

# Роль эффекта ударной ионизации в формировании обратных вольт-амперных характеристик туннельных структур Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si

© М.И. Векслер, И.В. Грехов, А.Ф. Шулекин<sup>†</sup>

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

(Получена 28 декабря 1999 г. Принята к печати 29 декабря 1999 г.)

Проанализированы физические процессы, ответственные за формирование обратных вольт-амперных характеристик структур Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si с толщиной SiO<sub>2</sub> в пределах 1.2–3.2 нм и уровнем легирования кремния 10<sup>14</sup>–10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. Предложена новая модель для описания процесса эволюции энергии горячих электронов в таких структурах. Разграничена роль оже-ионизации и ударной ионизации. Теоретически и экспериментально изучены величины напряжений переключения туннельной МОП структуры. Показано, что напряжение переключения уменьшается с ростом толщины окисла.

## Введение

Известно, что обратно смещенная структура металл-окисел-полупроводник (МОП) с толщиной окисла  $d$  менее 3 нм способна функционировать как биполярный транзистор с туннельным эмиттером [1,2]. Достоинствами такого прибора являются малость пролетного времени инверсной базы, отсутствие ограничений на уменьшение размеров эмиттера и относительная простота изготовления [2]. Кроме того, недавно было экспериментально показано, что туннельно-тонкие слои SiO<sub>2</sub> могут быть использованы в качестве подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах (MOSFET) [3]. Это обусловило усиление интереса к изучению физики работы сверхтонких МОП структур в целом.

При изучении поведения туннельных МОП структур Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si основное внимание ранее уделялось области малых (несколько вольт) приложенных смещений  $V$  [1,2,4], причем в основном рассматривались режимы с невысоким (порядка 1 В) напряжением  $U$  на диэлектрике. Лишь в некоторых работах [4,5] делался акцент на диапазон больших  $U$ , а именно таких, при которых проявляется оже-ионизация, вызываемая изначально горячими электронами, инжектируемыми в полупроводник. Как удалось выяснить [4,6,7] оже-ионизация обуславливает положительную обратную связь в структуре и S-образность ее обратной вольт-амперной характеристики (ВАХ). Однако до сих пор не предпринималось попыток систематического изучения возможной роли ударной ионизации в области пространственного заряда (ОПЗ), влияние которой может оказаться принципиальным при больших смещениях  $V$ .

Цель настоящей работы: а) выявление физических факторов, определяющих вид обратных ВАХ структур Al/SiO<sub>2</sub> (1–3 нм)/n-Si в целом, б) определение напряжений переключения  $V_{sw}$  и в) выяснение роли ударной ионизации в поведении структур.

## Модель

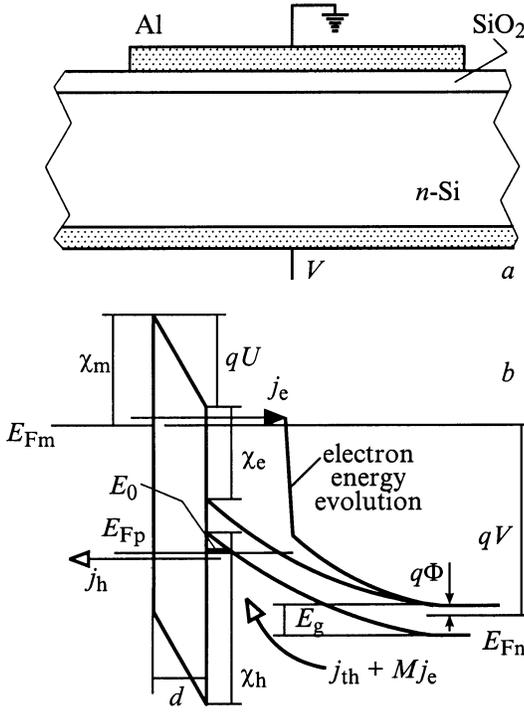
В структурах Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si (в отличие от многих других комбинаций материалов, например от случая золотого электрода) инжекция электронов в кремний должна иметь место при любом приложенном обратном смещении  $V$ , превышающем глубину залегания уровня Ферми  $\Phi$  в толще Si (рис. 1). Дело в том, что величины верхних барьеров слева и справа ( $\chi_m$ ,  $\chi_e$ , рис. 1) почти одинаковы, так что даже при близком к нулю напряжении  $U$  на диэлектрике не должно возникать существенного препятствия для переноса электронов с уровня Ферми металла.

Теоретически электронный ток всегда должен превышать дырочный в 100 и более раз (см., например, [1]), но на практике различие может быть и меньше [2,6]. Для описания процесса эволюции энергии электронов в туннельной МОП структуре можно предложить следующую модель.

Инжектируемые электроны изначально моноэнергетичны, причем на интерфейсе Si/SiO<sub>2</sub> каждый электрон обладает энергией  $E_{in} = qU - (\chi_m - \chi_e)$ , а затем приобретает еще некоторую энергию  $\Delta E$  при баллистическом пролете через инверсионный слой. Величина  $\Delta E$  принимается равной вкладу заряда инверсионного слоя в поверхностный потенциал  $\psi_s$  и определяется как  $\Delta E = q^2 N_s z_{inv} / \epsilon_0 \epsilon_s$ , где  $z_{inv}$  обозначает среднее удаление дырок от интерфейса, а  $N_s$  — их двумерную концентрацию.

Энергетическая релаксация электронов происходит уже за пределами инверсионной области, причем в два этапа. Первый состоит в снижении средней энергии электронов от  $E_{eff}$  до некоторой величины  $\langle E \rangle$  ( $\langle E \rangle$  меньше, чем  $E_g$ , но может заметно превосходить  $kT$ ), определяемой максимальным полем в области пространственного заряда. Оно осуществляется на характерном удалении от интерфейса порядка длины испускания фонона  $\lambda_{ph}$  (6–10 нм). Ввиду сильной хаотизации движения носителей при испускании оптических фононов, это удаление (в отличие от  $\langle E \rangle$ ) лишь в малой степени зависит от поля в ОПЗ. Поэтому  $E_{eff} = (E_{in} + \Delta E)$  является величиной,

<sup>†</sup> Факс: +7(812) 247 91 23  
E-mail: shulekin@pop.ioffe.rssi.ru



**Рис. 1.** *a* — туннельная МОП структура; *b* — ее зонная диаграмма при обратном смещении с обозначениями, используемыми в тексте.

определяющей характеристики первого этапа релаксации и, в частности, квантовый выход оже-ионизации  $P$ .

На втором этапе электроны полностью термализуются, постепенно теряя энергию по мере прохождения области объемного заряда (в среднем от  $\langle E \rangle$  до  $kT$ ). При этом за счет поля ОПЗ электроны достаточно длительное время поддерживаются горячими и способны вызвать ударную ионизацию кремния, квантовый выход которой  $\gamma$  зависит от размера обедненной области  $w$  и степени ее легирования  $N_d$  (т.е. как в  $p$ - $n$ -переходе). Начальная энергия носителей  $E_{\text{eff}}$  не является в этом случае фактором, влияющим на величину  $\gamma$ . Коэффициент размножения электронов с учетом обоих эффектов ионизации составит  $M = (1 + P(E_{\text{eff}}))(1 + \gamma(w, N_d))$ .

С квантово-механической точки зрения элементарные процессы оже- и ударной ионизации идентичны, но при феноменологическом подходе мы считаем целесообразным разграничивать эти два процесса, как это было сделано выше, понимая под оже-процессом генерацию электронно-дырочных пар изначально горячими (инжектированными) электронами в процессе их энергетической релаксации, а под ударной ионизацией — генерацию этих пар электронами, разогретыми в сильном поле.

Оже-генерация в туннельных МОП структурах относительно подробно рассматривалась ранее [4–7]. Новыми в данной работе являются учет ударной ионизации, а также того обстоятельства, что движение электронов в процессе описанного выше первого этапа термализации

сильно хаотизируется. Зависимость  $P(E_{\text{eff}})$  при небольших (до 3–4 эВ)  $E_{\text{eff}}$  может быть получена на основе имеющихся в литературе данных по темпу потери энергии на ионизацию  $\tau_{ii}^{-1}$  и на испускание фононов  $\tau_{\text{ph}}^{-1}$  (последним приписывается энергия  $\hbar\omega_0$ ) как

$$P(E_{\text{eff}}) = w_{ii}(E_{\text{eff}}) + \sum_{i=1} w_{ii}(E_{\text{eff}} - i\hbar\omega_0) \times \prod_{j=0}^{i-1} (1 - w_{ii}(E_{\text{eff}} - j\hbar\omega_0)), \quad (1)$$

где  $w_{ii}(E_e) = (1 + \tau_{\text{ph}}^{-1}(E_e)/\tau_{ii}^{-1}(E_e))^{-1}$ . Выражение для  $\gamma$  находится путем приближенного интегрирования для хорошо известного коэффициента ионизации  $\alpha_{ii} = a_0 \exp(-b_0/F(z))$ , где  $F$  — поле, по области объемного заряда:

$$\gamma = a_0 q \cdot N_d w^2 \cdot b_0^{-1} \varepsilon_0^{-1} \varepsilon_s^{-1} \exp(-b_0 \varepsilon_0 \varepsilon_s / q N_d w). \quad (2)$$

Туннельные токи электронов и дырок рассчитываются по формулам

$$j_e = 3q[\chi_m - qU/2]\pi^{-1}\hbar^{-1}d^{-2}\theta_e(E_{Fm}), \quad (3)$$

$$j_h = qE_0 N_s \hbar^{-1} \theta_h(E_0), \quad (4)$$

в которых  $\theta_e$  и  $\theta_h$  означают вероятности туннелирования электронов и дырок соответственно [1,7,8], а  $E_0$  — основной квантовый уровень дырок в инверсном слое. В любом режиме работы туннельной МОП структуры должно при этом удовлетворяться уравнение баланса между поступлением и потерями неосновных носителей

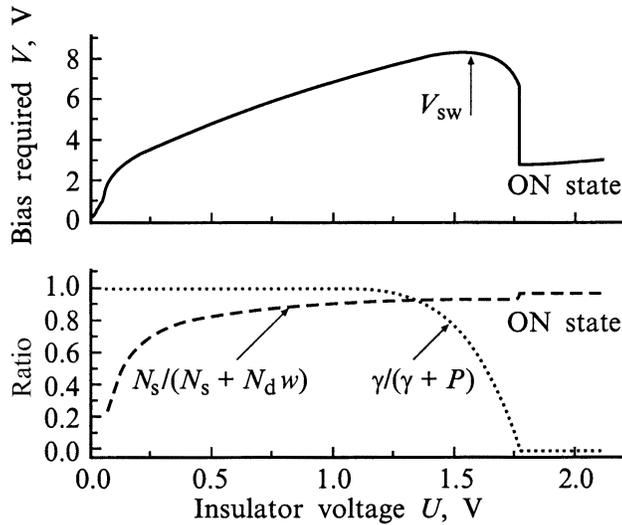
$$j_h + j_{\text{diff}} = j_e \cdot (M - 1) + j_{\text{th}}, \quad (5)$$

где  $j_{\text{th}} = qwG$  — термоток, определяемый скоростью генерации  $G$ , а  $j_{\text{diff}}$  — ток диффузии дырок от интерфейса Si/SiO<sub>2</sub> в толщу Si [1], существенный только при  $U \sim V$ . Все входящие в (5) величины зависят от  $V$  и  $U$ .

Приняты следующие значения параметров:  $T = 300$  К,  $E_g = 1.12$  эВ,  $\varepsilon_s = 11.9$ ,  $\varepsilon_f = 3.9$ ,  $G = 10^{22} \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ ;  $a_0 = 4.05 \cdot 10^5 \text{см}^{-1}$ ,  $b_0 = 1.0 \cdot 10^6$  В/см (получено по данным [9]),  $\tau_{ii}^{-1}/\tau_{\text{ph}}^{-1} = (E_e - E_g)^{4.2}/655$ ,  $\hbar\omega_0 = 0.063$  эВ (согласно [10];  $E_e$  в эВ),  $\chi_m = 3.17$  эВ,  $\chi_e = 3.15$  эВ,  $\chi_h = \chi_e + E_g$ ,  $m_l = 0.3m_0$  (как для электронов, так и для дырок в SiO<sub>2</sub>), эффективные массы тяжелых дырок в кремнии: для (111)  $m_z = 0.746m_0$ ,  $m_{\perp} = 0.549m_0$ , для (100)  $m_z = 0.291m_0$ ,  $m_{\perp} = 0.433m_0$  (как в нашей работе [8]). Мы не останавливаемся на способах вычисления параметров зонной диаграммы туннельной МОП структуры, а также таких величин, как  $z_{\text{inv}}$ ,  $E_0$  и  $w$ , поскольку соответствующие методики давно известны [7,8,11].

## Расчетные результаты

Для расчетов мы использовали развитую ранее модель, учитывающую только основной квантовый уровень дырок в инверсионном слое [7,8].



**Рис. 2.** Рассчитанные величины смещения  $V$ , которое необходимо приложить к структуре для создания напряжения  $U$  на диэлектрике.  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 2.5 \text{ нм}$ , ориентация (100). Штриховые линии — относительный вклад заряда подвижных носителей в поле в окисле ( $N_s/(N_s + N_d w)$ ) и относительный вклад ударной ионизации в поставку дырок ( $\gamma/(\gamma + P)$ ) в различных режимах.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости напряжений на туннельной МОП структуре от напряжения на окисле  $U$  во всем практически интересном диапазоне  $U$ . В качестве дополнения построены также зависимости  $N_s/(N_s + N_d w)$  и  $\gamma/(\gamma + P)$  от  $U$ , количественно характеризующие, соответственно, роль неосновных носителей и роль двух механизмов ионизации. Аналогичные результаты получаются во всем диапазоне параметров  $N_d$  ( $10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и  $d$  ( $1.2 - 3.0 \text{ нм}$ ).

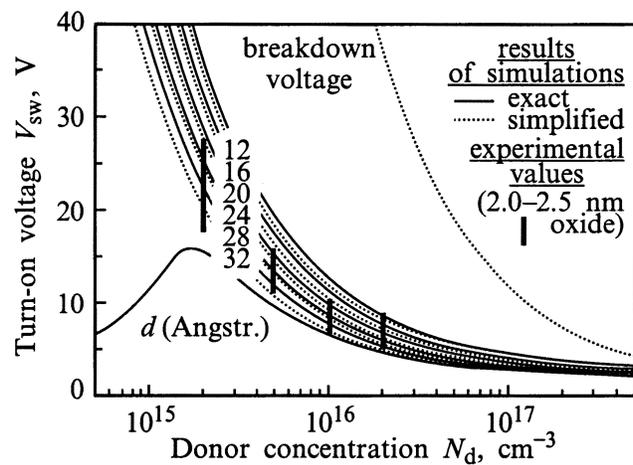
Рассмотрим вначале участок до переключения. При увеличении прикладываемого к структуре обратного смещения  $V$  напряжение на диэлектрике  $U$  возрастает как за счет увеличения заряда обедненной области  $N_d w$ , так и — что не менее важно — за счет роста заряда инверсионного слоя  $N_s$ . Последний может в определенной степени обеспечиваться возрастающим из-за расширения ОПЗ термотоком, но значительно большую роль играют дырки, появляющиеся благодаря ударной ионизации и оже-ионизации. Если термотоком  $j_{th}$  можно пренебречь вообще, то с ростом  $V$  ситуация  $N_s \ll N_d w$  сменяется на ситуацию  $N_s \gg N_d w$  внутри достаточно узкого диапазона напряжений  $V$ . Напряжение порядка 1 В на туннельно-тонком окисле, необходимое для активации оже-процесса ( $P > 0$ ), не может быть создано только зарядом ОПЗ даже в момент ее пробоя. Поэтому при увеличении  $V$  дырки генерируются сначала исключительно за счет ударной ионизации ( $M = 1 + \gamma$ ), и только при дальнейшем повышении  $V$  становится заметным вклад от оже-механизма.

Максимум кривой  $V(U)$  на рис. 2 соответствует ситуации переключения. Отметим, что вблизи точки пе-

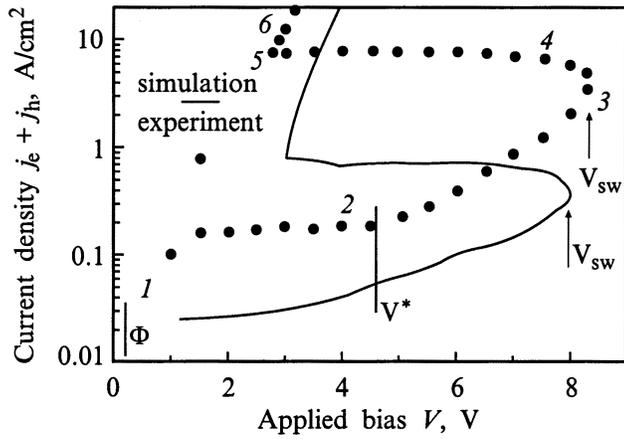
реключения заряд дырок обеспечивает (при всех  $N_d$ ) свыше 90 процентов напряжения  $U$ , а также что и ударная ионизация, и оже-ионизация в этой области играют существенную роль. В целом поведение величины  $\gamma/(\gamma + P)$  допускает ясную интерпретацию. При малых  $U$  оже-ионизации нет вообще. Вблизи точки переключения  $P$  начинает быстро нарастать, причем сразу после того как максимум ( $V_{sw}$ ) пройден, ее вклад в коэффициент умножения  $M$  становится абсолютно доминирующим. После переключения величина  $V$ , как функция  $U$ , резко падает, так как количество оже-дырок становится столь большим, что они должны выбрасываться в толщу полупроводника. Это — так называемое включенное состояние, описанное нами ранее [6]; в этом состоянии  $\gamma = 0$  и имеется ток  $j_{diff}$ .

Как следует из сказанного, ударная ионизация, в определенной степени независимо от оже-ионизации, является основным фактором, определяющим значение  $V_{sw}$  (рис. 3). Она обуславливает начальный рост  $U$  и позволяет тем самым проявиться оже-ионизации. Оже-процесс в свою очередь является ответственным за поддержание включенного состояния и за само существование S-образности вольт-амперной характеристики (рис. 4).

На рис. 3 показаны величины напряжений переключения  $V_{sw}$  для МОП структур при различном легировании и толщинах диэлектрика от 1.2 до 3.2 нм. Напряжение переключения ограничивает рабочий диапазон транзистора с туннельным МОП эмиттером [1,6]. Как видно из рис. 3,  $V_{sw}$  во всех случаях значительно ниже напряжения пробоя ОПЗ. В момент переключения структуры ( $V = V_{sw}$ ) напряжение на окисле, как было выяснено, составляет 1.5–2.0 В, несколько изменяясь с изменением  $N_d$  и  $d$ ; при этом  $M - 1 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ .



**Рис. 3.** Теоретические значения напряжений переключения  $V_{sw}$  в зависимости от концентрации доноров  $N_d$ : сплошные кривые — систематический расчет, точки — результаты эмпирической модели с подгоночным параметром  $U_{th} = 2 \text{ В}$ . Ориентация (100). Рисунок дополнен экспериментальными данными.



**Рис. 4.** Вольт-амперная характеристика туннельной МОП структуры.  $n$ -Si(100),  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 2.5 \text{ нм}$ . Сплошная линия — расчет, точки — типичный экспериментальный результат. Наблюдается отчетливая  $S$ -образность, на величину размаха которой решающее влияние оказывает эффект ударной ионизации, а за существование которой ответственна оже-ионизация.

Поведение  $V_{sw}$  в зависимости от уровня легирования представляется естественным. С ростом  $N_d$  величина напряжения переключения снижается, в результате чего  $S$ -образность должна исчезать. Это связано в первую очередь с увеличением  $\gamma$  при том же  $V$  за счет усиления поля в ОПЗ. Некоторую роль играет также возрастание вклада заряда обедненного слоя в напряжение на окисле  $U$ . Отметим, однако, что в режимах, близких к переключению, решающая роль даже при сильном легировании ( $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) остается за инверсным слоем, поддерживаемым генерируемыми дырками.

Несколько парадоксальным выглядит снижение напряжения переключения  $V_{sw}$  с ростом толщины диэлектрика  $d$ , но оно объясняется тем, что с ростом  $d$  заметно увеличивается коэффициент инжекции структуры  $j_e/j_h$  и тем самым снижается потребность в генерируемых дырках. Начиная примерно с  $d = 3.0 \text{ нм}$ , существенным дополнительным фактором, способствующим уменьшению размаха  $S$ -образности, становится термоток  $j_{th}$ .

## Эмпирическая модель

Математическая сторона задачи о нахождении  $V_{sw}$  может быть в практических целях сильно упрощена. Дело в том, что функция  $P(E_{eff})$  очень резко нарастает с ростом эффективной энергии, которая определяется прежде всего напряжением на диэлектрике  $U$ . Поэтому можно принять искусственное допущение о том, что оже-ионизация имеет строго пороговый характер, так что  $P(E_{eff}) = 0$  до тех пор, пока напряжение на диэлектрике  $U$  меньше некоторой величины  $U_{th}$ , не зависящей от толщины окисла. Кроме того, вблизи точки переключения можно пренебречь зарядом обедненного слоя

$qN_d w$  по сравнению с зарядом инверсного  $qN_s$ . Задача о нахождении  $V_{sw}$  в таком случае сводится просто к тому, чтобы определить, при каком смещении  $V_{sw}$  дырок, генерируемых за счет ударной ионизации, достаточно для создания напряжения на окисле  $U_{th}$ .

Фактически необходимо найти  $V$ , при котором выполнено  $j_e(U_{th})/j_h(U_{th}) = \gamma$ . Выражения для токов выписаны выше.  $E_0$  находится как в [8]. Без большой ошибки можно принять, что соотношение вероятностей туннелирования  $\theta_e(U)/\theta_h(U)$  не зависит от  $U$  и равно  $\exp(\hbar^{-1}(2m_l/\chi_m)^{1/2}E_g \cdot d)$ , а также вычислять ширину ОПЗ как  $w = (2\varepsilon_0\varepsilon_s/qN_d \cdot (V - U_{th}))^{1/2}$ . Подставляя все параметры, имеем

$$U_{th} = 15.2 \cdot (1 - U_{th}/6.34)^{3/5} \cdot m_z^{1/5} d^{-1/5} \exp(0.1d)\gamma^{3/5},$$

$$\gamma = 0.81(V_{sw} - U_{th})$$

$$\times \exp\left(-1.81 \cdot 10^9 N_d^{-1/2} (V_{sw} - U_{th})^{-1/2}\right), \quad (6)$$

где  $d$  выражено в  $\text{\AA}$ , а  $N_d$  — в  $\text{см}^{-3}$ . Отсюда легко находится  $V_{sw}$ . Результаты, полученные по этому методу для  $U_{th} = 2.0 \text{ В}$  ( $U_{th}$  играет роль подгоночного параметра), сопоставлены с систематическим решением на рис. 3. Соответствие можно оценить как удовлетворительное, исключая случай  $d = 3.2 \text{ нм}$ , в котором достаточно велика роль термотока. Точность, достигаемая эмпирической моделью, примерно одинакова для ориентаций (100) и (111).

## Экспериментальные данные

В данной работе были изготовлены образцы туннельных МОП диодов Al/SiO<sub>2</sub>/Si на кремнии  $n$ -типа (100) и (111) с концентрацией доноров ( $N_d$ )  $2 \cdot 10^{15}$ ,  $5 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$ ,  $2 \cdot 10^{16}$ ,  $2 \cdot 10^{17}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Толщины диэлектрика составляли 2.0–2.5 нм. Слой SiO<sub>2</sub> формировался стандартным для тонких пленок способом низкотемпературного окисления в сухом кислороде.

На рис. 4 воспроизведена типичная ВАХ образца, выполненного на подложке с  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . На ней, в полном соответствии с проведенным выше анализом, можно выделить несколько участков.

$I-2$  ( $\Phi < V < V^*$ ) — имеется инжекция электронов при медленно нарастающем  $U$  в диапазоне долей вольта за счет заряда ОПЗ и заряда термически генерированных дырок. В начальной части этого участка ток увеличивается относительно быстро, что связано с опусканием края зоны проводимости кремния  $E_{c0}$  на интерфейсе Si/SiO<sub>2</sub> ниже уровня Ферми металла  $E_{Fm}$  (с исчезновением небольшого барьера  $\sim (\chi_m - \chi_e)$  для электронов);

$2-3$  ( $V^* < V < V_{sw}$ ) — значительно более быстрый рост напряжения на диэлектрике  $U$  и туннельного тока за счет ударной ионизации кремния, вызываемой инжектированными электронами в области объемного заряда. При приближении к точке 3 появляется вклад и от оже-ионизации;

3–4 ( $V \sim V_{sw}$ ) — область переключения структуры. Этот участок ВАХ может выглядеть на разных образцах по-разному из-за сложных комбинаций параметров, которыми он определяется.

4–5 — резкое снижение  $V$  при незначительном росте  $U$  из-за оже-ионизации. Роль основного поставщика дырок перенимает оже-процесс, квантовый выход которого очень сильно растет с напряжением.

5–6 ( $U \sim V$ ) — включенное состояние (транзистор в насыщенном состоянии [6]), характеризующееся настолько мощной оже-генерацией дырок, что их не только достаточно для поддержания напряжения на диэлектрике, но появляются и избыточные дырки, диффундирующие в толщу кремния.

Аналогичные  $S$ -образные ВАХ наблюдались нами и другими авторами [4] для слабо и умеренно ( $N_d < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) легированных подложек. Предпринятое нами систематическое исследование показало, что размах  $S$ -образности (т.е. величина  $V_{sw}$ ) увеличивается при снижении  $N_d$  (рис. 3). Туннельные же МОП диоды на сильно легированном кремнии демонстрировали суперлинейные ВАХ без  $S$ -образности, что полностью соответствует теоретическому анализу.

Целенаправленное изучение влияния толщины окисла нами не проводилось. Тем не менее есть свидетельство в пользу того, что уменьшение толщины должно приводить к возрастанию (а не к снижению)  $V_{sw}$ . Было замечено, что многие структуры после их перегрузки демонстрируют качественно те же ВАХ, но переключаются при больших напряжениях. Это связывается с тем, что деградацию окисла можно грубо трактовать как снижение коэффициента инжекции структуры или (еще более грубо) как ее эффективное утоньшение.

## Некоторые практические особенности переключения

а) *Термоток*. В наших расчетах мы положили скорость термогенерации  $G$  равной  $10^{22} \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ , что соответствует величинам термотока  $j_{th}$ , близким к реальным значениям тока утечки  $p$ – $n$ -переходов [12] (например,  $\sim 10^{-8} \text{ А/см}^2$  при ширине ОПЗ  $\sim 0.1 \text{ мкм}$ ). При этом получилось, что  $j_{th}$  не играет никакой роли в балансе токов в туннельной МОП структуре с  $d < 3.0 \text{ нм}$ . Практически же нельзя исключать и возможность более сильной термогенерации, которая станет существенным фактором и при меньших толщинах окисла.

б) *Сопrotивление подложки*. Наличие последовательного сопротивления кремниевой подложки  $\rho_{sub}$  может тривиальным образом изменить параметры переключения. В случае слабого легирования ( $N_d$ ), толстого окисла (малое  $d$ ) и толстой подложки ( $d_{sub}$ ) оно может даже сделать невозможным наблюдение бистабильности, которая проявилась бы в координатах  $j$  vs ( $V - j \cdot \rho_{sub} d_{sub}$ ).

в) *Неоднородность окисла*. Вообще говоря, во всех приведенных рассуждениях должна была бы фигурировать не номинальная толщина окисла  $d$ , а эффективная

( $d_{eff} = d - \sigma^2(2m_l\chi_m)^{1/2}/\hbar$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение толщины). Поскольку  $\sigma$ , как правило, мало ( $0.1$ – $0.2 \text{ нм}$ ) [3], а зависимость  $V_{sw}$  от  $d$  не очень сильна, данное замечание в идеальном случае не привносит ничего существенного. Но если по каким-либо причинам  $\sigma$  превышает свои обычные значения, то наблюдаемые величины  $V_{sw}$  несколько возрастут. Не исключено, что это обстоятельство приводит к некоторому отклонению экспериментальных данных для  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  от расчетных на рис. 4.

г) *S-образность ВАХ без оже-процесса*. В отдельных случаях нами наблюдалась дополнительная, небольшая по размаху ( $< 1$ – $2 \text{ В}$ ),  $S$ -образность непосредственно перед переключением образца (вблизи  $V_{sw}$ ). Мы полагаем, что отличительной особенностью токопереноса в таких образцах может быть наличие участков роста коэффициента инжекции  $j_e/j_h$  с напряжением  $U$ . На этих участках должно иметь место сужение ОПЗ с ростом тока, обеспечивающее снижение квантового выхода ударной ионизации  $\gamma$ . Данное обстоятельство может обусловить возникновение некоторой  $S$ -образности ВАХ в области больших напряжений (т.е. напряжений, при которых ударная ионизация существенна) даже без оже-процесса.

## Заключение

В работе продемонстрировано, что основными физическими процессами, ответственными за формирование обратных ВАХ структур  $\text{Al/SiO}_2/n\text{-Si}$  с толщиной  $\text{SiO}_2$   $1.2$ – $3.2 \text{ нм}$ , являются оже-ионизация и ударная ионизация. Количественно проанализирована относительная роль оже-ионизации, вызываемой инжектируемыми горячими электронами, и ударной ионизации в области пространственного заряда в различных режимах работы структуры. Теоретически и экспериментально определены напряжения переключения  $V_{sw}$  туннельной МОП структуры, которые оказались значительно ниже пробивных напряжений. Показано, что  $V_{sw}$  уменьшается с ростом толщины окисла и с ростом уровня легирования подложки.

Авторы выражают благодарность ГНТП "Наноструктуры в физике", а также РФФИ (№ гранта 99-02-18079-а) за поддержку данной работы. Один из авторов (М.И. Векслер) благодарит Alexander von Humboldt-Stiftung за поддержку начального этапа работы. Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность В.Ф. Комаровой за содействие в изготовлении образцов.

## Список литературы

- [1] K.M. Chu, D.L. Pulfrey. IEEE Trans. Electron Dev., **ED-35**, N 2, 188 (1988).
- [2] T. Yoshimoto, K. Suzuki. Jpn. J. Appl. Phys., **32**(12), L180 (1993).

- [3] H.S. Momose, S. Nakamura, T. Ohguro, T. Yoshitomi, E. Morifuji, T. Morimoto, Y. Katsumata, H. Iwai. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-45**, N 3, 691 (1996).
- [4] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. Appl. Phys.Lett., **38** (1), 41 (1981).
- [5] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулекин. Письма ЖТФ, **17** (3), 44 (1991).
- [6] I.V. Grekov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. Sol. St. Electron., **38** (8), 1533 (1995).
- [7] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. ФТП, **28** (8), 1411 (1994).
- [8] A.F. Shulekin, M.I. Vexler, H. Zimmermann. Semicond. Sci. Technol., **14** (5), 470 (1999).
- [9] Y. Wang, K.F. Brennan. J. Appl. Phys., **75** (1), 313 (1994).
- [10] W.E. Drummond, J.L. Moll. J. Appl. Phys., **42** (13), 5556 (1971).
- [11] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, N 2 (1982).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. [Пер. с англ.: М., Мир, 1984] т. 1, с. 99.

*Редактор В.В. Чалдышев*

### **The role of impact ionization effect in determining reverse current-voltage characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si tunnel structures**

M.I. Vexler, I.V. Grekhov, A.F. Shulekin

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

**Abstract** Physical processes determining reverse current-voltage characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si structures of 1.2–3.2 nm SiO<sub>2</sub> thickness and a silicon doping level of 10<sup>14</sup>–10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup> have been analyzed. A novel model describing the hot electron energy evolution occurrence in these structures has been put forward. The delimitation Auger and impact ionizations has been made. The values of the turn-on voltage of a tunnel MOS structure have been found both theoretically and experimentally. This voltage level was shown to decrease with the increase of oxide thickness.