорбированной воды [21]. Общие закономерности в температурном ходе зависимостей $n_s(T)$ в Si и Ge можно понять, если учесть свойство кислород- и водородсодержащих центров образовывать ряд комплексов, перестраивающих свою конфигурацию при низких температурах. Подтверждением этого вывода является близость температур, при которых наблюдаются пики в релаксационных спектрах и перегибы на кривых $\tilde{G}(T)$, к известным температурам размораживания вращательной подвижности адсорбционных комплексов, содержащих атомы кислорода [19] и молекулы воды [21–22], а также дефектов в кристаллах с водородными связями [23]. Это позволяет связать немонотонность зависимостей $n_s(T)$ с изменением электроотрицательности комплексов при перестройке их конфигурации в районе "собственных" температур. Рост n_s при охлаждении может быть связан с "замерзанием" комплекса и закреплением его на оборванной связи Si, а уменьшение n_s — с перестройкой дефекта в более энергетически выгодную конфигурацию с малой энергией связи. В водородсодержащих комплексах эта перестройка связывается с туннелированием протона вдоль слабой водородной связи с соседним атомом кислорода [23] и с образованием слабо электроотрицательных радикалов гидроксила по обратимой реакции $H_2O + O \rightleftharpoons 2OH$ [22]. Релаксационные пики при $T > 150$ К в спектрах образцов, окисленных в сухом кислороде (рис. 4, кривая 1), могут быть обусловлены комплексами, включающими атомы кислорода и молекулы воды [21,9]. Малые амплитуды этих пиков в спектрах при хлорном окислении (рис. 4, кривая 2) можно связать с меньшим количеством разорванных связей [15], а их рост при старении

(кривая 3), сопровождающийся уменьшением n_s — с образованием комплексов SiOH с прочной химической связью, ростом неактивированных разорванных связей Si и образованием стабильных комплексов. Отметим, что с этой моделью хорошо согласуются немонокотонные температурные зависимости плотности оборванных связей кремния и кислорода в SiO₂ и на интерфейсе Si–SiO₂ при пострадиационном отжиге в области 77–300 К, наблюдавшиеся в [24] методом электронного парамагнитного резонанса и связывавшиеся с присутствием в окисле гидридных и гидроксильных групп. Характер осцилляций плотности этих дефектов с отжигом и сопутствующее изменение встроенного заряда в SiO₂ [24] соответствуют характеру изменения амплитуд пиков релаксационных спектров при старении образцов с ОДУ, что может быть связано с образованием и перестройкой комплексов с водородной связью при отжиге.

5. Таким образом, на кинетику экранирования электрического поля в барьерной структуре с каналом утечки оказывает влияние растекание тока и отрицательная обратная связь в канале. Амплитуда и время нарастания токового импульса ограничиваются накоплением объемного заряда у истока, вызванным растеканием тока и уменьшением объемного заряда у стока. Спад тока и накопление объемного заряда у стока замедляются из-за рассасывания объемного заряда у истока. Высокочастотный ток канала может иметь как емкостный, так и индуктивный характер и вносит вклад в величину измеренной емкости барьерной структуры. Медленная релаксация поверхностного тока утечки барьеров Шоттки на n -Si с ОДУ проявляется в релаксационных спектрах, отражающих немонокотонную температурную зависимость поверхностной проводимости, предположительно обусловленную кислород- и водородсодержащими донорными центрами.

Авторы благодарны участникам научного семинара лаборатории Неравновесных процессов в полупроводниках ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] В.Б. Сандомирский, А.Г. Ждан, М.А. Мессерер, И.Б. Гуляев. ФТП, **7**, 1314 (1973).
- [2] А.Я. Винников, А.М. Мешков, В.Н. Савушкин. ФТТ, **22**, 2989 (1980).
- [3] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [4] G.L. Miller, D.V. Lang, L.C. Kimerling. Annual Review Material Science, (1977).
- [5] M.C. Chen, D.V. Lang, W.C. Dautremont-Smith, A.M. Sergent, J.P. Harbison. Appl. Phys. Lett., **44**, 790 (1984).
- [6] W.L. Brown. Phys. Rev., **91**, 518 (1953).
- [7] Я.А. Фетодов. Основы физики полупроводниковых приборов. (М., Сов. радио. 1970).
- [8] Н.И. Бочкарева. ФТП, **25**, 537 (1991).
- [9] Н.И. Бочкарева, А.В. Клочков. ФТП, **32**, 82 (1998).
- [10] H.A. Blackstead, J.D. Dow. J. Supercond., **9**, 563 (1996).
- [11] Ю.М. Байков, С.Е. Никитин, Ю.П. Степанов, В.М. Егоров. ФТТ, **39**, 823 (1997).
- [12] J. Kaniewski, M. Kaniewska, A.R. Peaker. Appl. Phys. Lett., **60**, 359 (1992).
- [13] J.L. Morenza, D. Esteve. Solid St. Electron., **21**, 739, (1978).
- [14] J. Nishizawa, T. Terasaki, J. Shibata. JEEE Trans. Electron. Dev., **ED-22**, 185 (1975).
- [15] А. Блихер. Физика биполярных и полевых транзисторов. (Л., Энергоатомиздат, 1986).
- [16] М.И. Конторович. Операционное исчисление и процессы в электрических цепях (М., Сов. радио, 1975).
- [17] С.М. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984).
- [18] G. Lucovsky. Proc. of the 23rd Int. Conf. on the Physics of Semicond. (Berlin, Germany, 1996) v. 2, p. 907.
- [19] A. Spitzer, H. Luth. Surface Sci., **118**, 121 (1982).
- [20] В.Д. Ткачев, Л.Ф. Макаренко, В.П. Маркевич, Л.И. Мурин. ФТП, **18**, 526 (1984).
- [21] P.A. Thiel, T.E. Madey. Surf. Sci. Rep., **7**, 211 (1987).
- [22] A.B. Anderson. Surface Sci., **105**, 159 (1981).
- [23] М.П. Тонконогов. УФН, **168**, 29 (1998).
- [24] D.L. Gricom. J. Appl. Phys., **58**, 2524 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Kinetics of electric field screening in a space–charge region with leakage channel and low–temperature surface channel conductivity in a high-resistivity n -Si

N.I. Bochkareva, A.V. Klochkov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The kinetics of electric field screening in a space–charge region with leakage channel is considered on the basis of the experimental study of surface channel conductivity in Si. The characteristic times for the fast and slow relaxation stages of the space charge at the channel boundary after reverse–bias switching are estimated. The channel current relaxation mechanism proposed can explain a large HF channel conduction observed and the formation of capacitance relaxation spectra, similar to those associated traditionally with charge exchange of deep centers. The nature of surface donor centers responsible for formation of conducting layer at Si–SiO₂ interface near 90 K is discussed.