

Сегрегация подвижных ионов на границах раздела диэлектрик–полупроводник в МДП структурах

© С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин

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

(Получена 22 декабря 2000 г. Принята к печати 22 июня 2001 г.)

Рассмотрено равновесное распределение подвижных ионов в МДП (металл–диэлектрик–полупроводник) структурах с ионными поверхностными состояниями на границе раздела диэлектрик–полупроводник. Представлен расчет квазистатических вольт-амперных характеристик ионных токов в МДП структурах. Заселенность поверхностных состояний ионами описана с помощью распределения Гиббса.

1. Введение

Высокотемпературные стадии технологических процессов в полупроводниковых структурах часто сопровождаются диффузией примесных атомов и ионов [1–4]. Особый интерес вызывают процессы накопления (сегрегации) дефектов на свободных поверхностях и границах раздела. С другой стороны, подвижность ионов можно использовать для зондирования границы раздела с целью изучения природы электронных поверхностных состояний (ПС), неоднородностей поверхностного потенциала и других вопросов [4–7]. В частности, равновесные распределения ионов в тонких пленках диэлектрика можно исследовать с помощью квазистатических (квазиравновесных) вольт-амперных характеристик (ВАХ) ионных токов [8,9].

Расчет равновесных распределений в пленках диэлектриков и полупроводников проводится в рамках гидродинамической модели [10–12] или с использованием больцмановского распределения ионов по энергиям в явном виде [8,9]. Своеобразная сегрегация ионов на границе раздела диэлектрик–полупроводник за счет их притяжения носителями заряда полупроводника отмечена в [8,9]. В эксперименте пороги делокализации ионов проявляются на ВАХ в виде роста токов. В настоящей работе рассматривается более традиционный механизм сегрегации — вследствие увеличения на границе раздела энергии связи иона в решетке (т.е. из-за наличия ионных ПС). Заселенность ПС ионами будет описана с помощью распределения Гиббса [13].

2. Теоретическая модель

В рамках гидродинамической модели равновесное распределение ионов $N(z)$ в диэлектрике (одномерная геометрия) обычно описывают исходя из условия равенства нулю плотности тока (однократно положительно заряженных) ионов $j(z)$,

$$j(z) = qN(z)\mu\mathcal{E}(z) - qD\frac{dN}{dz} = 0, \quad (1)$$

с учетом соотношения Эйнштейна $\mu = qD/kT$ между подвижностью μ и коэффициентом диффузии D ионов,

где q — элементарный заряд, k — постоянная Больцмана, T — температура, \mathcal{E} — электрическое поле. Распределение потенциала описывается уравнением Пуассона

$$\epsilon_i \frac{d^2\phi}{dz^2} = -4\pi qN(z), \quad (2)$$

где ϵ_i — диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Соотношение Эйнштейна вытекает из (1) для больцмановского распределения носителей заряда по энергиям [14–16] (его аналог в случае вырожденного распределения имеет более сложный вид [16]). Таким образом, гидродинамическая модель (1), (2) эквивалентна уравнению Пуассона с распределением Больцмана для $N(z)$. Конкретные решения определяются граничными условиями для потенциала или поля на границах пленки диэлектрика $z = 0$ (граница с металлом) и $z = d$ (граница с полупроводником) с учетом постоянства полного числа ионов N_s в пленке, которое можно учитывать и в граничных условиях для поля [8,9].

Как правило, ионы в решетке локализованы, а их движение имеет характер относительно редких перескоков на соседние места в решетке [1–4]. Такой ситуации соответствует моноэнергетический (узкий) уровень энергии иона E_i . Кроме межузельных состояний в объеме диэлектрика и на границе раздела, состояния иона могут быть связаны и с дефектами. Например, атомы натрия связываются атомами фосфора и хлора в SiO_2 [4]. Особый интерес представляют ПС ионов, так как их концентрация N_{0s} может достигать атомных значений, $N_{0s} \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Это могут быть как собственные, связанные с наличием границы, состояния, так и дефектные, возникающие из-за несогласования решеток. В последнем случае часть дефектов локализована не на самой границе раздела, а в узком релаксационном (переходном) слое толщиной $\sim 100 \text{ \AA}$ вблизи границы [2,4]. Однако наличие ПС большой плотности само по себе может и не приводить к сегрегации, если энергия связи ионов на них недостаточно велика. Рассмотрим в качестве первого шага модель с двумя уровнями ионных состояний, объемом E_i и поверхностным E_{is} , с концентрациями (числом посадочных мест в решетке) N_0 и N_{0s} .

Заселенность этих состояний в общем случае описывается распределением Гиббса [13]. Для ПС ионов

это распределение имеет (в рамках рассматриваемой модели) вид (см. Приложение):

$$f_i = \frac{1}{1 + \exp[(E_{is} + q\varphi_s - F_i)/kT]}, \quad N_{ss} = N_{0s} f_i, \quad (3)$$

где F_i — уровень Ферми (химический потенциал) ионов, $\varphi_s = \varphi(d)$ — поверхностный потенциал, N_{ss} — концентрация ионов, захваченных на ПС. Кратности вырождения уровней здесь и далее положены равными 1, как этого можно ожидать, например, в случае межузельных состояний.

Концентрация объемных состояний обычно велика — порядка атомной, $N_0 \sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Тогда эффекты вырождения малы [8], и для описания объемных состояний можно пользоваться распределением Больцмана, к которому сводится распределение Гиббса в случае малых вероятностей заполнения уровней:

$$f_i(z) = \exp[-u(z)]; \quad N(z) = N_0 f_i(z);$$

$$u(z) = \frac{E_i + q\varphi(z) - F_i}{kT}, \quad (4)$$

где $u(z)$ — отсчитанная от уровня Ферми нормированная энергия ионов.

Привлекательной чертой гидродинамической модели является отсутствие в ней микропараметров — уровней энергии ионов и концентраций состояний, в то время как формулы (3), (4) требуют их учета в явном виде. Кажущееся противоречие связано с тем, что решение задачи (2), (4) без ПС ($N_{0s} = 0$) не зависит на самом деле от этих параметров, так как изменения энергии связи и N_0 компенсируются изменением (перенормировкой) уровня Ферми в силу условия постоянства N_s , что может быть показано и в явном виде [8,9]. Однако это свойство, которое и обеспечивает применимость гидродинамической модели, нарушается при наличии нескольких состояний иона в решетке. Тогда перераспределение ионов между состояниями определяется формулами статистики и зависит от микропараметров. Кроме того, заселенность сильно связанных состояний (ионных ловушек) может быть не малой. В таком случае необходимо использовать распределение Гиббса общего вида (3).

3. Метод расчета

Уравнение Пуассона с $N(z)$ в виде (4) в терминах безразмерной энергии $u(z)$ приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2 u(z)}{dz^2} = -\frac{4\pi q^2}{\varepsilon_i kT} N_0 \exp[-u(z)]. \quad (5)$$

Оно имеет, в зависимости от знака своего первого интеграла I^* , решения двух типов — с гиперболическими и тригонометрическими функциями [8–11]. При этом I^* ,

$$I^* = \frac{q^2 \mathcal{E}^2(z)}{(2kT)^2} - \frac{2\pi q^2 N(z)}{\varepsilon_i kT} = \text{const}; \quad L = |I^*|^{-1/2}, \quad (6)$$

определяет характерные длины изменения потенциала (L) в пленке. Параметры задачи определяются граничными условиями для поля на границах пленки ($z = \pm 0$);

$z = d - 0$). Пусть $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}(+0)$. Тогда из теоремы Гаусса поле на другой стороне пленки $\mathcal{E}(d - 0) = \mathcal{E}_s = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_i^*$, где

$$\mathcal{E}_i^* = \frac{4\pi q}{\varepsilon_i} N_s^*,$$

$$N_s^* = N_s - N_{ss} = N_s - \frac{N_{0s}}{1 + \exp(u_s + \Delta e_i)}, \quad (7)$$

$u_s = u(d)$, $\Delta e_i = \Delta E_i/kT$, $\Delta E_i = E_{is} - E_i$ — изменение энергии связи иона на границе раздела, N_s^* — полная концентрация ионов в объеме пленки. Если ПС отсутствуют ($N_{0s} = 0$), то $(4\pi q/\varepsilon_i) N_s = \mathcal{E}_i$ — поле ионов ($\mathcal{E}_i \approx 4.6 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ при $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\varepsilon_i = 3.9$). В этих обозначениях граничные условия можно (после громоздких выкладок) представить в виде

$$\left(\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_d}\right)^2 + \frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_d} \frac{\mathcal{E}_i^*}{\mathcal{E}_d} - \frac{\mathcal{E}_i^*}{\mathcal{E}_d} y \text{cth } y - y^2 = 0, \quad I^* > 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_d}\right)^2 + \frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_d} \frac{\mathcal{E}_i^*}{\mathcal{E}_d} - \frac{\mathcal{E}_i^*}{\mathcal{E}_d} y \text{ctg } y + y^2 = 0, \quad I^* < 0,$$

$$\mathcal{E}_d = \frac{2kT}{qd}, \quad (9)$$

где \mathcal{E}_d — характерное для пленки поле ($\mathcal{E}_d \approx 0.86 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ при $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$), $y = d/L$. Если $N_{0s} = 0$, то $\mathcal{E}_i^* = \mathcal{E}_i$ и (8), (9) при заданном \mathcal{E}_0 определяют y , после чего могут быть найдены и остальные параметры. При этом распределение $N(z)$ и ВАХ ионных токов не зависят от N_0 и других микропараметров [8,9].

Если $N_{0s} \neq 0$, то \mathcal{E}_i^* зависит от u_s и микропараметров в силу (7) и для решения задачи необходимо еще одно уравнение, например уравнение (6) при $z = d$. Эти уравнения (8), (9), (6) позволяют путем численного расчета определить зависимости $u_s(\mathcal{E}_0)$ и $y(\mathcal{E}_0)$. При этом уравнения (8), (9) имеют четыре решения (по два на каждое уравнение) с различными областями определения, которые в совокупности своей исчерпывают весь диапазон изменения $\mathcal{E}_0 \in (-\infty; \infty)$ и напряжения V_g на структуре. Выкладки здесь громоздки, и далее будут приведены лишь результаты численных расчетов. Остальные величины — падение напряжения на пленке $V_i = \varphi_0 - \varphi_s$ и на всей структуре V_g , изгиб зон в полупроводнике φ_s , распределение ионов $N(z)$ и их число на ПС — определялись затем аналогично работам [8,9].

4. Квазистатические вольт-амперные характеристики и захват ионов на поверхностные состояния

Плотность тока в пленке j в случае линейной развертки напряжения $dV_g/dt = \beta_V$ можно определить по формуле [8]

$$\frac{j(V_g)}{j_0} = d \frac{\partial \mathcal{E}_0(V_g)}{\partial V_g}, \quad j_0 = \beta_V C_i, \quad C_i = \frac{\varepsilon_i}{4\pi d}, \quad (10)$$

где C_i — емкость диэлектрика (на единицу площади). В этом виде величина $j(V_g)/j_0$ представляет собой квазистатическую (нормированную) ВАХ структуры. Она не

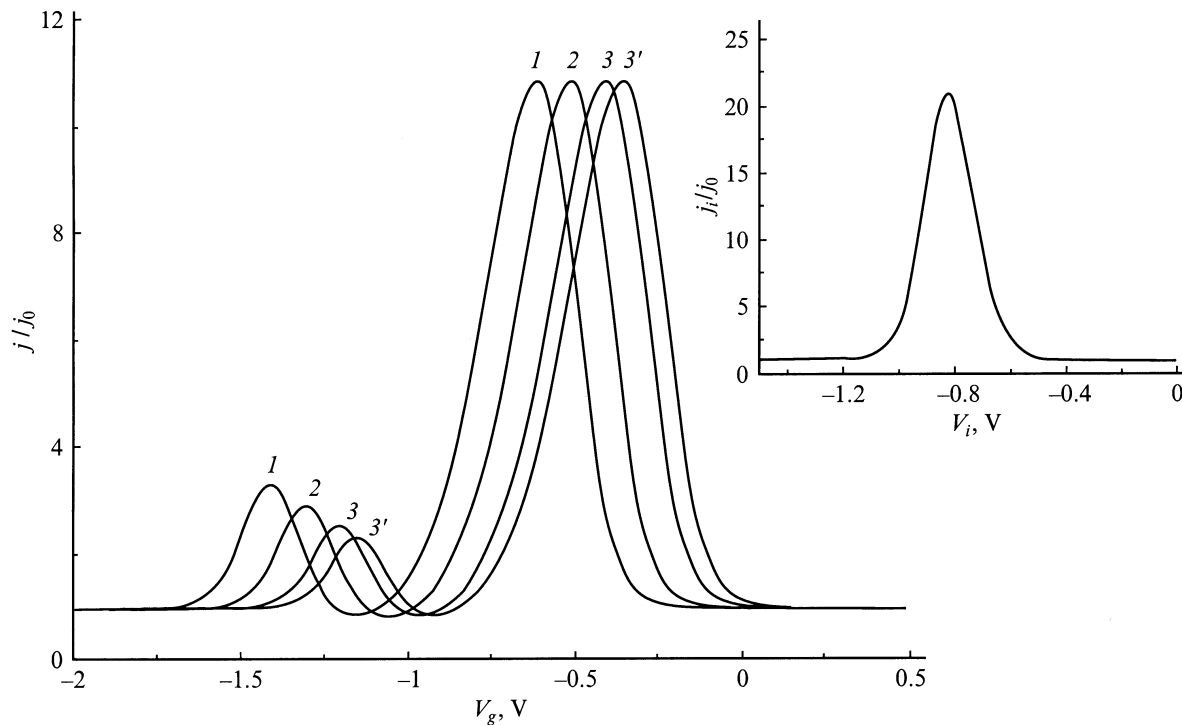


Рис. 1. Квазистатические ВАХ ионных токов $j(V_g)$ в МДП структуре с $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и большими концентрациями ионных поверхностных состояний $N_{0s} = 10^{15}$ (1), 10^{14} (2), 10^{13} см^{-2} (3), а также с $N_0 = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и $N_{0s} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (3'). На вставке — ВАХ МДМ структуры $j_i(V_i)$, соответствующая параметрам $j(V_g)$ (3). Остальные параметры: $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $\Delta E_i = -1 \text{ эВ}$, $T = 500 \text{ К}$. j_0 — емкостный ток пленки.

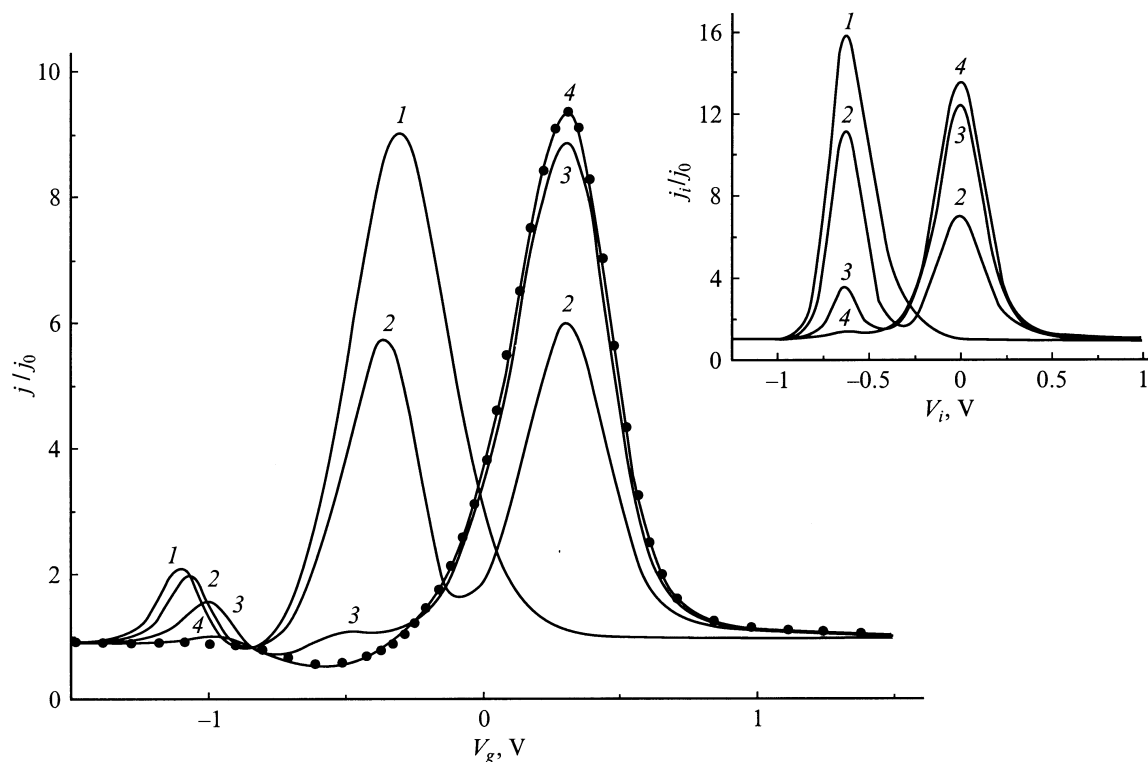


Рис. 2. Квазистатические ВАХ ионных токов $j(V_g)$ в МДП структуре с малыми концентрациями ионных ловушек $N_{0s} = 10^{12}$ (1), $5 \cdot 10^{11}$ (2), 10^{11} (3), 10^{10} см^{-2} (4); $N_{0s} = 0$ (точки). На вставке — ВАХ МДМ структуры $j_i(V_i)$, соответствующие параметрам $j(V_g)$ (1–4). Остальные параметры: $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $\Delta E_i = -1 \text{ эВ}$, $T = 500 \text{ К}$, j_0 — емкостный ток пленки.

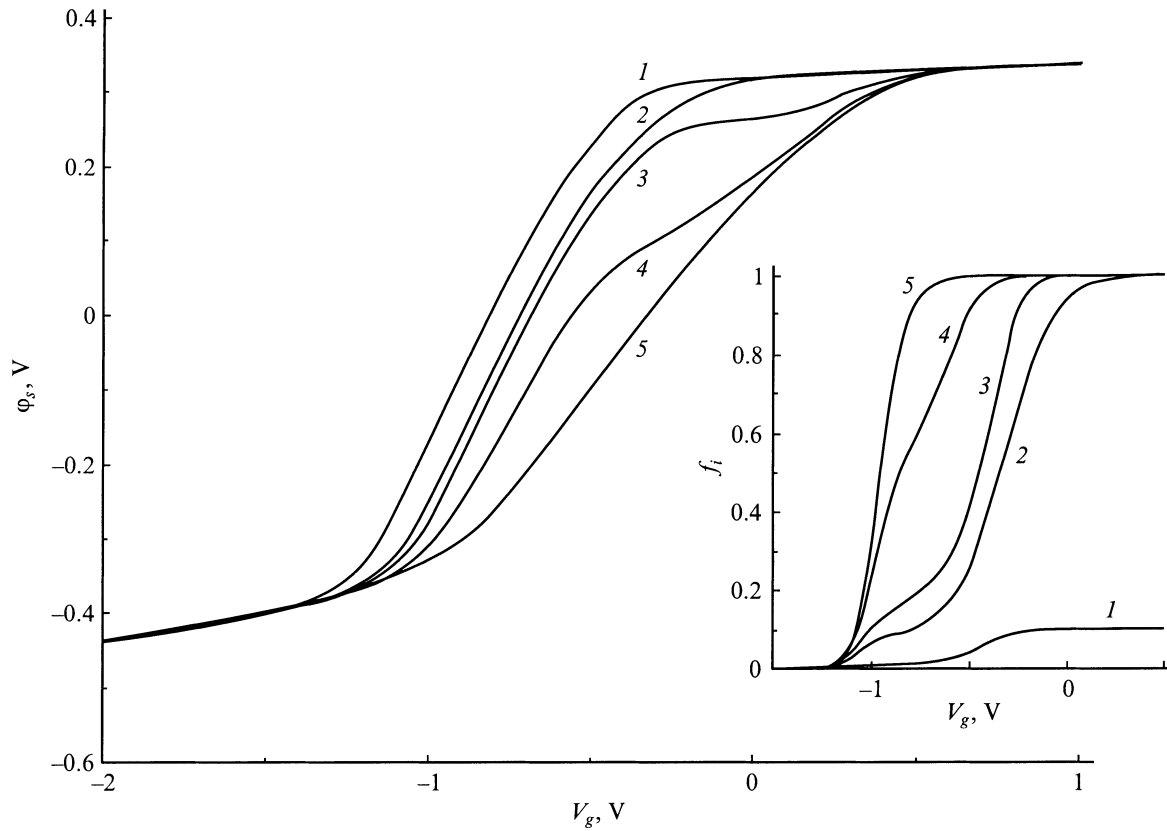


Рис. 3. Стабилизация поверхностного потенциала $\varphi_s(V_g)$ ионными ловушками на границе раздела: $N_{0s} = 10^{13}$ (1), 10^{12} (2), $5 \cdot 10^{11}$ (3), 10^{11} (4), 10^{10} см^{-2} (5). На вставке — заселенность ловушек $f_i(V_g)$ для кривых 1–5. Остальные параметры: $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $\Delta E_i = -1 \text{ эВ}$, $T = 500 \text{ К}$.

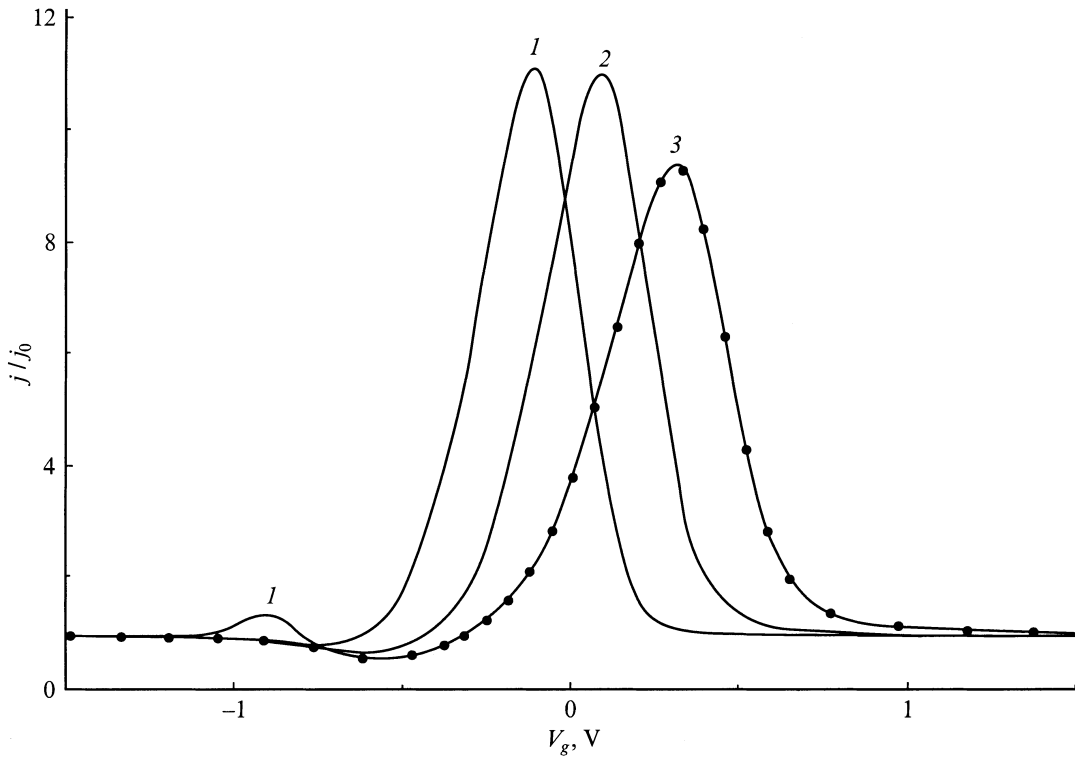


Рис. 4. Влияние энергии связи ионов на границе раздела на ВАХ ионных токов $j(V_g)$. $\Delta E_i = -0.5$ (1), -0.3 (2), 0.1 эВ (3); $N_{0s} = 10^{15} \text{ см}^{-2}$. j_0 — емкостный ток пленки. Точки соответствуют $N_{0s} = 0$. $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1000 \text{ \AA}$, $T = 500 \text{ К}$.

зависит от β_V и удобна при экспериментальном изучении распределений ионов [9]. Для сравнения полезна и ВАХ самой (без полупроводника) пленки

$$\frac{j_i(V_i)}{j_0} = d \frac{\partial \mathcal{E}_0(V_i)}{\partial V_i}, \quad (11)$$

которую мы условно будем называть ВАХ МДМ (металл–диэлектрик–металл) структуры.

Расчет проводился для донорного полупроводника с параметрами кремния [16] (см. [8]); в частности, концентрация доноров взята $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-2}$, а энергия ионизации донорного уровня $E_d = 0.045 \text{ эВ}$ (фосфор). Толщина диэлектрика $d = 1000 \text{ \AA}$, $\varepsilon_i = 3.9$, концентрация ионных состояний в объеме пленки $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [9], изменение энергии связи иона на границе раздела с полупроводником $\Delta E_i = -1 \text{ эВ}$, полная концентрация ионов в пленке $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, температура $T = 500 \text{ К}$. На рис. 1, 2 представлены ВАХ для случаев большой ($N_{0s} \gtrsim N_s$) и малой ($N_{0s} < N_s$) концентрации N_{0s} ионных ПС (ловушек) на границе раздела с полупроводником. ВАХ на рис. 1 имеют вид одного (уширенного и смещенного) пика ионных токов с емкостным провалом на нем. Провал связан с эффектом емкостного деления напряжения между диэлектриком и полупроводником [9]. Отсутствие второго ионного пика иллюстрирует ВАХ МДМ структуры на вставке, построенная для тех же значений параметров, что и кривая 3 в основной части рисунка; эта ВАХ не содержит провала. Таким образом, вид ВАХ связан с одним механизмом — захватом ионов на ПС ($\beta_V > 0$) или с “эмиссией” из них ($\beta_V < 0$). Кривая 3' иллюстрирует влияние на ВАХ концентрации N_0 состояний в объеме пленки.

ВАХ на рис. 2 содержат два ионных пика и емкостный провал (см. вставку), хотя наличие провала может создать впечатление о большом числе ионных пиков. Точки соответствуют обычному пику без ловушек ($N_{0s} = 0$), который связан со смещением ионов от одной границы пленки к другой [9]. С ростом концентрации ловушек наблюдается “перекачка” ионов из обычного пика в “ловушечный”, которая завершается при $N_{0s} \approx N_s$ (кривая 1). В системах Si–SiO₂ наблюдаются кривые ($\beta_V < 0$), похожие на теоретические ВАХ с малой концентрацией ловушек ($N_{0s} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$ или меньше), хотя ловушечные пики обычно неравновесны, да и их природа остается дискуссионной. Интересно все же отметить, что наличие таких пиков, если они отделены от обычного пика емкостным провалом, расценивается как следствие нейтрализации части ионов на границе раздела электронами (см., например, [7]). Как видно из рис. 2, это не всегда верно.

Захват ионов на ПС замедляет (стабилизирует) зависимость $\varphi_s(V_g)$ (рис. 3), приводя к появлению характерных особенностей на ней. При этом заселенность f_i ионных ПС не мала ($f_i \approx 1$), если $N_{0s} \lesssim N_s$ (см. вставку на рис. 3).

На границе раздела всегда присутствует большое число собственных ионных состояний ($N_{0s} \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$),

однако степень их проявления зависит от энергии связи иона на границе (рис. 4) и становится незначительной уже при $\Delta E_i \gtrsim 0.1 \text{ эВ}$ (кривая 3). Заметим, что в реальных условиях рост концентраций ограничен влиянием напряжений на энергию связи иона. Источником напряжений могут быть сами ионы, рассогласование решеток на границе раздела и другие факторы. В частности, может быть затруднена реализация больших поверхностных концентраций ионов ($N_{ss} \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

В работе [17] изучались образцы, в которых число ионов, соответствующих (по площади пика) ловушечному пику, ($\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$) на порядок величины превосходит их число в обычном пике. Такое соотношение отвечает случаю большой плотности состояний ($N_{0s} \approx N_s$). При этом ширина ловушечного пика заметно больше, чем у обычного. Это может быть связано с неравновесностью процесса (большие β_V) и с разбросом уровней энергий ПС.

Развиваемая модель качественно соответствует экспериментальным данным [9,17]. Для более детального сравнения необходим учет встроенного заряда в диэлектрике, размазки уровней ловушек и возбужденных состояний ионов, потенциала сил изображения, поверхностных неоднородностей, в частности дипольных пятен [6,18], и других реальных факторов. Особого внимания требует экспериментальный анализ маскирующего влияния полупроводника на измеряемую ВАХ $j(V_g)$. Такие данные будут предложены в другой работе.

5. Заключение

Представлен расчет квазистатических ВАХ ионных токов в МДП структурах с ионными ПС (ловушками) на границе раздела полупроводник–диэлектрик (рис. 1, 2). Заселенность поверхностных ловушек f_i описана с помощью распределения Гиббса (3) (Приложение), поскольку вероятность их заполнения может быть не мала $f_i \approx 1$ (рис. 3), если концентрация ловушек N_{0s} не велика, $N_{0s} \lesssim N_s$. При малых N_{0s} , $N_{0s} < N_s$, на ВАХ присутствуют два ионных пика и емкостный провал (рис. 2), а в случае больших N_{0s} , $N_{0s} \gtrsim N_s$, — только один пик с емкостным провалом на нем (рис. 1). “Ловушечный” пик связан с “эмиссией” ионов из ловушек, а второй (обычный) пик — с их перемещением в пленке. Захват ионов на ПС приводит к появлению характерных особенностей на зависимости $\varphi_s(V_g)$ поверхностного потенциала от напряжения (рис. 3). При малой энергии связи иона на границе раздела ($\Delta E_i \gtrsim 0.1 \text{ эВ}$) влияние ПС слабо даже при больших, порядка атомных, концентрациях ионных ПС ($N_{0s} \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$) (рис. 4).

Собственные ПС ионов на границе раздела Si–SiO₂ не проявляются. Большие ловушечные пики на экспериментальных ВАХ [17] соответствуют большой плотности дефектных ионных ловушек ($N_{0s} \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-2}$) в узкой области вблизи границы раздела.

Приложение

Распределение Гиббса для ионов

Распределение Гиббса в наиболее общем его виде — для подсистем с переменным числом частиц N — описывает вероятность w_{nN} заполнения N -частичных состояний с энергией E_{nN} (n -номер уровня энергии) в виде

$$w_{nN} = A \exp\left(\frac{\mu N - E_{nN}}{kT}\right), \quad (\text{П.1})$$

где $\mu = (\partial F / \partial N)_{T,V}$ — химический потенциал (F — свободная энергия, V — объем), A — нормировочный коэффициент [13,19], который определяется из условия равенства единице полной вероятности нахождения подсистемы хотя бы в одном из состояний, включая и незаполненные: $\sum_{n,N} w_{nN} = 1$. Поскольку каждое состояние

иона в решетке может быть занято только одним ионом, для подсистемы, содержащей только интересующие нас состояния с единственным уровнем энергии (энергии связи) E_i , условие нормировки приводит к функции распределения по энергиям:

$$\begin{aligned} f_i &= \frac{g_1 \exp[(F_i - E_i)/kT]}{g_0 + g_1 \exp[(F_i - E_i)/kT]} \\ &= \frac{1}{1 + (g_0/g_1) \exp[(E_i - F_i)/kT]}, \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

где g_0 и g_1 — кратности вырождения незаполненного и заполненного состояний, энергия E_i отсчитывается от энергии незаполненного состояния, а F_i — химический потенциал ионов. Распределение (П.2) имеет тот же вид, что и распределение электронов по дефектным уровням в полупроводнике [15,16], т. е. вид распределения Ферми, а если $g_0 = g_1 = 1$, то и (формально) совпадает с ним. Поэтому величину F_i называют также уровнем Ферми. В случае межузельной диффузии можно ожидать, что $g_0 = g_1 = 1$. Если ионные состояния индуцированы дефектами (например, вакансиями), то эти факторы могут и отличаться от 1. Вероятность реализации незаполненного состояния $f_0 = 1 - f_i$. Если в образце существует электрическое поле, то энергия E_i заменяется на полную энергию иона в поле $E_i + q\varphi(z)$ (см. (3)), а химический потенциал (уровень Ферми) называют также электрохимическим потенциалом. При этом уровень Ферми постоянен вдоль всей системы [13], так что уровни Ферми для разных подсистем (например, для ионов в объеме диэлектрика и ионов на границе раздела) совпадают.

Список литературы

- [1] Дж.П. Старк. *Диффузия в твердых телах* (М., Энергия, 1980).
- [2] E.R. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal–Oxide–Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., John Wiley & Sons, 1982).

- [3] Ф. Бехштедт, Р. Эндерман. *Поверхности и границы раздела полупроводников* (М., Мир, 1990).
- [4] Дж. Поут, К. Ту, Дж. Мейер. *Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции* (М., Мир, 1982).
- [5] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [6] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **30**, 1231 (1996).
- [7] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **32**, 1439 (1998).
- [8] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **34**, 970 (2000).
- [9] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **35**, 192 (2001).
- [10] A.G. Tangena, J. Middelhoek, N.F. de Rooij. *J. Appl. Phys.*, **49**, 2976 (1978).
- [11] V.P. Romanov, Yu.A. Chaplygin. *Phys. St. Sol. (a)*, **53**, 493 (1979).
- [12] В.В. Гавриловец, В.Б. Бондаренко, Ю.А. Кудинов, В.В. Кораблёв. ФТП, **34**, 455 (2000).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика* (М., Наука, 1976) ч. I.
- [14] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика* (М., Наука, 1979).
- [15] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [16] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [17] A.G. Tangena, N.F. de Rooij, J. Middelhoek. *J. Appl. Phys.*, **49**, 5576 (1978).
- [18] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. РЭ, **45**, 220 (2000).
- [19] Ч. Киттель. *Статистическая термодинамика* (М., Наука, 1977).

Редактор Л.В. Шаронова

Mobile ion segregation at insulator–semiconductor interface in MIS (metal–insulator–semiconductor) structures

S.G. Dmitriev, Yu.V. Markin

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

Abstract The equilibrium distribution of mobile ions in MIS-structures with ion surface states at the insulator–semiconductor interface is considered. The quasistatic current–voltage characteristics of ion currents are presented. The population of the ion surface states by ions is described with the help of the Gibbs distribution.