Электронно-ионный обмен на межфазных границах диэлектрик–полупроводник и его влияние на транспорт ионов в изолирующем слое

 Е.И. Гольдман

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

(Получена 11 октября 1999 г. Принята к печати 24 февраля 2000 г.)

Построена теория ионного переноса в изолирующих слоях на поверхности полупроводников. Учтены процессы нейтрализации ионов, распада нейтральных ассоциатов ион + электрон, ионного дрейфа и диффузии нейтральных ассоциатов. Теория позволяет разрешить противоречие в интерпретации экспериментальных данных о ионной деполяризации слоев SiO_2, которые проявляют себя взаимоисключающе: и как система ионных ловушек с широким распределением времен жизни, и как среда со свободными ионами. Роль ловушек играют нейтральные ассоциаты; широкое распределение времен жизни обусловлено разбросом длин туннелирования электронов при распаде ассоциатов. Повышение степени ионизации при квазистационарном уменьшении электрического поля обеспечивает плавный переход от совокупности малоподвижных нейтральных ассоциатов к ансамблю свободных ионов.

Исследования генерации и миграции ионов в изолирующих слоях на поверхности полупроводников ведутся уже несколько десятилетий [1–4], однако современные представления о природе ионного переноса, в том числе и в такой технологически отработанной структуре как SiO_2/Si, достаточно противоречивы. В зависимости от типа эксперимента диэлектрик проявляет себя взаимоисключающе: либо как система ионных ловушек с широким распределением времен жизни (изотермическая или термостимулированная поляризация и деполяризация изолятора [5–9]), либо как среда со свободными ионами (время-пролетный эффект [10,11], динамические вольт-амперные характеристики (ВАХ) [12–16]). В данной работе на основе электронно-ионного обмена у границы раздела (ГР) диэлектрик–полупроводник [17] построена феноменологическая теория ионного транспорта в изолирующем слое, разрешающая указанное противоречие.

Основные положения модели [17] состоят в следующем. В изолирующем слое структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на основе полупроводника n-типа присутствуют подвижные ионы, для определенности — с элементарным положительным зарядом, и они могут перемещаться только в пределах диэлектрического промежутка. Каждый ион и окружающая его матрица изолятора порождают локализованное электронное состояние. При заполнении этого состояния образуется нейтральный ассоциат (НА) ион + электрон. Ионный дрейф, диффузия НА, а также процессы их образования (нейтрализация ионов при переходе электронов из полупроводника на локализованные состояния) и распада (ионизация НА при переходе электронов с локализованных состояний в полупроводник или в зону проводимости диэлектрика) определяют механизм ионного транспорта по изолятору. В достаточно больших стационарных поляризующих полях ($V_i > 0$, $V_i = V_g - V_s - V_c$, V_i — падение потенциала на изоляторе, V_s — падение напряжения на полупроводнике, V_c — контактная разность потенциалов на границе затвор–полупроводник) ионы концентрируются у границы раздела диэлектрик–полупроводник. При этом происходит их частичная нейтрализация за счет туннельных переходов электронов из поверхностного слоя обогащения полупроводника на локализованные состояния и обратно. Образовавшиеся НА диффундируют в глубь изолятора, где термически распадаются на ионы и электроны. Последние практически мгновенно по сравнению с временами ионного переноса уходят на соответствующий электрод. Вновь образовавшиеся ионы под действием электрического поля в зависимости от его направления будут либо возвращаться к ГР диэлектрик–полупроводник (поляризующие поля, рис. 1, a), либо уходить к контакту с полевым электродом (деполяризующие поля, рис. 1, b). Массоперенос в изоляторе описывается уравнениями

$$\frac{\partial M}{\partial t} - D\frac{\partial^2 M}{\partial z^2} + \frac{M}{\tau} + \frac{M}{\tau_i} - \frac{N}{\tau_n} = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{q}\frac{\partial j}{\partial z} + \frac{N}{\tau_n} - \frac{M}{\tau_i} - \frac{M}{\tau} = 0. \qquad (2)$$

Здесь N и M — объемные концентрации ионов и НА в диэлектрике; $z = 0$ — координата ГР, в области $z < 0$ расположен полупроводник, а в области $z > 0$ — изолятор (рис. 1); D — коэффициент диффузии НА; τ — характерное время распада НА, связанного с переходом электрона в зону проводимости диэлектрика; $\tau_i(z)$ — характерное время ионизации находящегося на расстоянии z от ГР ассоциата, связанной с уходом электрона в полупроводник; $\tau_n(z)$ — характерное время нейтрализации находящегося на расстоянии z от ГР иона, связанной с приходом электрона из полупроводника; q — элементарный заряд; $j = q\mu NF - \mu T\partial N/\partial z$ — плотность тока ионов; F — электрическое поле в изоляторе.

Вероятности ионизации $\tau_i^{-1}(z)$ и нейтрализации $\tau_n^{-1}(z)$ резко спадают с ростом z вследствие увеличения

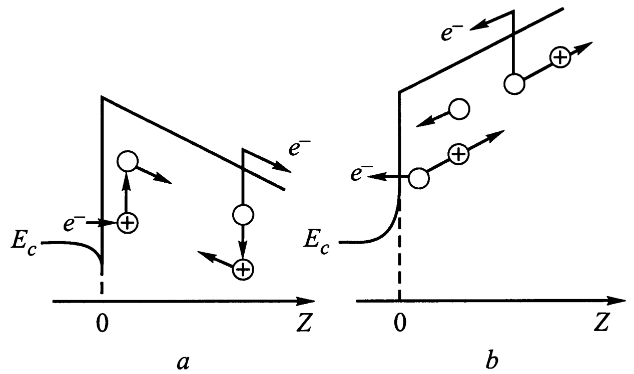

Рис. 1. Схемы ионного транспорта у границы раздела диэлектрик–полупроводник при поляризующем (a) и деполяризующем (b) напряжениях. Обозначения: кружок — нейтральный ассоциат ион + электрон, кружок со знаком "плюс" — положительный ион, e^- — электрон, Z — координата, область $Z < 0$ — полупроводник, $Z > 0$ — изолятор, E_c — дно зоны проводимости.

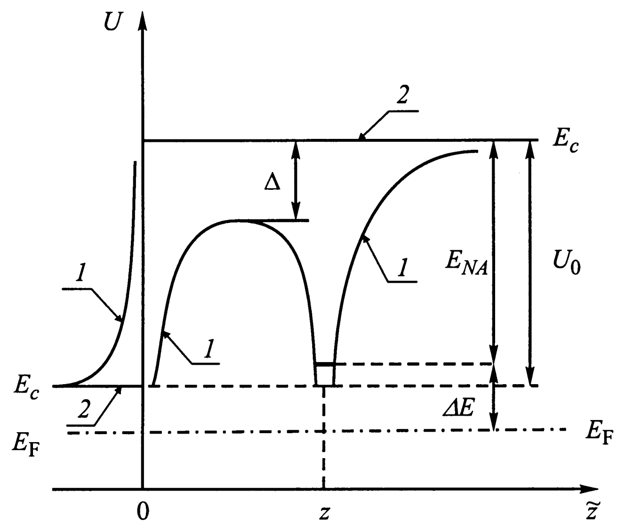

Рис. 2. Потенциальный рельеф для электрона, связанного с ионом в нейтральный ассоциат, в окрестности границы раздела диэлектрик–полупроводник. *1* — потенциал с учетом сил изображения, *2* — прямоугольный барьер высоты U_0, обусловленный разрывом зон проводимости на контакте полупроводник–изолятор, $\tilde{z}$ — координата электрона, $\tilde{z} < 0$ — полупроводник, $\tilde{z} > 0$ — диэлектрик, z — координата иона, E_c — дно зоны проводимости, E_F — уровень Ферми, Δ — понижение барьера силами изображения, E_{NA} — энергия электрона в нейтральном ассоциате, отсчитанная от дна зоны проводимости изолятора, ΔE — расстояние от уровня электрона в нейтральном ассоциате до уровня Ферми.

длины туннелирования и высоты туннельного барьера. Основной вклад в потенциал $U(\tilde{z})$ (рис. 2, $\tilde{z}$ — координата электрона), ограничивающий скорость перехода электронов из полупроводника на локализованные состояния, порожденные ионами, и обратно, вносят разрыв зон проводимости на ГР полупроводник–диэлектрик U_0 и силы изображения от зарядов иона и электрона. При $\tilde{z} > 0$ без учета внешнего электрического поля

$$U(\tilde{z}) = U_0 - \left(q^2/\kappa_{i\mathrm{LF}}\right)\left\{1/|z-\tilde{z}| - [1/(z+\tilde{z})]\right.$$
$$\left.\times\left(\kappa_{s\mathrm{LF}}-\kappa_{i\mathrm{LF}}\right)/\left(\kappa_{s\mathrm{LF}}+\kappa_{i\mathrm{LF}}\right)\right\}$$
$$-\left(q^2/\tilde{z}\kappa_{i\mathrm{HF}}\right)\left(\kappa_{s\mathrm{HF}}-\kappa_{i\mathrm{HF}}\right)/\left(\kappa_{s\mathrm{HF}}+\kappa_{i\mathrm{HF}}\right),$$

где z — координата иона, κ_i и κ_s — диэлектрические проницаемости изолятора и полупроводника, индексы LF и HF означают низкую и высокую частоты [18]. Силы изображения существенно снижают барьер при достаточно малых z. Так, для ГР Si–SiO$_2$ ($\kappa_{s\mathrm{LF}} = \kappa_{s\mathrm{HF}} = 11.5$, $\kappa_{i\mathrm{LF}} = 3.9$, $\kappa_{i\mathrm{HF}} = 2.13$ [18]) реальный барьер (рис. 2, кривая *1*) ниже прямоугольного (рис. 2, линия *2*) на величину $\Delta(z) = 1.07q^2/z = 1.54\ (10\,\text{Å}/z)$ эВ. При больших z хорошей аппроксимацией функции $\tau_i(z)$ является выражение: $\tau_i = \overline{\tau_i}\exp(z/\delta_\infty)$, где $\overline{\tau_i}$ — не зависящий от координаты сомножитель; $\delta_\infty = (\hbar^2/8mE_{\mathrm{NA}})^{1/2}$ — характерная длина затухания волновой функции электрона в глубь диэлектрика; m — эффективная масса электрона в изоляторе; E_{NA} — энергия электрона в НА, отсчитанная от дна зоны проводимости изолятора. По данным [19] для SiO$_2$ $\delta_\infty \approx (U_0/E_{\mathrm{NA}})^{1/2}$. Отношение темпов ионизации и нейтрализации определяется расстоянием ΔE от уровня электрона в НА до уровня Ферми: $\tau_n/\tau_i = \exp(\Delta E/T)$. Отсюда следует возможность управления степенью нейтрализации ионов путем изменения положения уровня Ферми на ГР. Разумеется, если уровень электрона в НА расположен достаточно высоко над дном зоны проводимости полупроводника, то нейтрализация невозможна. Электрическое поле в диэлектрике описывается уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{4\pi qN}{\kappa_i}, \tag{3}$$

$F|_{z\to\infty} = F_h$ (а точнее — $F|_{z=h} = F_h$), где F_h — поле у контакта изолятора с затвором.

Рассмотрим стационарное распределение ионов и НА у ГР в поляризующем поле $F < 0$ (рис. 1, a). Граничные условия к системе уравнений (1), (2): при $z = 0$ — $j = 0$ и $\partial M/\partial z = 0$ (условия отсутствия переноса ионов и НА через ГР), при $z \to \infty$ — $M = 0$ и $N = 0$. Из (1) и (2) получаем

$$\frac{d^2M}{dz^2} - \frac{M}{\lambda^2} - \frac{M}{D\tau_i} + \frac{N}{D\tau_n} = 0, \tag{4}$$

$$j - qD\frac{dM}{dz} \equiv q\mu NF - \mu T\frac{dN}{dz} - qD\frac{dM}{dz} = 0. \tag{5}$$

Здесь $\lambda = (D\tau)^{1/2}$ — длина диффузии НА. Соотношение (5) (отсутствие суммарного потока ионов и НА) математически описывает незатухающую циркуляцию частиц у ГР изолятор–полупроводник. Нейтральные ассоциаты, образовавшиеся после нейтрализации ионов, диффундируют в глубь диэлектрика, где термически распадаются на ионы и электроны. Вновь образовавшиеся ионы под действием электрического поля дрейфуют к ГР, где опять нейтрализуются и т.д. Уравнение (4) с условиями $(dM/dz)|_{z=0} = 0$ и $M|_{z=\infty} = 0$ можно представить в интегральной форме:

$$M = \frac{M_0}{2}\exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) + \frac{\tau}{2\lambda} \times \int_0^\infty \exp\left(-\frac{|z_1 - z|}{\lambda}\right)\left(\frac{N}{\tau_n} - \frac{M}{\tau_i}\right)dz_1, \quad M_0 = M|_{z=0}. \quad (6)$$

Из уравнений (3) и (5) находим

$$N_0 + (qD/\mu T)M_0 = \left(2\pi q^2 N_s^2/\kappa_i T\right) + (q|F_h|N_s/T),$$

где $N_0 = N|_{z=0}$, $N_s = \int_0^\infty N dz$ (в рассматриваемом случае $F_h < 0$). Будем полагать, что $(\lambda/\tau_n)d\tau_n/dz \gg 1$, $(T/q|F|\tau_n)d\tau_n/dz \gg 1$, т.е. функции $\tau_i(z)$ и $\tau_n(z)$ изменяются с z гораздо быстрее, чем $M(z)$ и $N(z)$. Тогда из (6) следует

$$M \cong M_0\exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right), \; N_0 = M_0\left[\frac{\tau_{n0}\lambda}{\tau\delta_0} + \exp\left(\frac{\Delta E_0}{T}\right)\right], \quad (7)$$

$\delta_0 = \tau_{n0}\int_0^\infty \tau_n^{-1} dz$ — характерное расстояние, определяющее зависимость τ_n от z, $\tau_{n0} = \tau_n|_{z=0}$, $\Delta E_0 = \Delta E|_{z=0}$ (здесь использовано равенство $\tau_n/\tau_i = \exp(\Delta E/T)$). Формулы (7) отличаются от точного соотношения (6) на малые члены порядка $(\delta_0/\lambda) \ll 1$, но именно они обеспечивают исчезновение потока НА при $z = 0$. Для степени ионизации частиц у ГР $[\gamma \equiv N_s/(N_s + M_s)$, $M_s = \int_0^\infty M dz$, $N_s + M_s + N_{s0}$, N_{s0} — концентрация частиц у ГР] получаем

$$\gamma = \frac{2\gamma_{\mathrm{H}}\gamma_{\mathrm{L}}}{\gamma_{\mathrm{L}} + \sqrt{\gamma_{\mathrm{L}}^2 + 4\gamma_{\mathrm{H}}^2(1-\gamma_{\mathrm{L}})}}\,, \quad (8)$$

$$\gamma_{\mathrm{H}}^{-1} = 1 + \frac{q|F_h|\lambda}{T\left[\frac{\tau_{n0}\lambda}{\tau\delta_0} + \frac{qD}{\mu T} + \exp\left(\frac{\Delta E_0}{T}\right)\right]}\,,$$

$$\gamma_{\mathrm{L}}^{-1} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\pi q^2\lambda N_{s0}}{\kappa_i T\left[\frac{\tau_{n0}\lambda}{\tau\delta_0} + \frac{qD}{\mu T} + \exp\left(\frac{\Delta E_0}{T}\right)\right]}}\,. \quad (9)$$

Из формул (8), (9) явствует физический смысл введенных параметров: γ_{H} — степень ионизации частиц в сильных полях[1], а γ_{L} — в слабых. Величина ΔE_0 уменьшается с ростом модуля электрического поля у затвора и концентрации ионов, $\exp(\Delta E_0/T) = \exp(\Delta E_{\mathrm{FB}}/T)(n_d/n_0)$, $n_0 \approx n_d + (2\pi q^2/\kappa_s T)[N_s + (\kappa_i|F_h|/4\pi q)]^2$, ΔE_{FB} — расстояние от уровня электрона на НА до уровня Ферми полупроводника в состоянии плоских зон, n_0 и n_d — концентрации электронов на ГР и в объеме полупроводника соответственно. Стационарный ток через изолятор определяется темпом объемной генерации электронов при распаде НА:

$$I = -\frac{qSM_s}{\tau}. \quad (10)$$

Здесь S — площадь структуры, а знак минус указывает на направление тока — от затвора к полупроводнику. С увеличением электрического поля ток по модулю растет сублинейно и достигает насыщения $|I| = qSN_{s0}/\tau$ при полной нейтрализации ионов.

Рассмотрим теперь переходный процесс, связанный с транспортом ионов и НА после переключения поляризующего поля ($F < 0$) на деполяризующее ($F > 0$). Пусть после изменения направления поля поверхность полупроводника обедняется настолько, что нейтрализацией ионов можно пренебречь (ΔE_0 достаточно велико), и время пролета $\tau_d \sim h/\mu F$ гораздо меньше времени жизни НА в объеме изолятора τ. Релаксация поляризации определяется четырьмя эффектами: ионизацией НА путем туннельного перехода электронов в полупроводник, пролетом образовавшихся ионов, диффузией НА к ГР с распадом на границе или в объеме диэлектрика. Соответственно можно выделить три характерных временны́х диапазона. В первом ток деполяризации обусловлен туннельными электронными переходами и пролетом ионов, возникающих при распаде НА у ГР в узком слое, внутри которого $\tau_i(z) \le \tau_d$. Во втором происходит ионизация НА в слое толщиной z_*, определяемой условием

$$\tau_d \ll \tau_i(z_*) = \min(z_*^2/D, \tau),$$

т.е. пролет ионов не ограничивает деполяризацию, а диффузия НА не существенна. В третьем, заключительном диапазоне релаксация определяется распадом НА в объеме изолятора и диффузией НА в приповерхностную область $z < z_*$, где темп их ионизации выше. Первому участку (время-пролетный эффект) отвечают уравнения массопереноса

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{M}{\tau_i} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \mu\frac{\partial(NF)}{\partial z} - \frac{M}{\tau_i} = 0. \quad (12)$$

Пренебрежение диффузией в (12) обосновано при $V_i \gg T/q$ и $F_0 > 0$, $F_0 = F|_{z=0}$. Начальное условие

$$M|_{t=0} = M_i(z) = (M_{si}/\lambda_i)\exp(-z/\lambda_i)$$

отвечает стационарному распределению частиц (7), M_{si} — начальная плотность НА. Граничное условие $N|_{z=0} = 0$ обеспечивает отсутствие массопереноса через ГР. Из уравнений (3) и (12) следует соотношение для тока через изолятор:

$$I = qS\left(\frac{\kappa_i}{4\pi q}\frac{\partial F}{\partial t} + \mu F N + \int_z^h \frac{M(z_1)}{\tau_i(z_1)}dz_1\right). \quad (13)$$

[1] Выражение для γ_{H} было найдено в работе [17] в пределе больших V_i, когда поле F можно считать однородным.

Время пролета τ_d определяется из равенства $\int\limits_0^{\tau_d} \mu F_h dt = h$. При $\tau < \tau_d$ из (13) имеем

$$I = \frac{\kappa_i S}{4\pi}\frac{dF_h}{dt}, \qquad I = qS\left(\frac{\kappa_i}{4\pi q}\frac{\partial F_0}{\partial t} + \int\limits_0^h \frac{M}{\tau_i}dz\right).$$

Отсюда с учетом (11) находим

$$F_h - F_0 = \bar{F} \equiv (4\pi q/\kappa_i)\int\limits_0^h (M_i - M)dz + (4\pi q N_{si}/\kappa_i),$$

где N_{si} — начальная плотность ионов. Еще одно соотношение для тока получается после интегрирования равенства (13) по координате:

$$I = \frac{\kappa_i S}{8\pi h}\left[-2\frac{dV_i}{dt} + \mu\left(F_h^2 - F_0^2\right) + \frac{8\pi q}{\kappa_i}\int\limits_0^h z\frac{M}{\tau_i}dz\right].$$

Учитывая, что $V_s = 2\pi q n_d w^2/\kappa_s$, $4\pi q n_d w = \kappa_i F_0$, где w — толщина слоя обеднения у поверхности полупроводника, для тока имеем

$$I = \frac{\kappa_i\kappa_s\mu S\bar{F}(2F_0 + \bar{F})}{8\pi(\kappa_s h + \kappa_i w)} + \frac{qS}{(\kappa_s h + \kappa_i w)} \times \int\limits_0^h (\kappa_i w + \kappa_s z)\frac{M}{\tau_i}dz - \frac{\kappa_i\kappa_s S}{4\pi(\kappa_s h + \kappa_i w)}\frac{dV_c}{dt}. \quad (14)$$

Три слагаемых в выражении (14) отвечают трем различным механизмам переноса. Первое описывет пролет свободных ионов, существовавших у ГР при $t = 0$ и образовавшихся при распаде НА за время t. Второе — электронные туннельные переходы, обусловливающие распад НА. Третье — емкостной ток, связанный с изменением контактной разности потенциалов (это слагаемое отлично от нуля только для термостимулированного режима). В случае изотермической деполяризации первая компонента тока растет со временем, а вторая — падает. Отметим, что в теории опустошения поверхностных ловушек на контакте изолятора с металлом [20] ток растет со временем ($I|_{t=0} = 0$), так как зависимость $I(t)$ не содержит слагаемого, аналогичного второму в выражении (14). Это различие обусловлено неучетом в работе [20] разделения в пространстве электронного и ионного зарядов при опустошении ловушек (в рассматриваемом здесь случае данное разделение происходит на расстоянии $w + z$).

Решение уравнения (11) имеет вид

$$M = M_i(z)\exp[-t_{\text{eff}}/\tau_i(z,t)],$$

$$t_{\text{eff}} = \tau_i(z,t)\int\limits_0^t dt_1/\tau_i(z,t_1).$$

Время ионизации τ_i как функцию координаты и температуры можно представить следующим образом: $\tau_i = \bar{\tau}\exp(\varepsilon)$, где $\bar{\tau} = \text{const}$, $\varepsilon = \varepsilon(z,T) \gg 1$; ε растет с увеличением z и убывает с ростом T, причем

$$\delta \equiv (\partial\varepsilon/\partial z)^{-1}, \qquad \delta|_{z=0} = \delta_0, \qquad \delta|_{z\to\infty} = \delta_\infty.$$

Если $T = \text{const}$, то $t_{\text{eff}} = t$; если $T = t_0 + k\beta_T t$ (термостимулированный режим), то $t_{\text{eff}} \simeq t$ при $|(T - T_0)\partial\varepsilon/\partial T| \ll 1$ и $t_{\text{eff}} \simeq (k\beta_T|\partial\varepsilon/\partial T|)^{-1}$ при $|(T - T_0)\partial\varepsilon/\partial T| \gg 1$. В последнем случае t_{eff} — время, за которое τ_i уменьшается в e раз. Единообразное описание релаксационных сигналов в изотермическом и термостимулированном режимах путем введения обобщенного времени t_{eff} характерно для процессов с мономолекулярной кинетикой [21]. Широкое распределение времен туннельной ионизации τ_i позволяет провести аналогию между НА и локализованными электронными состояниями с большой дисперсией времен жизни [21,22] и представить функцию $M(z)$ в виде "ступеньки"

$$M(z) = \begin{cases} 0, & z < z_m \\ M_i(z), & z > z_m \end{cases}, \quad \varepsilon(z_m, T) = \ln\left(\frac{t_{\text{eff}}}{\bar{\tau}}\right), \quad (15)$$

где z_m — координата, разделяющая области уже распавшихся ($z < z_m$) и еще сохранившихся НА ($z > z_m$). При таком подходе величину δ следует трактовать как характерный масштаб "размытия" ступеньки. Поэтому приближение (15) справедливо при $\delta \ll z_m, \lambda_i$. Для ограниченного диапазона времен явную зависимость координаты z_m от t можно получить, разлагая функцию $\varepsilon(z_m, T)$ в ряд:

$$z_m = \bar{z}_m + \delta\ln\left(\frac{t_{\text{eff}}}{\bar{t}}\right), \qquad \varepsilon(\bar{z}_m) = \ln\left(\frac{\bar{t}}{\bar{\tau}}\right). \quad (16)$$

Здесь $\bar{z}_m$ и δ отвечают началу выбранного временнóго диапазона $\bar{t} < t_{\text{eff}} < \bar{\bar{t}}$, т. е. рассчитываются при $t_{\text{eff}} = \bar{t}$. Поскольку $\varepsilon \gg 1$, максимальное $t_{\text{eff}} = \bar{\bar{t}}$ из данного диапазона может превышать $\bar{t}$ на несколько порядков. Получаем

$$\bar{F} = \frac{4\pi q M_{si}}{\kappa_i}\left[1 - \exp\left(-\frac{\bar{z}_m}{\lambda_i}\right)\left(\frac{\bar{t}}{t_{\text{eff}}}\right)^{\frac{\delta}{\lambda_i}}\right] + \frac{4\pi q N_{si}}{\kappa_i}.$$

При $F \gg \bar{F}$ (т. е. считая $F \approx F_0 \approx F_h$), $z_m \ll \kappa_i w/\kappa_s$ выражение (14) преобразуется:

$$I = \frac{qS\kappa_s\mu F N_{si}}{(\kappa_s h + \kappa_i w)} - \frac{\kappa_i\kappa_s}{4\pi(\kappa_s h + \kappa_i w)}\frac{dV_c}{dt} + \frac{qSM_{si}}{(\kappa_s h + \kappa_i w)}\left\{\mu\kappa_s F\left[1 - \exp\left(-\frac{\bar{z}_m}{\lambda_i}\right)\left(\frac{\bar{t}}{t_{\text{eff}}}\right)^{\frac{\delta}{\lambda_i}}\right] + \frac{\delta\kappa_i w}{\lambda_i t_{\text{eff}}}\exp\left(-\frac{\bar{z}_m}{\lambda_i}\right)\left(\frac{\bar{t}}{t_{\text{eff}}}\right)^{\frac{\delta}{\lambda_i}}\right\}. \quad (17)$$

Как явствует из (17), в случае $T = \text{const}$ ток как функция времени имеет минимум при $t = t_{\min} \simeq \kappa_i^2/4\pi q n_d \mu \kappa_s$. Растущая с t составляющая I обусловлена увеличением (из-за распада НА) числа ионов, участвующих в пролете. Спадающая со временем ветвь тока связана с электронными туннельными переходами при ионизации НА. В термостимулированном режиме определяющую роль играет температурная зависимость подвижности. На фоне слабо зависящих от T компонент, отвечающих изменению контактной разности потенциалов и туннельной ионизации НА, ток пролета ионов экспоненциально растет с температурой.

В слабых полях $F_h < 4\pi q N_s/\kappa_i$ в изоляторе в интервале $(0, z_0)$ образуется резервуар свободных ионов, а в полупроводнике (поскольку $F_0 < 0$) — слой обогащения. Граница резервуара $z = z_0$ определяется из условия $F(z_0) = 0$; физически она имеет тот же смысл, что и виртуальный катод в теории токов, ограниченных пространственным зарядом [23]. Из уравнений (3) и (13) находим

$$I = \frac{\kappa_i S}{4\pi}\frac{dF_h}{dt},$$

$$I = -\frac{\kappa_i S}{4\pi h}\frac{dV_c}{dt} + \frac{\mu\kappa_i S}{8\pi h}F_h^2 + \frac{qS}{h}\int\limits_{z_0}^{h}(z - z_0)\frac{M}{\tau_i}dz. \quad (18)$$

При выводе (18) полагалось $z_0 \ll h$, а также пренебрегалось изменениями набега потенциала на области локализации ионного резервуара и на слое обогащения полупроводника. Если поле мало, т. е.

$$F_h \ll \left[(8\pi q/\mu\kappa_i)\int\limits_{z_0}^{h}(z - z_0)(M/\tau_i)dz\right]^{1/2},$$

то ток определяется электронными туннельными переходами при распаде НА. В приближениях (15), (16) и при условии $\overline{z}_m \gg z_0$ имеем

$$I = -\frac{\kappa_i S}{4\pi h}\frac{dV_c}{dt} + \frac{qSM_{si}\overline{z}_m}{h\lambda_i\overline{t}}\exp\left(-\frac{\overline{z}_m}{\lambda_i}\right)\left(\frac{\overline{t}}{t_{\text{eff}}}\right)^{1+\frac{\delta}{\lambda_i}}. \quad (19)$$

При $t > t_i$, где t_i — момент времени, начиная с которого выполняются неравенства

$$F_h \gg \left[(8\pi q/\mu\kappa_i)\int\limits_{z_0}^{h}(z - z_0)(M/\tau_i)dz\right]^{1/2},$$

$$\mu F_h^2 \gg |dV_c/dt|,$$

ток обусловлен пролетом фронта свободных ионов

$$I = \frac{\mu}{2h}\frac{F_i^2}{\left(1 - \frac{F_i}{2h}\int\limits_{t_i}^{t}\mu(t_1)dt_1\right)^2}, \qquad F_i \equiv F_h(t_i). \quad (20)$$

Общая картина зависимости тока деполяризации от времени при $t < \tau_d$ и высокой начальной степени нейтрализации следующая. В изотермическом случае вначале ток I связан с электронными туннельными переходами при ионизации НА и уменьшается со временем. По мере накопления числа свободных ионов обусловленная их пролетом компонента тока становится основной и ток I растет с t. С увеличением V_g время пролета уменьшается и нарастающая ветвь тока исчезает. В термостимулированном режиме из-за экспоненциального увеличения подвижности ионов с температурой амплитуда нарастающей со временем ветви тока гораздо больше, чем в изотермическом режиме, и на ее фоне спад зависимости $I(t)$ может оказаться не наблюдаемым.

В диапазоне времен $\tau_i(z_*) \gg t \gg \tau_d$ запаздывание, связанное с пролетом свободными ионами изолирующего промежутка, уже не существенно, а диффузия и распад НА в объеме диэлектрика (с временем жизни τ) еще не успевают развиться. Ток деполяризации определяется электронными туннельными переходами при ионизации НА, расположенных в области $z < z_*$. В приближениях (15), (16) имеем[2]

$$I = qS\int\limits_{0}^{h}\frac{M}{\tau_i}dz \simeq \frac{qSM_{si}\delta}{\overline{\tau}\lambda_i}\exp\left(-\frac{\overline{z}_m}{\lambda_i}\right)\left(\frac{\overline{\tau}}{t_{\text{eff}}}\right)^{1+\frac{\delta}{\lambda_i}}. \quad (21)$$

Выражения (17), (19) и (21) отвечают разным временны́м диапазонам. Поэтому $\overline{z}_m$ и $\overline{t}$ можно считать монотонно растущими функциями времени, более медленными, чем $\delta\ln(t_{\text{eff}}/\tau)$ и t_{eff} соответственно; величина $\delta = \delta(\overline{z}_m, T)$ спадает с t монотонно при $T = \text{const}$ и имеет максимум в термостимулированном режиме; $\delta|_{t=0} = \delta_0$, $\delta|_{t\to\infty} = \delta_\infty$.

Заключительная стадия деполяризации при $t \gg \tau_i(z_*) \equiv \min(z_*^2/D, \tau)$ определяется распадом НА в объеме изолятора и диффузией НА в приповерхностную область $z < z_*$, где темп их ионизации выше. Данной стадии в области $z > z_*$ соответствует уравнение массопереноса

$$\frac{\partial M}{\partial t} - D\frac{\partial^2 M}{\partial z^2} + \frac{M}{\tau} = 0,$$

а граничные и начальное условия суть

$$M(z_*, t) = 0, \quad M|_{z\to\infty} = 0, \quad M[z, \tau_i(z_*)] = M_*(z).$$

При $z - z_* \gg \delta(z_*)$ начальное распределение НА $M_*(z)$ совпадает со стационарным $M_i(z)$. Вблизи $z = z_*$ на некоторой длине $\overline{\delta} \simeq \delta(z_*)$ функция $M_*(z)$ спадает до нуля. (Если пренебречь этим обстоятельством и принять $M_*(z) = M_i(z)$, то из-за противоречия с граничным условием $M(z_*) = 0$ выражение для тока при $t \to \tau_i(z_*)$ будет расходиться как $[t - \tau_i(z_*)]^{-1/2}$). Используя приближение $M_*(z) = (z - \underline{z}_*)M_i(z_*)/\overline{\delta}$ при $z - z_* < \overline{\delta}$ и $M_*(z) = M_i(z)$ при $z - z_* > \overline{\delta}$, пренебрегая зависимостью z_* от времени, вводя переменную $\theta = \int\limits_{\tau_i(z_*)}^{t} D(t_1)\lambda_i^{-2}dt_1$ и учитывая, что

[2] При $T = \text{const}$ этот результат получен в работе [17].

$I = -qSd/dt\left(\int\limits_{z_*}^{h} M dz\right)$, получаем

$$I = qSM_{si}\exp\left[-\frac{z_*}{\lambda_i} - \int\limits_0^t \frac{dt_1}{\tau(t_1)}\right]\left(\frac{1}{\tau} + \frac{D}{\lambda_i\delta}\right),$$

$$\theta \ll \frac{\overline{\delta}^2}{\lambda_i^2}, \tag{22а}$$

$$I = qSM_{si}\exp\left[-\frac{z_*}{\lambda_i} - \int\limits_0^t \frac{dt_1}{\tau(t_1)}\right]\left(\frac{1}{\tau} + \frac{D}{\lambda_i^2\sqrt{\pi\theta}}\right),$$

$$\frac{\overline{\delta}^2}{\lambda_i^2} \ll \theta \ll 1, \tag{22б}$$

$$I = \frac{qSM_{si}}{\sqrt{\pi\theta}}\exp\left[-\frac{z_*}{\lambda_i} - \int\limits_0^t \frac{dt_1}{\tau(t_1)}\right]\left(\frac{1}{\tau} + \frac{D}{2\lambda_i^2\theta}\right),$$

$$\theta \gg 1. \tag{22в}$$

Если $D\tau \gg \lambda_i^2$, то деполяризация определяется диффузией НА к поверхности диэлектрика. При $T = \text{const}$ ток вначале не изменяется со временем (см. (22а)), а затем начинает уменьшаться как $[t - \tau_i(z_*)]^{-1/2}$ (см. (22б)), на конечном этапе ток I спадает как $[t - \tau_i(z_*)]^{-3/2}$ (см. (22в)). В термостимулированных условиях зависимость $I(t)$ имеет максимум. На нарастающей ветви ток в соответствии с (22а) и (22б) растет вначале пропорционально $D(T)$, а затем пропорционально $D^{1/2}(T)$. На спадающей ветви, согласно (22в), $I(t) \propto D^{-1/2}(T)$. При $\lambda_i\overline{\delta} \ll D\tau \ll \lambda_i^2$ на начальном этапе деполяризация связана с диффузионным размытием края исходного распределения НА (область $z - z_* < \overline{\delta}$), а в дальнейшем — с распадом НА в объеме изолятора. При $T = \text{const}$ ток спадает со временем: в диапазоне

$$t - \tau_i(z_*) < \overline{\delta}^2/D$$

$I \propto \exp(-t/\tau)$ (см. (22а)), в интервале

$$\overline{\delta}^2/D < t - \tau_i(z_*) < \tau^2 D/\pi\lambda_i^2$$

$I \propto [t - \tau_i(z_*)]^{-1/2}$, а в области

$$t > \tau^2 D/\pi\lambda_i^2$$

$I \propto \exp(-t/\tau)$ (см. (22б)). В термостимулированном режиме нарастающая ветвь пика $I(t)$ с увеличением температуры T последовательно определяется температурными зависимостями $D(T)$, $D^{1/2}(T)$, $\tau^{-1}(T)$; на спадающей ветви

$$I \propto \tau^{-1}\exp\left(-\int\limits_0^t \tau^{-1}(t_1)\,dt_1\right).$$

Если $D\tau \ll \lambda_i\overline{\delta}$, то основную роль играет распад НА в объеме диэлектрика. Ток деполяризации описывается законом

$$I \propto \tau^{-1}\exp\left(-\int\limits_0^t \tau^{-1}(t_1)\,dt_1\right),$$

типичным для мономолекулярной кинетики [21]. Таким образом, температурная зависимость тока деполяризации в термостимулированном режиме имеет два максимума: первый — низкотемпературный — связан с пролетом ионов (нарастающая ветвь) и туннельным распадом НА, сосредоточенных в слое $z < z_*$ (спадающая ветвь); второй — высокотемпературный — обусловлен диффузией НА (изначально расположенных при $z > z_*$) к ГР диэлектрик–полупроводник, а также с термическим распадом НА в объеме изолятора. Отметим, что если $z_* \gg \lambda_i$, то второй максимум на фоне первого не проявится.

Рассмотрим теперь изотермическую деполяризацию в режиме линейной развертки по напряжению с постоянной скоростью

$$\beta_v = |dV_g/dt| = \text{const},$$

V_g изменяется от положительного значения к отрицательному. Этот режим важен для идентификации деталей механизма переноса, так как ВАХ имеем максимум, положение которого связано со свойствами ионов и внешними факторами (температурой, скоростью развертки). Пусть в стационарном состоянии ($V_g = \text{const}$) МДП структура либо поляризована при $V_i > V_t$, либо деполяризована при $V_i < V_t$, где $V_t \gg T/q$ — некоторое пороговое напряжение, падающее на изолирующем промежутке. Асимметрия состояний поляризации и деполяризации (т.е. неравенство $V_t \neq 0$) может быть связана, например, с более высокой способностью ионов к нейтрализации у затвора, чем у поверхности полупроводника. Перенос заряда при больших скоростях β_v происходит в области полей $F_h > 0$ ($V_i < 0$) и определяется проанализированными ранее процессами распада НА и пролета свободных ионов через диэлектрик. Далее, при расчете тока деполяризации будем полагать скорость β_v, с одной стороны, малой настолько, что транспорт ионов в изолирующем слое происходит в полях $F_h < 0$ ($V_i > 0$). В диэлектрике вблизи от поверхности полупроводника успевают устанавливаться квазистационарные пространственные распределения ионов (для чего необходимо выполнение неравенства $\beta_v \ll \mu F_h^2$) и НА. Последнее предположение справедливо, если скорость уменьшения N_{st} со временем ($N_{st} \equiv N_s + M_s$ — полное число частиц у ГР) меньше темпа распада НА в объеме изолятора, т.е. $\tau_R \gg \tau$, где $\tau_R = N_{st}|\partial N_{st}/\partial t|^{-1}$. С другой стороны, будем считать величину β_v достаточно большой, так чтобы ионный транспорт происходил в неравновесных условиях, т.е. $V_t - V_{im} \gg T/q$, V_{im} — падение напряжения на изоляторе, отвечающее максимуму тока деполяризации. Тогда можно пренебрегать обратным потоком частиц, скапливающихся у затвора. Ток через образец определяется тремя составляющими — током смещения (связан с емкостью изолирующего промежутка), током возникающих при распаде НА электронов (отрицателен) и током ионного переноса через барьер высотой qV_i, созданный поляризующим напряжением:

$$I = qS[(\kappa_i\beta_v/4\pi hq) - (M_s/\tau) + i_h],$$

$$i_h = [\mu NF - (\mu T/q)dN/dz]|_{z=h}.$$

В квазистационарных условиях плотность потока частиц

$$\bar{i} = \mu NF - (\mu T/q)dN/dz - DdM/dz$$

не зависит от z. При достаточно малых полях

$$(h/\lambda) - (q|F_h|h/T) \gg 1$$

в "толстом" изоляторе $(h/\lambda \gg 1)$ $i_h \simeq \bar{i}$. Полагая $N|_{z=h} = 0$, $qV_i \gg T$ и используя выражения (7), находим

$$\bar{i} = \frac{\mu|F_h|M_s}{\lambda}\left[\frac{\tau_{n0}\lambda}{\tau\delta_0} + \frac{qD}{\mu T} + \exp\left(\frac{\Delta E_0}{T}\right)\right]\exp\left(-\frac{qV_i}{T}\right). \tag{23}$$

Интегрируя сумму уравнений (1), (2) по координате, имеем

$$\frac{dN_{st}}{dt} = -\bar{i}. \tag{24}$$

Поскольку барьер "высокий" $(qV_i \gg T)$, потоки дрейфа и диффузии частиц примерно равны $(\mu N|F| \gg \bar{i})$, а зависимости $N(z)$ и $M(z)$ — те же, что и в стационарном случае, за исключением узкого слоя вблизи $z = h$, где $N(z) \ll N_0$ и $M(z) \ll M_0$. Таким образом, $M_s = (1-\gamma)N_{st}$; для степени ионизации γ справедливы выражения (8) и (9), в которых N_{s0} нужно заменить на N_{st}. В случае слабой нейтрализации $(1-\gamma \ll 1)$ поверхность полупроводника обогащена:

$$V_s \ll V_i \quad \text{и} \quad dV_i/dt \simeq dV_g/dt = -\beta_v.$$

Из соотношения (8), (9) (23), (24) при

$$N_{st} \gg \kappa_i|F_h|/2\pi q$$

следует[3]

$$I = qS\left\{\frac{\kappa_i\beta_v}{4\pi hq} + \frac{q\beta_v N_{s0}}{T}\left[\sqrt{\left|\frac{F_{hm}}{F_h}\right|}\exp\left(\frac{qV_i - qV_{im}}{2T}\right) + \sqrt{\left|\frac{F_h}{F_{hm}}\right|}\exp\left(\frac{qV_{im}-qV_i}{2T}\right)\right]^{-2}\right\}, \tag{25}$$

$$V_{im} = \frac{T}{q}\ln\left(\frac{2\pi q\mu|F_{hm}|N_{s0}}{\kappa_i\beta_v}\right),$$

$$\tau_R = \frac{T}{2q\beta_v}\left[1 + \left|\frac{F_{hm}}{F_h}\right|\exp\left(\frac{qV_i - qV_{im}}{T}\right)\right];$$

[3] Этот результат для ансамбля свободных ионов получен в работе [24].

а при $N_{st} \ll \kappa_i|F_h|/2\pi q$

$$I = qS\left\{\frac{\kappa_i\beta_v}{4\pi hq} + \frac{q\beta_v N_{s0}}{T}\left(\frac{F_h}{F_{hm}}\right)^2 \times \exp\left[\frac{qV_{im}-qV_i}{T} - \left(\frac{F_h}{F_{hm}}\right)^2\exp\left(\frac{qV_{im}-qV_i}{2T}\right)\right]\right\}, \tag{26}$$

$$V_{im} = \frac{T}{q}\ln\left(\frac{\mu F_{hm}^2}{\beta_v}\right),$$

$$\tau_R = \frac{T}{q\beta_v}\left(\frac{F_{hm}}{F_h}\right)^2\exp\left(\frac{qV_i - qV_{im}}{T}\right),$$

где F_{hm} — поле у затвора, при котором ток достигает максимума $(V_{im} \approx -hF_{hm})$. В выражениях (25) и (26) слагаемые, отвечающие электронному току распада НА, опущены. Это допустимо в окрестности максимума тока $I(t)$ при $q\beta_v\tau \geq T$. Соотношение $\tau_R \gg \tau$ должно выполняться при напряжениях V_i, соответствующих переходу от сильной нейтрализации к слабой. При меньших напряжениях нарушение данного неравенства несущественно, т. е. запаздывание распада и диффузии НА слабо влияет на ток, поскольку бóльшая часть частиц уже ионизирована.

В случае сильной нейтрализации $M_s \simeq N_{st}$, и из уравнений (23) и (24) получаем

$$I = qS\left\{\frac{\kappa_i\beta_v}{4\pi hq} + \frac{N_{s0}}{\tau}\left[\left(1 + \frac{q\beta_v\tau}{T}\right)\left|\frac{F_h}{F_{hm}}\right| \times \exp\left(\frac{qV_{im}-qV_i}{T}\right) - 1\right]\exp\left[-\left(1+\frac{T}{q\beta_v\tau}\right) \times \left|\frac{F_h}{F_{hm}}\right|\exp\left(\frac{qV_{im}-qV_i}{T}\right)\right]\right\}, \tag{27}$$

$$V_{im} = \frac{T}{q}\ln\left\{\frac{\mu|F_{hm}|\tau}{\lambda}\left(1+\frac{q\beta_v\tau}{T}\right)^{-1} \times \left[\frac{\tau_{n0}\lambda}{\tau\delta_0} + \frac{qD}{\mu T} + \exp\left(\frac{\Delta E_0}{T}\right)\right]\right\},$$

$$\tau_R = \tau\left(1+\frac{q\beta_v\tau}{T}\right)^{-1}\left|\frac{F_{hm}}{F_h}\right|\exp\left(\frac{qV_i - qV_{im}}{T}\right).$$

Условие $\tau_R \gg \tau$ в максимуме тока (при $V_i = V_{im}$) не выполняется. Это означает, что ионы покидают ГР быстрее, чем успевают распадаться НА; формула (27) справедлива только на растущей ветви ВАХ в области напряжений

$$V_i - V_{im} \gg (T/q)[1 + (q\beta_v\tau/T)].$$

Динамическая ВАХ в случае слабой нейтрализации представляет собой узкий (с шириной $\sim T/q$) пик ионного тока на фоне двух компонент — постоянного тока смещения и обусловленного распадом НА электронного тока, малого по сравнению с амплитудой ионного пика.

Нарастающая ветвь I вдали от его максимума не зависит от величины β_v:

$$(I - I_\infty) \propto \exp(-qV_i/T),$$

где $I_\infty = I(V_i \to \infty)$. При малых концентрациях частиц ($N_{st} \ll \kappa_i|F_h|/2\pi q$) полуширина пика со стороны нарастающей ветви больше, чем со стороны спадающей. При больших N_{st} ($N_{st} \gg \kappa_i|F_h|/2\pi q$) пик симметричен. Положение максимума сдвигается с увеличением β_v и с уменьшением N_{s0} в сторону деполяризующих напряжений. В случае сильной нейтрализации пик тока деполяризации существенно несимметричен — его спадающая ветвь гораздо более пологая, чем нарастающая. Ионная составляющая в пике порядка электронной, связанной с распадом НА. На нарастающей ветви вдали от максимума ток не зависит от величины β_v, разность $I - I_\infty$ увеличивается с уменьшением V_i пропорционально $\exp(-qV_i/T)$. На спадающей ветви ток обусловлен нестационарным распадом НА и зависит не от напряжения, а от реального времени.

Развитая теория разрешает основное противоречие в интерпретации экспериментальных данных об ионной деполяризации структур Si-MOS, изолирующий слой которых проявляет себя и как система ионных ловушек с широким распределением времен жизни, и как среда с подвижными (свободными) ионами. Роль ловушек играют НА; широкое распределение времен жизни обусловлено разбросом длин туннелирования электронов при распаде ассоциатов; повышение степени ионизации в процессе квазистационарного уменьшения электрического поля обеспечивает плавный переход от совокупности малоподвижных НА к ансамблю свободных ионов. В этом смысле, чем меньше концентрация свободных электронов в объеме полупроводника, тем легче варьировать внешним полем степень нейтрализации ионов за счет сдвига уровня Ферми на ГР.

Трансформация потенциала $U(\tilde{z})$ (рис. 2) с ростом z и гибридизация волновой функции электрона в НА с волновыми функциями зоны проводимости полупроводника приводят к модификации локализованного на ионе электронного состояния (возможно, виртуального). Уровень энергии электрона в НА при удалении от ГР полупроводник–диэлектрик повышается. Поэтому уход НА от поверхности в объем изолятора должен быть сопряжен с преодолением определенного потенциального барьера. Следовательно, в выражении для потока НА (соответственно и в уравнении (1)) должна помимо диффузионной фигурировать и дрейфовая компонента, пропорциональная подвижности и концентрации НА, а также силе, прижимающей НА к поверхности. Эта сила действует в узком слое толщиной $\sim \delta_0$, и соответствующая поправка не скажется на результатах, если лимитирующими эффектами стационарного массопереноса будут диффузия и распад НА в объеме диэлектрика, а не темп их отрыва от ГР. Отметим, что образование ассоциата может сопровождаться перестройкой упругих напряжений в изоляторе вокруг иона. При этом из-за различия модулей упругости полупроводника и изолятора может модифицироваться и зависимость $E_{\mathrm{NA}}(z)$.

Ряд следствий представленной теории — незатухающая циркуляция частиц вблизи ГР в состоянии стационарной поляризации, квазигиперболический закон спада тока при изотермической и термостимулированной деполяризации, сдвиги пиков тока на динамических ВАХ при изменениях скорости развертки по напряжению и начальной концентрации частиц — обнаружены экспериментально [17,24,25]. Наблюдаются и два максимума у температурной зависимости тока термостимулированной деполяризации. Из-за неясности с интерпретацией их связывают с присутствием в диэлектрике ионов двух сортов [6,7]. В рамках построенной теории возможным критерием идентификации таких экспериментальных данных является зависимость формы характеристики $I(T)$ от скорости нагрева β_T. Поскольку z_* уменьшается с ростом T, с увеличением β_T должно происходить снижение площади низкотемпературного пика на зависимости $I(T)$ и повышение площади — под высокотемпературным.

Автор благодарен А.Г. Ждану и Г.В. Чучевой за обсуждение затронутых в работе вопросов.

Список литературы

[1] M. Yamin. IEEE Trans. Electron. Dev., **12**, 88 (1965).
[2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) §7.3.2.
[3] E.H. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., 1982) ch. 15.
[4] J.V. Verwey, E.A. Amerasekera, J. Bisschop. Rep. Progr. Phys., **53**, 1297 (1990).
[5] T.W. Hickmott. J. Appl. Phys., **46**, 2583 (1975).
[6] M.R. Boundry, J.P. Stagg. J. Appl. Phys., **50**, 942 (1979).
[7] J.P. Stagg, M.R. Boundry. J. Appl. Phys., **52**, 885 (1981).
[8] M.W. Hillen, D.G. Hemmes. Sol. St. Electron., **24**, 773 (1981).
[9] C. Choquet, C. Plossu, M. Berenguer, B. Balland. Thin Sol. Films, **167**, 45 (1988).
[10] S.R. Hofstein. Appl. Phys. Lett., **10**, 291 (1967).
[11] R.J. Kriegler, T.F. Devenyi. Thin Sol. Films, **36**, 435 (1976).
[12] M. Kuhn, D.J. Silversmith. J. Electrochem. Soc.: Sol. St. Sci., **118**, 966 (1971).
[13] A.G. Tangena, J. Middelhock, N.F. de Rooij. J. Appl. Phys., **49**, 2876 (1978).
[14] A.G. Tangena, N.F. de Rooij, J. Middelhock. J. Appl. Phys., **49**, 5576 (1978).
[15] N.J. Chou. J. Electrochem. Soc.: Sol. St. Sci., **118**, 601 (1971).
[16] W. Marciniak, H.M. Przewlocki. J. Electrochem. Soc.: Sol. St. Sci. Techn., **123**, 1207 (1976).
[17] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **33**(8), 933 (1999).
[18] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985) гл. 3.
[19] I. Lundström, C. Svensson. J. Appl. Phys., **43**, 5045 (1972).
[20] G. Greeuw, B.J. Hoenders. J. Appl. Phys., **55**, 3371 (1984).
[21] E.I. Goldman, A.G. Zhdan. Semicond. Sci. Technol., **5**, 675 (1990).
[22] J.G. Simmons, L.S. Wei. Sol. St. Elecron., **17**, 117 (1974).

[23] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
[24] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **31**, 1468 (1997).
[25] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **33**(8), 962 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Electron-ion exchange at insulator-semiconductor interfaces and its manifestations in the insulating layer ion transport phenomena

E.I. Goldman

Radiotechnical and Electronical Institute,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia

Abstract The ion transport theory for insulating layers up on semiconductor surfaces is constructed. Processes of ion neutralization, neutral ion + electron associate disintegration, ion drift and neutral associate diffusion are taken into account. Theory allows to solve the contradiction in the experimental data interpretation for the ion depolarization of SiO_2 layers, which manifest themselves antipodally either as an ion trap system of a wide distribution of life times, or as a medium with free ions. Neutral associates play the role of ion traps, the wide distribution of the ion life times on such traps being connected with a variation of the electron tunneling length at the associate disintegration. The associate ionization degree rise in the process of the quasi-stationary electric field reduction provides a smooth transition from a set of neutral associates having low mobility to the ensemble of free ions.