

Квазистатические ионные токи в тонких диэлектрических пленках МДП (металл–диэлектрик–полупроводник) структур и распределение ионов в пленках

© С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин

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

(Получена 28 апреля 2000 г. Принята к печати 21 июня 2000 г.)

Предложен метод расчета квазистатических вольт-амперных характеристик ионных токов в МДП структурах. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных пиков ионных токов на вольт-амперной характеристике. Рассматривается влияние полупроводника на вид вольт-амперной характеристики. Рассчитано распределение ионов в пленке; предложены формулы для определения фоновой концентрации ионов в пленке и их концентрации на границе раздела диэлектрик–полупроводник.

1. Введение

Подвижные при повышенных температурах ($T \approx 300\text{--}600\text{ К}$) ионы в тонких пленках диэлектрика ($d \approx 100\text{--}1000\text{ \AA}$) могут в сильных полях накапливаться у границ раздела (ГР) тонкопленочных структур и оказывать в дальнейшем существенное влияние на их свойства. В структурах Si–SiO₂ это обычно ионы щелочных металлов, концентрация которых (на единицу площади) может достигать значений $N_S \approx 10^{12}\text{--}10^{13}\text{ см}^{-2}$, а создаваемые ими поля — величин $\mathcal{E} \approx 10^5\text{--}10^6\text{ В/см}$. Процессы захвата ионов на поверхность и их обратного выброса (“эмиссии”), взаимодействие электронов с ионами вблизи ГР и другие вопросы изучаются различными методами [1]. При этом и сами подвижные ионы можно использовать для зондирования свойств ГР путем изучения привносимых ими особенностей в температурные и полевые зависимости различных параметров МДП структур [1,2].

Для определения концентрации и природы ионов в пленке часто используются динамические (с линейной разверткой напряжения) вольт-амперные характеристики (ВАХ), имеющие форму пиков [3,4]. Точки на квазистатических ВАХ (см. рис. 1) соответствуют равновесным (при данном напряжении) распределениям ионов в пленке, а сами токи индуцируются перераспределением ионов в пленке при изменении напряжения V_g на структуре, т. е. пики ионных токов (на ВАХ структур) содержат информацию и о самом распределении ионов. Эта информация может быть извлечена путем обработки результатов в рамках той или иной теоретической модели. В настоящей работе будет предложена простая модель и проведено сравнение теоретических и экспериментальных пиков ионных токов на ВАХ кремниевых МДП структур. Будет представлен также расчет распределения ионов в пленке диэлектрика и предложены формулы для фоновой (background) концентрации ионов в пленке и их концентрации на ГР при различных значениях параметров.

2. Теория

Плотность тока в МДП структуре удобно определять по формуле $j = d\sigma/dt$, где $\sigma = \varepsilon_i \mathcal{E}_0/4\pi$ — плотность заряда на металле, \mathcal{E}_0 — поле на металле, а ε_i — диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Для линейной ($\partial V_g/\partial t = \beta_V$) развертки напряжения плотность тока равна

$$j = (\varepsilon_i \beta_V / 4\pi) \partial \mathcal{E}_0 / \partial V_g.$$

Используя соотношение (справедливое для одномерной геометрии)

$$\partial \mathcal{E}_0 / \partial V_g = \alpha \partial \mathcal{E}_0 / \partial (\Delta \varphi), \quad \alpha = 1 - \partial \varphi_S / \partial V_g, \quad (1)$$

где $\Delta \varphi = \varphi_0 - \varphi_S$ — разность потенциалов между металлом (индекс 0) и полупроводником (индекс S), а потенциал отсчитывается от своего значения в объеме полупроводника, выражение для плотности тока можно представить в следующем виде:

$$j = \alpha j^*, \quad (2)$$

$$j^* = j_0 d \partial \mathcal{E}_0 / \partial (\Delta \varphi), \quad (3)$$

$$j_0 = C_0 \beta_V, \quad C_0 = \varepsilon_i / (4\pi d), \quad (4)$$

где C_0 — емкость (на единицу площади) диэлектрической пленки, j_0 — емкостной ток пленки ($j_0 \approx 7 \cdot 10^{-10}\text{ А/см}^2$ для $d = 1000\text{ \AA}$, $\beta_V = 20\text{ мВ/с}$ и $\varepsilon_i = 3.9$ для пленки SiO₂ [5]), а j^* — плотность тока в пленке, какой она была бы в отсутствие полупроводника, например, в МДМ (металл–диэлектрик–металл) структуре при напряжении $\Delta \varphi$ на ней. Нормированные токи j/j_0 (j^*/j_0) не зависят от β_V и могут рассматриваться как функции напряжения $V_g(\Delta \varphi)$ (квазистатические ВАХ), что облегчает сравнение с экспериментом и будет использоваться в настоящей работе. При этом $j(V_g)$ представляет собой квазистатическую вольт-амперную характеристику МДП структуры, а $j^*(\Delta \varphi)$ — МДМ структуры.

Таким образом, влияние полупроводника на ток определяется множителем α из соотношения (2) и сдвигом напряжения на величину $\varphi_S(V_g)$, а в реальных условиях и на величину контактной разности потенциалов $\varphi_C \sim 0.1-1$ В [5] между металлом и полупроводником. Множитель α учитывает эффект (емкостного) деления напряжения V_g на структуре между пленкой и полупроводником. Действительно, $\alpha = C_{S0}/(C_{i0} + C_{S0})$ (где C_{i0} и C_{S0} — дифференциальные емкости на единицу площади пленки с ионами и полупроводника соответственно) и $\partial\mathcal{E}_0/\partial(\Delta\varphi) = (4\pi/\varepsilon_i)C_{i0}$.

При анализе распределения ионов в пленке интерес представляет зависимость $j^*(\Delta\varphi)$. Полупроводник же при этом оказывает маскирующее влияние, приводя к существенным отличиям между $j^*(\Delta\varphi)$ и реально снимаемой зависимостью $j(V_g)$, которые будут рассмотрены далее.

В квазистатическом режиме распределение (однократно положительно заряженных) ионов в пленке $N(z)$ равновесно в каждый момент времени и определяется напряжением V_g или полем \mathcal{E}_0 (плотностью заряда σ) на металле в соответствии с уравнением Пуассона

$$\varepsilon_i d^2\varphi(z)/dz^2 = -4\pi qN(z), \quad (5)$$

где q — элементарный заряд, а также распределением ионов по энергиям.

В наиболее простом случае, когда у ионов в диэлектрике есть только одно состояние с энергией E_i , их распределение по энергиям (в рамках статистики Больцмана) имеет вид

$$N(z) = N_{\text{eff}} \exp[-u(z)], \quad (6)$$

$$u(z) = [E_i + q\varphi(z) - F_i]/kT, \quad (7)$$

где $u(z)$ — нормированная энергия иона, F_i — уровень Ферми ионов, k — постоянная Больцмана, а N_{eff} — эффективная плотность ионных состояний. При диффузии по междоузлиям $N_{\text{eff}} \propto a_0^{-3}$, где a_0 — характерный размер элементарной ячейки, т.е. $N_{\text{eff}} \approx 10^{22}-10^{23}$ см $^{-3}$. Больцмановское распределение справедливо, конечно, и для зоны состояний; при этом плотность состояний будет зависеть от температуры, как и в случае электронов [5].

Заметим, что гидродинамическое приближение, которое часто используется для описания ионов (см., например, [6,7]), эквивалентно рассматриваемой модели, если малы эффекты вырождения и отсутствуют дополнительные состояния ионов, например состояния на ГР [8]. В противном случае необходимо использовать более общие формулы статистики Гиббса [9]. В частности, эффекты вырождения могут стать заметными вблизи ГР при концентрации ионов $N_S \approx 10^{13}-10^{14}$ см $^{-2}$ [8]. В настоящей работе будет рассмотрен случай статистики Больцмана.

Далее, вид решений (5) зависит от знака его первого интеграла I [6,7]:

$$I = \left[\varepsilon_i \mathcal{E}^2(z)/(8\pi kT) \right] - N(z) = \text{const.}$$

В области пика ионного тока $I < 0$ [8], и решение имеет вид

$$u(z) - u_m = \ln \left\{ \cos^2 [(z - z_m)/2r_m] \right\}, \quad (9)$$

$$N(z) = N_{\text{eff}} \exp(-u_m) \cos^{-2} [(z - z_m)/2r_m], \quad (10)$$

$$r_m^2 = \varepsilon_i kT / [8\pi q^2 N_{\text{eff}} \exp(-u_m)]. \quad (11)$$

Распределение $N(z)$ имеет минимум, а $\varphi(z)$ и $u(z)$ — максимумы (φ_m и u_m) в точке $z = z_m$ (ось $0z$ направлена от металла к полупроводнику, $z = 0$ на границе с металлом); r_m — дебаевский радиус в этой точке. При этом (см. (7)) $\varphi(z) - \varphi_m = kT[u(z) - u_m]/q$, хотя $\varphi(z) \neq kTu(z)/q$.

Граничные условия для полей $\mathcal{E}(0) = \mathcal{E}_0$ и $\mathcal{E}(d) = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_i$ на внутренних ($z = +0$ и $z = d - 0$) границах пленки имеют вид

$$\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_d = -y \operatorname{tg}(yz_m/d),$$

$$(\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_i)/\mathcal{E}_d = y \operatorname{tg}[y(1 - z_m/d)], \quad (12)$$

$$\mathcal{E}_i = 4\pi qN_S/\varepsilon_i, \quad \mathcal{E}_d = 2kT/(qd), \quad y = d/2r_m, \quad (13)$$

где \mathcal{E}_i — поле ионов, \mathcal{E}_d — характерное (тепловое) поле пленки, а для y можно из (12) получить уравнение

$$\operatorname{arctg}[(\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_i)/(\mathcal{E}_d y)] - \operatorname{arctg}[\mathcal{E}_0/(\mathcal{E}_d y)] = y, \quad (14)$$

решения которого не зависят от N_{eff} и являются функцией \mathcal{E}_0 (или σ) и N_S . Эти же параметры (см. (12)–(13)) определяют величины r_m и z_m , а также (см. (9)) $\varphi_0 - \varphi(z)$ и $\varphi(z) - \varphi_S$ (где $\varphi_0 = \varphi(0)$ и $\varphi_S = \varphi(d)$). В частности, падение напряжения на пленке $\Delta\varphi = \varphi(0) - \varphi(d) = \varphi_0 - \varphi_S$ равно

$$\Delta\varphi = (kT/q) \ln$$

$$\times \left\{ \cos^2(z_m/2r_m) / \cos^2[(d - z_m)/2r_m] \right\}. \quad (15)$$

Абсолютные значения потенциала в пленке определяются по формуле $\varphi(z) = \varphi_S + [\varphi(z) - \varphi(d)]$ с помощью (9) и зависят от потенциала φ_S на ГР, равного величине изгиба зон в полупроводнике.

Изгиб зон $\varphi_S(\mathcal{E}_S)$ в полупроводнике зависит от поля $\mathcal{E}_S = (\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_i)\varepsilon_i/\varepsilon_S$ на ГР в полупроводнике, где ε_S — диэлектрическая проницаемость полупроводника (для Si $\varepsilon_S = 11.9$ [5]). Расчет $\varphi_S(\mathcal{E}_S)$ проводился стандартным методом [5] с учетом зарядов электронов в зоне проводимости и дырок (при повышенных $T \simeq 500$ К температурах) в валентной зоне. В случае больших величин изгиба зон учитывалось вырождение электронов в зоне проводимости и на донорном уровне (подробнее см. [8]). Численные значения параметров соответствовали кремнию [5]; в частности, энергия ионизации донорного уровня $E_d = 0.045$ эВ (для атомов фосфора) и ширина запрещенной зоны $E_g = 1.12$ эВ.

Теперь расчет величин $\partial\mathcal{E}_0/\partial(\Delta\varphi)$, $V_g = \Delta\varphi + \varphi_S$ и $\partial\varphi_S/\partial V_g$ в зависимости от \mathcal{E}_0 может быть проведен, исходя из формулы (15), после чего зависимость $j(V_g)$ может быть определена с помощью (1)–(4).

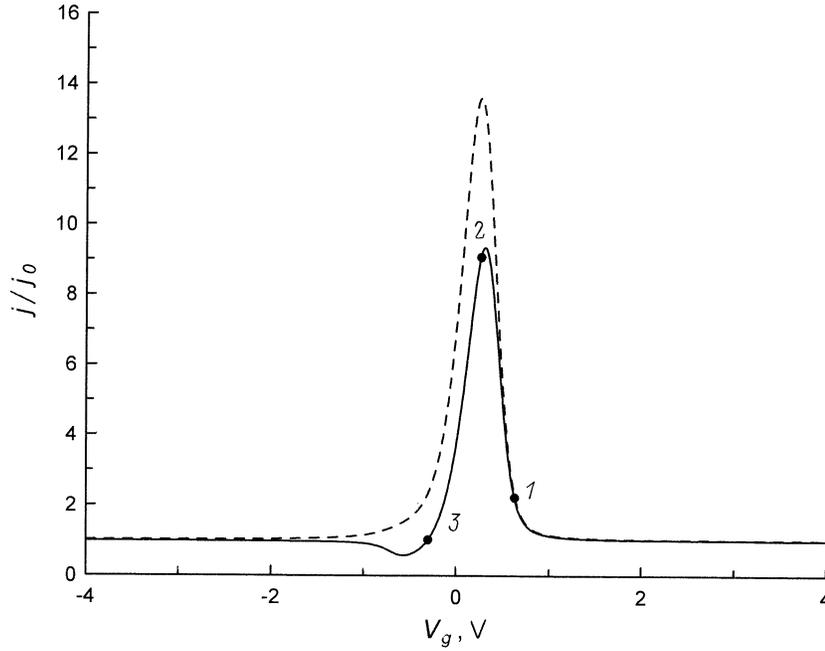


Рис. 1. Квазистатическая вольт-амперная характеристика $j(V_g)$ тока ионов в МДП структуре. Точки 1 и 3 соответствуют нулевым полям на металле и полупроводнике соответственно; точка 2 отвечает симметричному распределению ионов в пленке. Штриховой линией обозначена характеристика $j^*(V_g)$, полученная без учета влияния полупроводника на амплитуду тока; j_0 — емкостной ток пленки, $N_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$, $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Отметим далее, что уравнение (14) имеет решения лишь в диапазоне полей $-(\mathcal{E}_i + \mathcal{E}_{th}) \leq \mathcal{E}_0 \leq \mathcal{E}_{th}$, где

$$\mathcal{E}_{th} = -\mathcal{E}_i/2 + [(\mathcal{E}_i/2)^2 + \mathcal{E}_i \mathcal{E}_d]^{1/2}. \quad (16)$$

На краю диапазона $y(\mathcal{E}_{th}) = y[-(\mathcal{E}_i + \mathcal{E}_{th})] = 0$. Зависимость $y(\mathcal{E}_0)$ имеет максимум при $\mathcal{E}_0 = -\mathcal{E}_i/2$ ($y \in [0; y_{\max}]$), который соответствует симметричному распределению потенциала и ионов в пленке. Обратная (двузначная) зависимость $\mathcal{E}_0(y)$ имеет более простой вид

$$\mathcal{E}_0(y) = -\mathcal{E}_i/2 \pm [(\mathcal{E}_i/2)^2 - (y\mathcal{E}_d)^2 + y\mathcal{E}_i \mathcal{E}_d \text{ctg } y]^{1/2}. \quad (17)$$

В оставшемся диапазоне полей \mathcal{E}_0 первый интеграл из (8) имеет другой знак ($I > 0$), а решения имеют другой вид — тригонометрические функции заменяются на гиперболические. Анализ при этом аналогичен предыдущему и приведен в [8].

Типичная зависимость $j(V_g)$, рассчитанная по этой схеме, приведена на рис. 1 (сплошная линия). Для сравнения здесь же приведен и график $j^*(V_g) \equiv j^*[\Delta\varphi(V_g)]$ (штриховая линия), т. е. ток, каким бы он был при тех же значениях $\Delta\varphi(V_g)$ в пленке, но в отсутствие полупроводника (см. (3)). Значения параметров: $N_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$, концентрация доноров $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рисунка, влияние полупроводника приводит к изменению ширины и амплитуды пика, его сдвигу и к появлению характерной особенности — провалу на левом склоне пика, связанному с делением напряжения между пленкой и полупроводником. Точки 1 и 3 отвечают нулевым полям на металле

и полупроводнике соответственно, так что для любого значения напряжения между ними потенциал в пленке имеет максимум, а распределение ионов — минимум. В оставшемся диапазоне напряжений максимум либо расположен за пределами пленки ($I < 0$), либо отсутствует вообще ($I > 0$) [8], т. е. потенциал внутри пленки монотонен. Отметим, что площадь ионного пика на ВАХ между точками 1 и 3 точно соответствует концентрации N_S .

Проведем оценки. Амплитуды напряжений и токов существенно зависят от параметра λ :

$$\lambda = \mathcal{E}_d/\mathcal{E}_i, \quad \lambda \ll 1, \quad (18)$$

который обычно мал. Действительно, $\mathcal{E}_i \approx 4.6 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ (при $N_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$), а $\mathcal{E}_d \approx 0.86 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ (при $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$), так что $\lambda \approx 10^{-2}$. В точках 1 и 3 равны параметры $y_1 = y_3$ и токи $J_1^* = J_3^*$ (индексы 1 и 3 соответствуют точкам 1 и 3); при этом $y_1 = \pi/(2\xi_1)$, где $\xi_1 \approx 1 + \lambda$ в приближении (18). Тогда

$$j_1^*/j_0 = (y_1)^2 \gamma_1 \approx (\pi/2)^2, \quad (19)$$

$$\gamma_1 = [1 + \lambda + (\lambda y_1)^2]/(1 + \lambda y_1^2).$$

Приближенные равенства в (19)–(22) соответствуют условию (18). Напряжения в этих точках равны $V_{g1} \approx 0.628 \text{ В}$ и $V_{g3} \approx -0.306 \text{ В}$, а напряжения на пленке $\Delta\varphi_1 = -\Delta\varphi_3$:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_1 &= (kT/q) \ln[1 + 1/(\lambda y_1)^2] \\ &\approx -(2kT/q) \ln(\lambda\pi/2); \end{aligned} \quad (20)$$

при этом $V_{g3} = \Delta\varphi_3$, так как $\varphi_{S3} = 0$.

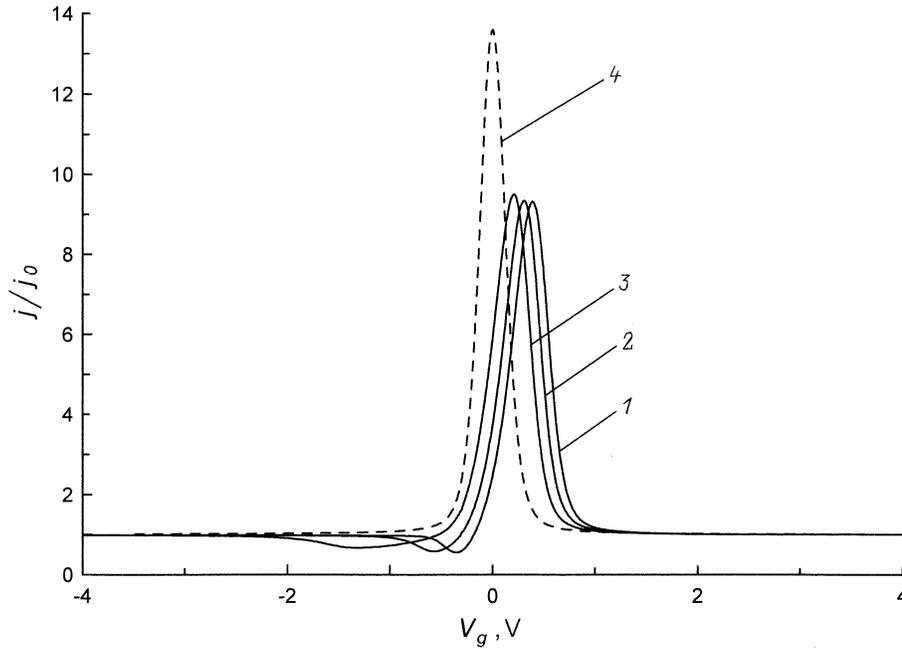


Рис. 2. Влияние полупроводника на вольт-амперные характеристики $j(V_g)$ тока ионов в МДП структуре. Квазистатические характеристики рассчитаны при значениях концентрации легирующей примеси N_d , см^{-3} : 1 — 10^{14} , 2 — 10^{15} , 3 — 10^{16} ; кривая 4 — для МДМ структуры; j_0 — емкостной ток пленки, $N_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$.

Далее, в точке 2 на рис. 1 (индекс 2): $\mathcal{E}_{01} = -\mathcal{E}_i/2$; $[\mathcal{E}(d)]_2 = \mathcal{E}_i/2$; $\Delta\varphi_2 = 0$; $V_{g2} = \varphi_{S2} \approx 0.263 \text{ В}$; величина u достигает максимального значения $u_{\text{max}} = u_2 = \pi/\xi_2$, где $\xi_2 \approx 1 + 4\lambda$ при условии (18), и ток равен

$$j_2^*/j_0 = \gamma_2/(4\lambda) \approx 1/(4\lambda), \quad (21)$$

$$\gamma_2 = [1 + (2\lambda u_2)^2].$$

Высота внутреннего барьера в пленке между поверхностью (φ_{02}) и точкой максимума потенциала (φ_{m2}) в этом случае равна $\Delta\varphi_B = \varphi_{m2} - \varphi_{02}$:

$$\Delta\varphi_B = (kT/q) \ln [1 + 1/(2\lambda u_2)^2] \approx -(2kT/q) \ln(2\lambda\pi). \quad (22)$$

Для реальных параметров высоты барьеров не велики: $\Delta\varphi_B \approx 0.1-0.5 \text{ эВ}$.

Влияние полупроводника показано на рис. 2, на котором приведена серия ВАХ при различных значениях концентрации легирующей примеси N_d ; последняя кривая 4 соответствует МДМ структуре. Значения параметров: $N_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$. Отметим слабую зависимость амплитуд токов от величины N_d в области реальных концентраций. Основные изменения связаны со сдвигом пика и ослаблением особенности на его левом склоне вплоть до ее исчезновения в области высоких концентраций.

3. Распределение ионов в пленке

На рис. 3 представлены распределения ионов $N(z)$, построенные с помощью формул (10)–(11) для типичных значений параметров ($N_S = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$,

$T = 500 \text{ К}$, $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при напряжениях на структуре: $V_g = 0.205 \text{ В}$ ($\Delta\varphi = 0$) — кривая 1, 0 В (кривая 2) и 0.511 В ($\mathcal{E}_0 = 0$) (кривая 3).

Распределения характеризуются наличием широкого "фонового" участка и резким нарастанием концентрации вблизи одной или двух (в зависимости от напряжения) ГР на расстояниях порядка $(0.1-0.2)d$ от них. Для концентрации $N(d)$ на ГР с полупроводником из соотношений (10), (12) следует

$$N(d) = N^* [(\lambda y)^2 + (1 + \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_i)^2];$$

$$N^* = 2\pi q^2 N_S^2 / (\varepsilon_i kT), \quad (23)$$

$$N^* [\text{см}^{-3}] \approx 4.64 \cdot 10^{18} (N_S [\text{см}^{-2}] / 10^{12})^2 \times (0.05/kT [\text{эВ}]) (3.9/\varepsilon_i),$$

где N^* — характерная (в полях $\mathcal{E}(d) \sim \mathcal{E}_i$) концентрация. Действительно, в начале пика (точка 1, $\mathcal{E}_0 = 0$) $N(d) \approx N^*$, а в его центре (точка 2, $\mathcal{E}_0 = -\mathcal{E}_i/2$) $N(d) \approx N^*/4$. Отметим полезное соотношение между \mathcal{E}_0 и напряжением на пленке Δu :

$$(\lambda y)^2 + (1 + \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_i)^2 = [(1 + \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_i)^2 - (\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_i)^2] / [1 - \exp(-\Delta u)],$$

следующее из (12), (15).

В области между точками 1 и 3 концентрация ионов в пленке имеет минимум в точке z_m , $N(z_m) = N_{\text{min}}$.

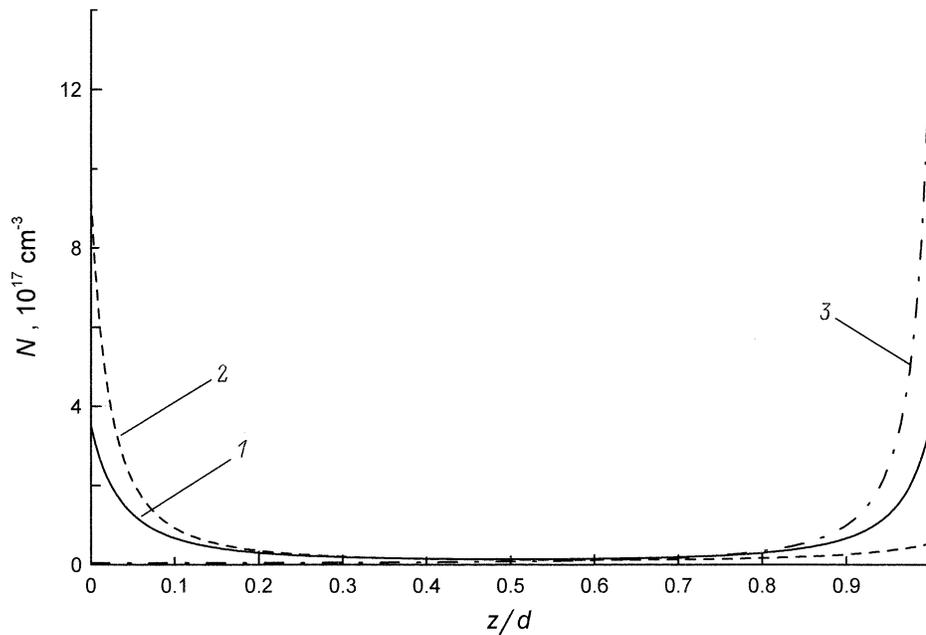


Рис. 3. Распределение $N(z)$ ионов в пленке при напряжениях на структуре V_g , В: 1 — 0.205, 2 — 0, 3 — 0.511 ($\mathcal{E}_0 = 0$). Значения параметров: $N_S = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$, $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; \mathcal{E}_0 — поле на внешней поверхности пленки.

Из (10), (12) получаем

$$N_{\min} = N_{bg}(y/\pi)^2; \quad N_{bg} = (\pi\epsilon_i kT)/(2q^2 d^2), \quad (24)$$

$$N_{bg} [\text{см}^{-3}] \approx 2 \cdot 10^{16} (kT [\text{эВ}]/0.05) (0.1/d [\text{мкм}])^2 (\epsilon_i/3.9),$$

где N_{bg} — характерная (“фоновая”) концентрация; $N_{\min} \approx N_{bg}$ в точке 2 (при условии (18)). График зависимости N_{\min} от напряжения представлен на рис. 4. Перепад концентраций хорошо заметен: $N_{bg}/N^* = (\pi\lambda)^2 \ll 1$. Это условие, а также характер зависимости $N(z)$ (см. (10)) и определяет наличие фоновых участков в распределении концентрации при небольших $V_g \approx 0.1 \text{ В}$. Такие участки исчезают, а эффект сегрегации более ярко выражен в области больших напряжений, где первый интеграл (8) имеет другой знак ($I > 0$).

Близкими к равновесным могут быть и “замороженные” распределения, когда подвижные на высокотемпературном этапе технологии ионы теряют затем подвижность при быстром охлаждении образца. Заметим, что даже в отсутствие внешнего напряжения и полей контактной разности потенциалов (КРП) (например, в системе вакуум–диэлектрик–полупроводник) ионы и сами весьма эффективно притягиваются к полупроводнику. Этот случай соответствует нулевому полю на внешней границе пленки ($\mathcal{E}_0 = 0$, точка 1 на рис. 1, кривая 3 на рис. 3). Таким образом, в реальных условиях падение потенциала в системе диэлектрик–полупроводник может быть не малым $|\Delta\Phi| \approx 0.1\text{--}1 \text{ В}$. При этом могут возникать распределения трех типов. 1) Симметричные распределения с фоновым участком и нарастанием концентрации на границах (рис. 3, кривая 1). 2) Асимметричные распределения с накоплением ионов

у одной из границ и фоновым (с медленным изменением концентрации) участком (рис. 3, кривые 2 и 3). Эти распределения возникают при малых $|\Delta\Phi| \approx 0.1\text{--}1 \text{ В}$. 3) Резко асимметричные распределения без фоновых участков с областями локализации ионов $\sim 10\text{--}100 \text{ \AA}$. Они возникают при достаточно больших $\Delta\Phi$ [8]. Распределения обсуждаемых видов наблюдаются экспериментально [5,10]. Однако наблюдаются и распределения более сложного вида, что может быть связано с наличием других ионов, ионных ловушек и неоднородностей ГР.

Отметим, что отрицательные (минус на внешней границе) значения $\Delta\Phi$ встречаются не так уж часто [5]. Так что во многих случаях ионы накапливаются именно

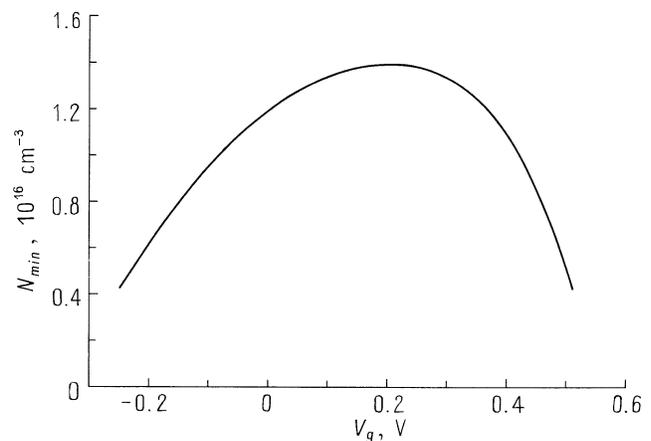


Рис. 4. Зависимость минимальной концентрации ионов в пленке (N_{\min}) от напряжения V_g на структуре. Параметры: $N_S = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $D = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$, $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

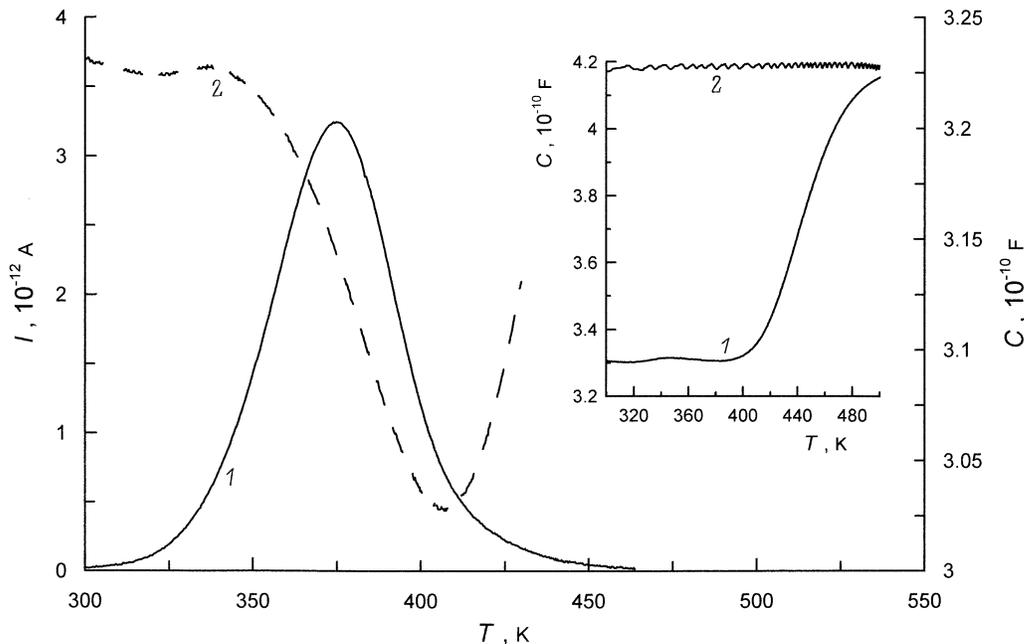


Рис. 5. Температурные зависимости тока деполяризации $I(T)$ (1) и высокочастотной емкости $C(T)$ (2) Si-MOП структуры. На вставке — температурные зависимости $C(T)$ высокочастотной (1) и низкочастотной (2) емкостей структуры, находящейся в режиме обогащения (напряжение смещения $V_g = 5$ В). Скорость развертки температуры 0.18 К/с.

у внутренней границы пленки. Изменить распределение ионов можно с помощью отжига [5,10], однако для устранения ионов с внутренней границы необходимы отрицательные поляризующие напряжения или покрытия, индуцирующие отрицательные КРП (покрытия с большой работой выхода). В случае столь низкотемпературных ионов, как натрий, наиболее радикальным способом их устранения может быть введение приповерхностных ионных ловушек достаточно высокой концентрации. Роль таких ловушек могут играть примесные атомы (например, фосфор), которые могут образовывать с натрием комплексы с достаточно большой энергией связи.

4. Эксперимент

Динамические ВАХ ионных токов и другие эксперименты по идентификации и изучению свойств подвижных ионов в Si-SiO₂ хорошо известны (см. обзор [3]). Обычно это ионы натрия ($T > 300$ К) и калия ($T > 500$ К). Однако при низких ($T < 500$ К) температурах в экспериментах с ионами наблюдаются гистерезисные явления [4], а с ростом температуры растет маскирующее влияние токов утечки, связанных, например, с инъекцией дырок в пленку. Поэтому реализация условий квазиравновесности при снятии динамических ВАХ требует особого внимания.

Эксперименты выполнялись на МОП (металл-окисел-полупроводник) структурах, изготовленных окислением кремниевой подложки типа КЭФ-20 в атмосфере сухого кислорода; толщина окисла $d = 1000$ Å. Измерения проводились в области температур $200 \leq T \leq 500$ К

на автоматизированной установке, позволяющей регистрировать изотермические (динамические) и термостимулированные ионные токи синхронно с измерениями емкости структуры C . Измерения C осуществлялись с помощью цифрового измерителя L, C, R (типа E7-12) на частоте $f = 1$ МГц (высокочастотные измерения C) или с помощью измерителя иммитанса (E7-14) на частоте $f = 100$ Гц (низкочастотные измерения C) для последовательной эквивалентной схемы включения активной и реактивной составляющих импеданса.

Вначале проводилась поляризация образца при напряжении $V_g = 5$ В и $T = 500$ К. После того как ток спадал до нуля, структура при данном V_g охлаждалась до $T = 200$ К. При этой температуре на структуре устанавливалось нулевое напряжение смещения и образец нагревался со скоростью $\beta_T = 0.18$ К/с. В процессе нагрева регистрировались температурные зависимости тока термостимулированной деполяризации $I(T)$ и высокочастотной емкости $C(T)$.

На рис. 5 представлены зависимости $I(T)$ (кривая 1) и $C(T)$ (кривая 2). Отметим, что при $T > 300$ К ионы, изначально локализованные у границы раздела Si-SiO₂, становятся подвижными; этот температурный диапазон активации подвижности соответствует ионам натрия [3,4]. При $T > 400$ К наблюдается рост высокочастотной емкости. На вставке к рис. 5 представлены температурные зависимости высокочастотной (кривая 1) и низкочастотной (кривая 2) емкости изначально поляризованного образца (условия поляризации: $T = 500$ К, $V_g = 5$ В), снятые при $V_g = 5$ В.

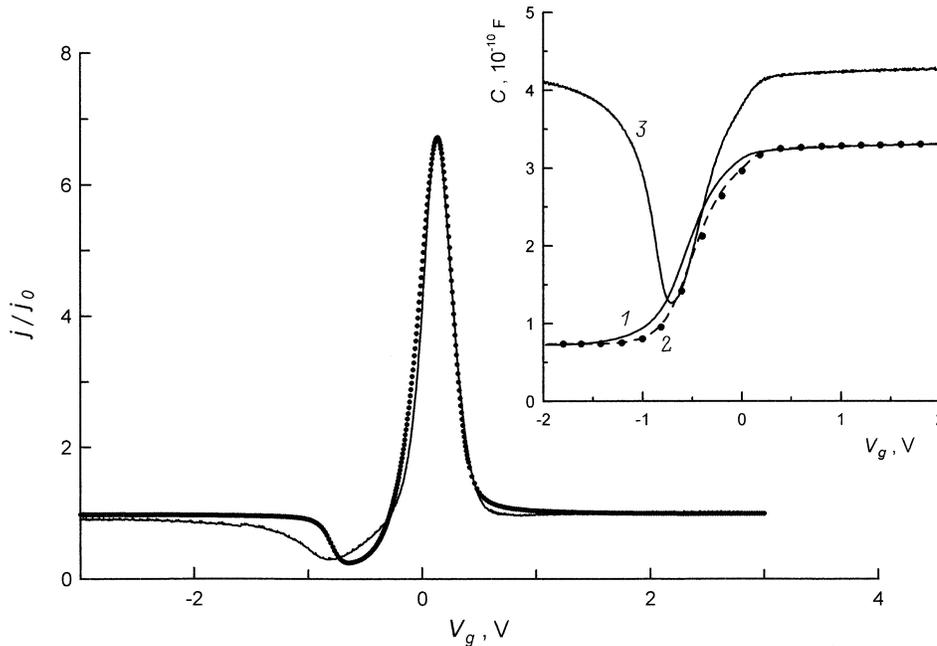


Рис. 6. Теоретическая (точки) и экспериментальная (сплошная кривая) динамические вольт-амперные характеристики Si-МОП структуры $j(V_g)$, j_0 — емкостной ток пленки. Скорость развертки напряжения смещения $\beta_V = 1.7$ мВ/с, $T = 400$ К. На вставке — высокочастотные (1, 2) и низкочастотные (3) динамические вольт-фарадные характеристики структуры $C(V_g)$, полученные при различных значениях β_V , мВ/с: 1 — 16; 2, 3 — 1.7; $T = 400$ К. Здесь же точками отмечены стационарные значения высокочастотной емкости.

Отметим, что обычно в режиме сильного обогащения $C(T) = \text{const}$ с хорошей точностью, так как емкость полупроводника C_S в этом случае велика ($C_S \gg C_{\text{ок}}$, где $C_{\text{ок}}$ — емкость окисла) [5] и "включена" последовательно с диэлектриком. Температурная зависимость (на вставке) низкочастотной емкости ($C \approx 418$ пФ) хорошо согласуется с этими представлениями. Относительно малые (по сравнению с низкочастотной C) значения высокочастотной емкости при низких температурах и ее дальнейший рост свидетельствуют в пользу активации (при $T > 400$ К) дополнительных электронных процессов в диэлектрике и полупроводнике, успевающих реагировать на частоту тестирующего сигнала (1 МГц). Возможные механизмы этого явления мы обсудим позже.

Изотермические измерения при $T = 400$ К проводились следующим образом. Образец поляризовался при $V_g = 5$ В в течение времени, за которое поляризационный ток спадал до нуля. По окончании этого процесса напряжение V_g изменялось по линейному закону в сторону деполяризующих значений. В процессе изменения V_g регистрировалась зависимость тока $I(V_g)$ и емкости структуры $C(V_g)$ от V_g .

На вставке к рис. 6 приведены динамические зависимости высокочастотной (кривые 1, 2) и низкочастотной (кривая 3) емкости $C(V_g)$, полученные при различных скоростях β_V развертки потенциала V_g : $\beta_V = 16$ мВ/с (кривая 1) и $\beta_V = 1.7$ мВ/с (кривые 2, 3). Здесь же точками отмечены стационарные значения высокочастотной емкости, измеренные при постоянном напряжении

смещения после окончания процессов релаксации, возникающих при ступенчатом изменении напряжения V_g (характерные времена этих процессов могут составлять несколько минут). Видно, что кривая 2 уже близка к квазиравновесной характеристике. Поэтому для снятия динамической ВАХ было выбрано значение $\beta_V = 1.7$ мВ/с.

На рис. 6 приведена экспериментальная динамическая ВАХ $I(V_g)/I_0$ (непрерывная кривая), нормированная на $I_0 \approx 0.726 \cdot 10^{-12}$ А — значение тока в диапазоне $V_g \approx 2-5$ В. Отметим, что $I_0 \approx \beta_V C$ (при $C \approx 418$ пФ), т.е. величина тока соответствует именно низкочастотной емкости. При этом значение эффективной площади металлического электрода, определенное по величине емкости ($C \approx 418$ пФ) при $d = 1000$ Å, составляет $S \approx 0.012$ см²; оно соответствует оценке площади с помощью микроскопа. Поскольку (для одномерной геометрии) $I(V_g)/I_0 = j/j_0$, здесь же, для сравнения, приведена теоретическая ВАХ $j(V_g)/j_0$ (точки), рассчитанная при $N_S = 5.71 \cdot 10^{11}$ см⁻², $d = 1000$ Å, $T = 400$ К, $N_d = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\varphi_C = 0.138$ В.

Обсудим полученные результаты. На основной части пика наблюдается удовлетворительное соответствие между теорией и экспериментом. Можно ожидать, что для этой части пика и реальное распределение ионов в пленке отвечает теоретическим представлениям. Отличия от теории заметны на краях пика, в особенности на его левом склоне в области емкостного провала. Обычно эффекты такого рода связаны с наличием в диэлектрике ловушек, перезарядка которых приводит к

сдвигу и "затягиванию" экспериментальных зависимостей [5,11]. Большие времена релаксации в таком случае обусловлены туннельным характером процесса перезарядки и большими барьерами для электронов и дырок в диэлектрике. В пользу этого механизма свидетельствуют и отличия между кривыми 2 и 3 на рис. 6.

Кроме этого, однако, наблюдается и другой эффект, проявляющийся в виде отличия величин высоко- и низкочастотной емкостей (см. вставку к рис. 6) в области обогащения. Частотная дисперсия емкостных зависимостей может быть связана с различными факторами. Одна из популярных моделей (так называемая двумерная модель [11,12]) связывает ее с наличием периферийных (за пределами металлического электрода) зарядов на внешней или внутренней стороне пленки. Наиболее полно это явление изучалось в случае образцов *p*-типа. Его влияние на ионные пики ранее не рассматривалось.

Таким образом, на форму квазистатических ВАХ в реальных образцах могут оказывать влияние дополнительные заряды и ловушки в пленке. Наиболее ярко это влияние проявляется на краях пика, когда ионы локализованы у одной из ГР. Для дальнейшего изучения этих вопросов необходимы дополнительные эксперименты, например эксперименты на образцах с охранными кольцами, и развитие теоретической модели, в частности учет поверхностных ионных состояний.

5. Заключение

Расчет квазистатических вольт-амперных характеристик (ВАХ) ионных токов в тонких диэлектрических пленках МДП структур (рис. 1,2) и пространственного распределения ионов в них (рис. 3) проведен в рамках модели с больцмановским распределением ионов по энергиям. Отмечены точки на ВАХ (точки 1 и 3 на рис. 1), площадь ионного пика между которыми точно соответствует концентрации ионов в пленке. При малых ($\Delta\Phi \approx 0.1-1$ В) величинах падения потенциала на структуре распределение ионов в пленке характеризуется наличием "фоновых" участков и ростом концентрации вблизи одной или двух границ пленки (в зависимости от величины и знака $\Delta\Phi$) и может иметь как симметричный вид (кривая 1 на рис. 3), так и асимметричный (кривые 2,3). Предложены формулы для фоновой концентрации (см. (24) и рис. 4) и концентрации ионов на границе пленки (см. (23)). В области больших напряжений ионы локализованы у одной из границ раздела (ГР) на расстояниях, меньших 100 \AA , а фоновые участки отсутствуют.

Представлены экспериментальные динамические ВАХ кремниевых МОП структур и снимаемые синхронно с ними вольт-фарадные характеристики. Отличия теории от экспериментальных ВАХ (рис. 6) наблюдаются в основном на краях ионного пика и за его пределами, т. е. в тех областях, где ионы локализованы у одной из ГР. Обсуждаются возможные причины этих отличий.

Список литературы

- [1] Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [2] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин, ФТП, **32**, 1439 (1998).
- [3] J.F. Verwey, E.A. Amerasekara, J. Bisschop. *Rep. Prog. Phys.*, **53**, 1297 (1990).
- [4] G.F. Derbenwick. *J. Appl. Phys.*, **48**, 1127 (1977).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [6] A.G. Tangena, J. Middelhoek, N.F. Rooij. *J. Appl. Phys.*, **49**, 2976 (1978).
- [7] V.P. Romanov, Yu.A. Chaplygin. *Phys. St. Sol. (a)*, **53**, 493 (1979).
- [8] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **34** (8), 970 (2000).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика* (М., Наука, 1976) ч. 1.
- [10] А.Г. Дутов, В.А. Комар. *Электрон. техн., сер. 2, Полупроводниковые приборы*, № 1 (204), 52 (1990).
- [11] К.Х. Зайнигер. В сб.: *Полевые транзисторы. Физика, технология и применение* (М., Сов. радио, 1971) с. 31.
- [12] S.R. Hofstein, G. Warfield. *Sol. St. Electron.*, **8**, 321 (1965).

Редактор Т.А. Полянская

Quasistatic ion currents in thin dielectric films of MOS (metal-oxide-semiconductor) structures and the ion distribution in films

S.G. Dmitriev, Yu.V. Markin

Institute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryasino, Russia

Abstract A method is developed of calculating quasistatic current-voltage characteristics (CVC) of ion currents in thin dielectric films of MOS structures. Experimental peaks of ion currents at CVC have been compared to theoretical ones. The influence of the semiconductor on CVC is analyzed. Ion distributions in films are considered. Simple formulae are proposed for a background ion concentration and their concentration at interface.