

ТУННЕЛЬНАЯ МДП СТРУКТУРА ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА (РЕЖИМ ОБРАТНОГО СМЕЩЕНИЯ)

© М.И.Векслер

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербурга, Россия
(Получена 2 марта 1995 г. Принята к печати 7 ноября 1995 г.)

Рассмотрены физические процессы, определяющие поведение туннельной МДП структуры на основе *n*-кремния при высокой плотности тока. Впервые предложена целостная аналитическая модель, позволяющая рассчитывать вольт-амперные характеристики МДП структуры при большом напряжении на диэлектрике. Приведена «классификация» возможных вольт-амперных характеристик структур. Проанализировано влияние эффекта оже-ионизации полупроводника инжектированными носителями (в том числе при наличии сильного поля в полупроводнике). Проведены расчеты, иллюстрирующие зависимость вида характеристик прибора от уровня легирования подложки. Исследованы условия возникновения и характеристики так называемого «включенного» состояния, в котором потеря неосновных носителей из инверсного слоя происходит не только за счет туннелирования в металл, но и вследствие их диффузии в толщу полупроводника.

В настоящее время развитая теория туннельной МДП структуры имеется лишь для режимов с малым падением напряжения на диэлектрике и соответственно с малой плотностью сквозного тока [1,2].

Первой попыткой теоретического анализа поведения туннельных МДП структур при большом напряжении на диэлектрике были независимо выполненные работы [3,4], в которых изучалось влияние оже-ионизации на свойства транзистора с туннельным МДП эмиттером. Было показано, что эффекты оже-ионизации начинают проявляться при напряжениях на диэлектрике ≥ 1 В, которые мы и будем считать большими. Величина тока при этом зависит от параметров структуры и может составлять более 1 А/см^2 [3].

Цель данной работы — более детальное описание поведения обратного смещенных туннельных МДП структур при высокой плотности тока. Будут рассмотрены, в частности, следующие вопросы: а) «классификация» возможных обратных вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных МДП структур; б) роль оже-ионизации и лавинного пробоя в структуре на *n*-кремнии, эффект «разогрева» инжектированных

носителей в области объемного заряда полупроводника; в) влияние легирования подложки на поведение туннельной МДП структуры; г) характеристики так называемых «включенных» туннельных МДП структур, когда потеря неосновных носителей из инверсного слоя происходит не только за счет туннелирования в металл, но и за счет их диффузии в толщу полупроводника.

Теоретическая модель

Энергетическая зонная диаграмма. На рис. 1, а показана энергетическая зонная диаграмма туннельной МДП структуры. Предполагается, что приложенное к структуре обратное напряжение V достаточно для того, чтобы обеспечить величину поверхностного потенциала $\psi_s > 0$. При обратном смещении напряжение на диэлектрике U может быть заметно меньше, чем V . Рис. 1 отвечает ситуации $V - U \simeq 1$ В, но вполне реальна и ситуация $V - U \gg 1$ В [1-4]. Квазиуровни Ферми в полупроводнике для электронов и дырок в общем не совпадают [5].

При напряжении U порядка 1 В и более (это соответствует полю в диэлектрике $\mathcal{E}_d \geq 5 \cdot 10^6$ В/см) движение носителей в инверсионном слое квантуется в направлении, перпендикулярном плотности границы полупроводник/диэлектрик [6] (при более слабых полях \mathcal{E}_d квантование часто игнорируют [1,2]). Возникают «лестницы» подзон — серии уровней энергии, отвечающие дыркам с различными эффективными массами. Для создания таких сильных полей \mathcal{E}_d в туннельных структурах помимо подачи напряжения V необходимо обеспечить поступление дырок из полупроводника к границе с диэлектриком для компенсации утечки в металл. Если поступление дырок не может быть обеспечено, то режим с большим напряжением U не реализуется.

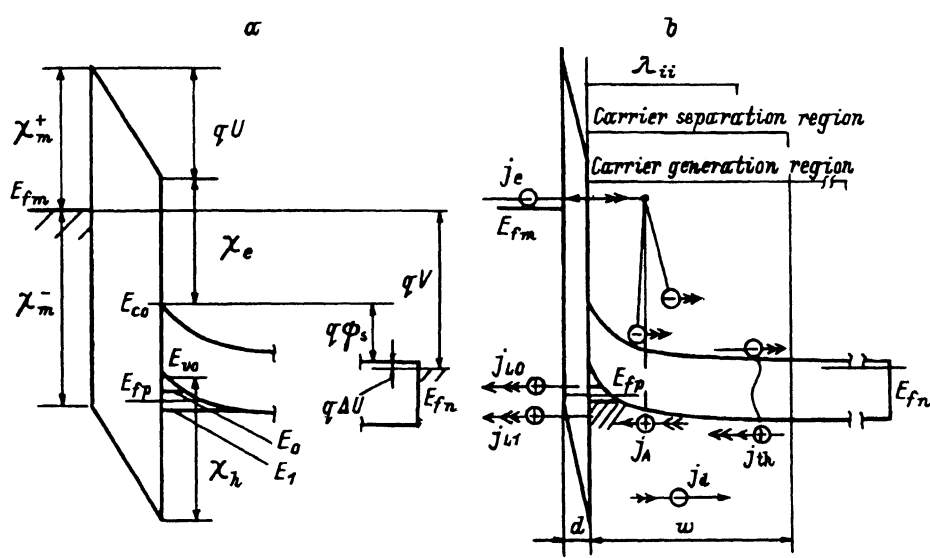


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма туннельной МДП структуры при большом напряжении U с обозначениями высот барьеров и энергии (χ_e, χ_h — разрывы соответственно зоны проводимости и валентной зоны на границе диэлектрик/полупроводник) (а), компонент протекающих токов (б).

В общем случае напряжениe на диэлектрике определяется как

$$U = \varepsilon_d d = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_d} (N_s + N_d w), \quad (1)$$

где d — толщина диэлектрика, ε_d — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, ε_0 — электрическая постоянная, q — заряд электрона, N_s — концентрация носителей в инверсионном слое, w — ширина обедненной области, N_d — концентрация легирующей примеси. На практике при малых и умеренных концентрациях примеси (например, $N_d \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$) падение напряжения на диэлектрике $U \geq 1 \text{ В}$ не может быть обеспечено без образования инверсионного слоя [2,3].

Профиль зон в толще полупроводника (зависимость положения края зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v от расстояния z от границы диэлектрик/полупроводник) может быть определен при совместном самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона [6,7]. В процессе расчета (по численной методике [7]) определяются уровни энергии дырок в квантовой яме $E_{i,s}$, $i = 0, 1, 2, \dots$, $s = hh, lh, so$ (hh — тяжелые дырки, lh — легкие, so — находящиеся в отщепленной спин-орбитальным взаимодействием зоне), положение квазиуровня Ферми для дырок E_{fp} , а также величина поверхностного потенциала ψ_s (рис. 1). Основной уровень E_0 всегда соответствует дыркам с наибольшей эффективной массой m_z в направлении, перпендикулярном к интерфейсу, т.е. $E_0 \equiv E_{0,hh}$. Следующий уровень E_1 есть наиболее низкий по энергии из $E_{1,hh}$, $E_{0,so}$, $E_{0,lh}$.

Расчет токов в туннельной МДП структуре. Токи, рассматриваемые в предлагаемой модели, схематически показаны на рис. 1, b (одной стрелкой — направление тока, двумя — направление движения частиц).

Ток инжекции электронов j_e может быть записан в виде

$$j_e = \frac{4\pi m_{de}^* q k T}{h^3} \int_{E_{c0}}^{\infty} dE_z T_e(E_z) \ln \frac{1 + \exp[(E_{fm} - E_z)/kT]}{1 + \exp[(E_{fn} - E_z)/kT]}, \quad (2)$$

где $T_e(E_z)$ — вероятность туннельного прохождения для электронов. Здесь m_{de}^* — эффективная масса плотности состояний электронов в полупроводнике, для кремния это $(2.1 \div 2.2)m_0$, в зависимости от ориентации [8,9]; T — температура; E_{fm} — уровень Ферми в металле, E_{fn} — квазиуровень Ферми для электронов в полупроводнике.

Энергетическое распределение инжектированных носителей имеет острый максимум вблизи E_{fm} [10]. Пренебрежем далее распределением по энергиям и будем считать, что все электроны имеют энергию $E_{in} = E_{fm} - E_{c0}$ (E_{c0} — край зоны проводимости на границе с диэлектриком) сразу после инжекции в полупроводник.

Простейшая модель потери энергии носителем предложена в работе [11]. Мы включим в нее электрическое поле, которое увеличивает энергию электрона при его движении от границы с диэлектриком в глубь полупроводника. У электрона всегда есть две возможности:

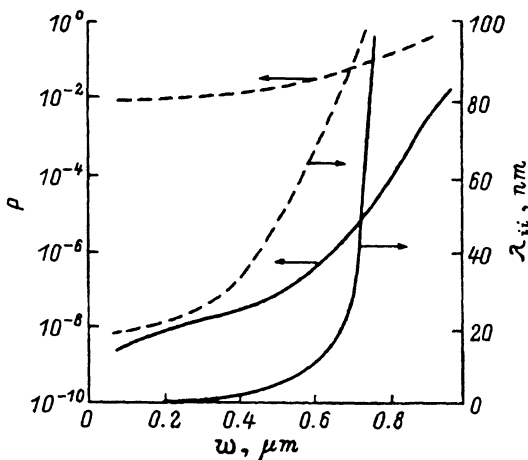


Рис. 2. Характерные значения числа производимых электронно-дырочных пар P и длины ионизации λ_{ii} в зависимости от размера обедненной области w . Уровень легирования $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Сплошные линии $N_s = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ($E_{in} \approx 1.2 \text{ эВ}$), штриховые — $N_s = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ($E_{in} \approx 2.4 \text{ эВ}$). Начальная энергия электрона E_{in} при одном N_s и разных w , показанных на рисунке, изменяется не более чем на 0.1 эВ .

произвести акт ударной ионизации или испустить оптический фотон с энергией $h\nu$ (0.063 эВ для Si). Вероятность того, что в данной точке состоится именно акт ионизации, вычислена в [11]. Если носитель не произвел акт ударной ионизации, находясь в точке с координатой z , то на характерной длине испускания фотона λ_{ph} (6.3 нм для Si при 300 К [9]) он приобретет энергию $\Delta E = E_v(z + \lambda_{ph}) - E_v(z)$ и переместится в точку $z + \lambda_{ph}$. В этой точке у него снова две возможности, но энергия уже $E(z) - h\nu + \Delta E$.

Численно можно получить число произведенных пар P для данной начальной энергии E_{in} и данного распределения поля (с учетом возможной многокаскадности [12]), а также среднюю длину ионизации λ_{ii} (см. рис. 2). Следует учесть, что к моменту достижения квазинейтральной области ($z = w$) электрон может остаться «горячим», но производимые носители не дадут вклада в P , так как нет поля, разделяющего электронно-дырочные пары, и велика вероятность их немедленной рекомбинации. Таким образом, если при вычислении λ_{ii} учитывать разделенные пары, то всегда $\lambda_{ii} < w$, хотя область генерации может в принципе простирается и за пределы обедненного слоя (см. рис. 1, б).

В [4] увеличение энергии электрона за счет дополнительного «разогрева» в полупроводнике игнорировалось вообще, что, по-видимому, некорректно, особенно при полях, сопоставимых с критическим $\mathcal{E}_{cr} \approx h\nu/q\lambda_{ph} \approx 10^5 \text{ В/см}$ для Si. В области пространства, где поле достигает этой величины, энергия, теряемая на испускание фотона, полностью компенсируется разогревом в поле. В результате вероятность ионизации может существенно возрастать, причем даже в том случае, если она была ничтожной для той же начальной энергии E_{in} при вычислении без учета разогрева.

$$j_A = j_e P. \quad (3)$$

Ток утечки дырок в металл (j_L) записывается как сумма тока утечки с уровня E_0 (j_{L0}) и тока утечки с вышележащих уровней (j_{L1}) [8]:

$$j_L = j_{L0} + j_{L1} = qN_0 \frac{E_0}{h} T_h(E_0) + \frac{4\pi q m_{dh}^* kT}{h^3} \times \\ \times \int_{E_1}^{\infty} dE_z T_h(E_z) \ln \frac{1 + \exp[(E_{fp} - E_z)/kT]}{1 + \exp[(E_{fm} - E_z)/kT]}. \quad (4)$$

Для подстановки в эту формулу энергии должны отсчитываться вниз от уровня валентной зоны на границе с диэлектриком E_{v0} . Здесь N_0 — концентрация дырок на основном уровне E_0 , определяемая при расчете положения уровня Ферми, m_{dh}^* — эффективная масса плотности состояний дырок ($\sim m_{hh} + m_{ln} + m_{so} \simeq 0.95m_0$ для Si), $T_h(E_z)$ — вероятность туннелирования для дырок, E_{fp} — квазиуровень Ферми для дырок.

В области объемного заряда полупроводника идет генерационный ток

$$j_{th} = q \frac{n_i}{\tau} w, \quad (5)$$

где n_i — собственная концентрация носителей, τ — время жизни. При отсутствии же-процесса ($j_A = 0$) этот ток определяет возможную утечку в металл.

Если падение напряжения на слое объемного заряда велико, то возможно создание условий для лавинного пробоя. Величина тока дырок к интерфейсу j_h^i с учетом размножения носителей составит

$$j_h^i = j_{th} + j_A + j_{av}. \quad (6)$$

Ток лавинного пробоя j_{av} и напряжение пробоя могут быть вычислены аналогично тому, как это делалось для p - n -перехода в [9], [13]. Реально j_{av} отличен от нуля только при большом ψ_s (~ 40 В при $N_d = 10^{16}$ см $^{-3}$), поэтому он и не показан на рис. 1, б, отвечающем ситуации $\psi_s \simeq 1$ В.

Если уровень легирования подложки достаточно высок ($\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ и более), то возможно межзонное туннелирование носителей при условии, что ψ_s составляет единицы вольт. Мы ограничиваемся здесь изучением поведения туннельных МДП структур на n -Si с $N_d < 10^{17}$ см $^{-3}$.

Если квазиуровень Ферми для дырок (E_{fp}) оказывается ниже, чем для электронов (E_{fn}), то будет проходить большой диффузионный дырочный ток от границы в толщу полупроводника

$$j_d = \left[\frac{q\mu_p kT}{\tau_p} \right]^{1/2} \frac{n_i^2}{N_d} \left\{ \exp \left[-\frac{(E_{fp} - E_{fn})}{kT} \right] - 1 \right\}, \quad (7)$$

где μ_p — подвижность дырок, τ_p — их время жизни.

Помимо рассмотренных выше токов возможно и дополнительное поступление дырок к границе с диэлектриком (j_{add}) вследствие генерации носителей при освещении структуры (см., например, [14]).

Уравнение баланса для неосновных носителей у границы выглядит следующим образом:

$$0 = j_h^i - j_{L0} - j_{L1} - j_d + j_{\text{add}}. \quad (8)$$

Сквозной ток через структуру вычисляется как

$$j = j_e + j_h^i - j_d + j_{\text{add}}. \quad (9)$$

Результаты расчетов и обсуждение

Прежде всего укажем на два крайних случая.

Допустим сначала, что ток утечки в силу каких-либо причин очень велик. На практике такое возможно, например, если имеется большая дырочная утечка нетуннельной природы. В такой ситуации падение напряжения на диэлектрике близко к нулю, напряжение на области объемного заряда растет с ростом V до пробоя (рис. 3, штриховая линия).

Другой крайний случай имеет место, когда туннельный ток состоит только из тока основных носителей заряда (электронов). Такая ситуация может реализоваться, например, если барьер χ_h (рис. 1) достаточно высок. В этом случае распределение потенциала приблизительно такое же, как в «толстой» МДП структуре без переноса заряда [9] (в частности, $\psi_s \leq 1$ В). Вольт-амперная характеристика имеет суперлинейный (оценивая грубо — экспоненциальный) характер (рис. 3, сплошная линия), отвечающий туннельному току $j = j_e$. При этом поступающие из объема к интерфейсу дырки выбрасываются назад в толщу полупроводника, так что $j_A + j_{\text{th}} + j_{\text{add}} \simeq j_d$, а $E_{fn} > E_{fp}$ (иначе невозможно прохождение тока j_d).

Мы будем называть режимы с ненулевым диффузионным током $j_d > 0$ «включенным» состоянием.

Дальнейшие расчеты будут проведены для структуры Al/SiO₂/n-Si. Однако необходимо отметить, что даже для такой распространенной системы параметры туннельного барьера известны плохо [2]. Значения параметров барьеров во всех расчетах взяты в диапазоне известных из литературы величин (см. об этом [2,15,16]): расчет проводился для $m_h^d = m_0$, $m_e^d = 0.5m_0$, $\chi_e = \chi_m^+ = 1.8$ эВ, $\chi_h = 2.3$ эВ, $d = 2.5$ нм, $\epsilon_d = 3.9$, $T = 300$ К, ориентация поверхности кремния (111).

Предварительно рассмотрим подробнее условия реализации включенного состояния в изучаемой системе при $j_{\text{add}} \simeq 0$. Заметим, что ток генерации j_{th} обычно мал (для Si 10^{-7} А/см² и менее [9]). Характерные величины туннельных токов в структурах Al/SiO₂/Si на много порядков больше (см., например, [12] — эксперимент). Поэтому при анализе поведения таких структур в области больших плотностей тока j_{th} можно не учитывать. Тогда уравнение баланса принимает вид

$$j_A = j_L + j_d. \quad (10)$$

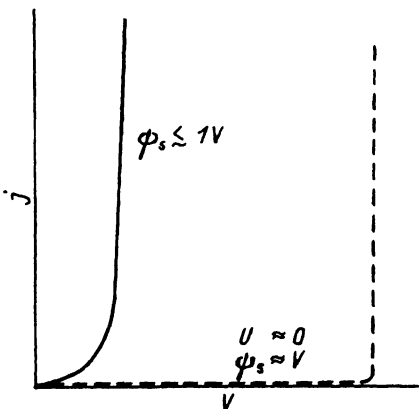


Рис. 3. Типичные вольт-амперные характеристики включенной структуры (сплошная линия) и структуры с очень большой дырочной утечкой (штриховая). Изображение схематическое, без соблюдения масштаба.

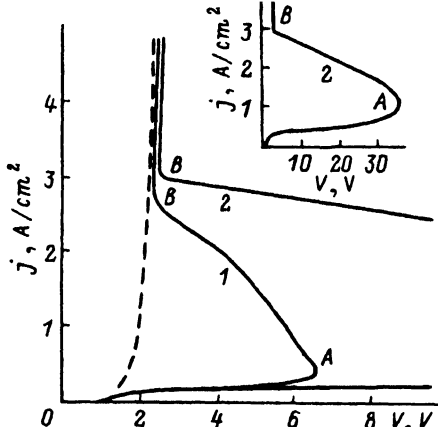


Рис. 4. Рассчитанные обратные вольт-амперные характеристики структур Al/SiO₂/n-Si (сплошные линии) при $N_d, \text{см}^{-3}$: 1 — 10^{16} , 2 — 10^{15} . Штриховая линия — то же самое при дополнительном токе $j_{\text{add}} = 1 \text{ A/cm}^2$; для обеих концентраций N_d кривые совпадают. На вставке — кривая 2 в увеличенном масштабе.

Диффузионный ток в данном режиме положителен. Поэтому для реализации включенного состояния необходимо, чтобы выполнялось

$$P > j_L/j_e. \quad (11)$$

Для оценок можно считать, что роль P в (11) играет величина $P(E)$, вычисленная для $E = E_{fm} - E_{fp} - E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника) [11]. При этом уже как бы учтен «эффективный» разогрев электронов во включенном состоянии [3].

Во включенном режиме пробой полупроводника (и туннельный, и лавинный) принципиально исключен, поскольку суммарное падение напряжения на полупроводнике менее E_g/q . Зонные диаграммы на рис. 1 отвечают именно включенному состоянию.

Если (11) выполняется для некоторой структуры всегда, то она при любом V будет включена, а вид ее обратной ВАХ — как на рис. 3 (сплошная линия).

В системе Al/SiO₂/n-Si возникает интересная ситуация, когда ток оже-ионизации недостаточен для того, чтобы обеспечить включение структуры при всех V , но его роль в балансе токов в структуре велика. Поскольку среднее число производимых электронно-дырочных пар P резко увеличивается с ростом энергии [11], можно ожидать возрастания влияния тока j_A с увеличением плотности тока. В [3,4] было показано, что вольт-амперная характеристика в данном случае может иметь S-образный вид (рис. 4). Инициация переключения (точка A) в принципе может быть связана как с ростом вероятности оже-ионизации за счет разогрева инжектированных электронов в поле, так и с пробоем. Поскольку в нашем случае напряжение переключения явно меньше пробойного, мы можем заключить, что для выбранных параметров структуры переключение инициируется без вклада тока пробоя.

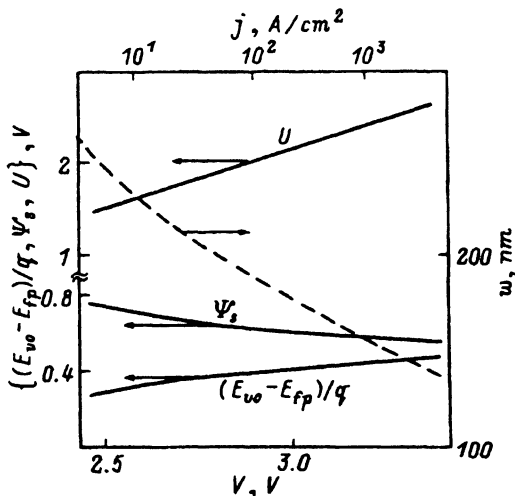


Рис. 5. Параметры зонной диаграммы для включенного состояния в зависимости от напряжения на структуре V . $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Верхняя шкала — плотность сквозного тока j , соответствующая напряжениям V .

Вблизи точки B структура входит во включенный режим. На участке от A до B уменьшается размер обедненной области w (и, естественно, ψ_s). Однако во включенном состоянии w не может быть нулевым: во-первых, уменьшение w при заданном V ограничено ростом тока j_d ; во-вторых, если бы w было нулевым, то не существовало бы поля за пределами инверсионного слоя, которое разделяет электронно-дырочные пары, появившиеся за счет оже-ионизации. Следствием явилось бы резкое уменьшение тока j_A . На рис. 5 приведены параметры зонной диаграммы включенной структуры при высоких плотностях тока (в том числе и более высоких, чем показанные на рис. 4).

Отметим, что диффузионный ток j_d (см. (7)) сильно зависит от разности $E_{fn} - E_{fp}$ и достигает больших значений ($\sim 10^2 \text{ А/см}^2$ при $E_{fn} - E_{fp} = 0.7 \text{ эВ}$), которые практически трудно «перекрыть» поставкой дырок за счет как внутренних (j_A, j_{th}), так и «внешних» (j_{add}) источников. Поэтому разность $E_{fn} - E_{fp} > 0$ может достигать лишь долей эВ.

Подчеркнем особо, что при наличии утечки j_L , явно большей типичных значений j_{th} , при отсутствии оже-процесса структура ни при каких параметрах не могла бы быть включена (если $j_{add} = 0$).

На рис. 4 приведены ВАХ, рассчитанные для структуры с одними и теми же параметрами барьера, но с разным уровнем легирования подложки. Отчетливо видно, что размах S -образности уменьшается с ростом N_d . Если произвести расчет для $N_d \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, S -образность исчезнет совсем. Однако это не более чем ориентировочная оценка, поскольку, как уже отмечалось, случай сильного легирования не может быть корректно рассмотрен в рамках данной модели.

Трансформация ВАХ при изменении легирования имеет, как представляется, вполне определенное объяснение. При увеличении N_d , во-первых, возрастает поле в области объемного заряда при том же

значении U , что увеличивает P за счет разогрева в полупроводниковой структуре. Во-вторых, роль заряда инверсионного слоя N_s в создании поля в диэлектрике уменьшается с ростом N_d — это приводит к снижению туннельной утечки j_L при том же U . Оба эти обстоятельства приводят к возрастанию относительного вклада оже-процесса в баланс токов и даже, возможно, к выполнению условия включения (11). Подача тока j_{add} , большего чем величина утечки j_L в рассматриваемом диапазоне U , можно искусственно «включить» структуру (рис. 4).

Таким образом, мы можем выделить три основных типа характеристик: «включенные» (рис. 3), S -образные (рис. 4) и характеристики с насыщением тока и участком пробоя (рис. 3).

Заключение

В работе предложена целостная аналитическая модель туннельной МДП структуры при высокой плотности тока. Предсказаны основные типы ВАХ, которые должны наблюдаться при обратном смещении. Достоверность результатов в решающей мере зависит от знания параметров туннельных барьеров. На практике даже для одной и той же системы ($\text{Al}/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$) возможно значительное разнообразие параметров [2,15], а в эксперименте наблюдались как S -образные ВАХ [14], так и ВАХ без переключения (например, [16]). Данная модель может быть использована для интерпретации экспериментальных ВАХ туннельных МДП структур.

Автор благодарит профессора И.В. Грехова и А.Ф. Шулекина за полезные обсуждения и организационную помощь, а также Международный фонд «Культурная инициатива» за поддержку в форме гранта соровского аспиранта.

Список литературы

- [1] J.G. Simmons, G.W. Taylor. Sol. St. Electron., **29**, 287 (1986).
- [2] K.M. Chu, D.L. Fulfrey. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-35**, 188 (1988).
- [3] M.I. Vexler. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-42**, 656 (1995).
- [4] Е.В. Остроумова, А.А. Погачев. ФТП, **28**, 1314 (1994).
- [5] C.Y. Chang, S.J. Wang. Sol. St. Electron., **29**, 339 (1986).
- [6] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, N 2, 1 (1982).
- [7] C. Moglestue. J. Appl. Phys., **59**, 3175 (1986).
- [8] Z.A. Weinberg. Sol. St. Electron., **20**, 11 (1977).
- [9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [10] C. Chang, C. Hu, R. Brodersen. J. Appl. Phys., **57**, 302 (1985).
- [11] W.E. Drummond, J.L. Moll. J. Appl. Phys., **42**, 5556 (1971).
- [12] I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. Sol. St. Commun., **87**, 341 (1993).
- [13] W.N. Grant. Sol. St. Electron., **16**, 1189 (1973).
- [14] E.R. Fossum, R.C. Barker. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-31**, 1168 (1984).
- [15] P.V. Dressendorfer, R.C. Barker. Appl. Phys. Lett., **36**, 933 (1980).
- [16] P.A. Ashburn, B. Soerowirdjo. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-31**, 853 (1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Tunnel MIS junction at high current density (reverse bias).

M.I. Vexler

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

Physical processes responsible for the behavior of tunnel MIS junction at high current density are considered. An analytical model applicable for calculation of the DC characteristics of tunnel MIS structure under high insulator bias conditions is developed. The classification of possible current-voltage characteristics of MIS junction is presented. Special attention is paid to consideration of Auger ionization effect (in particular, in a high electric field) caused by injected hot carriers. Based on the proposed model, the transformation of DC characteristics with an increase in substrate doping is predicted. The «ON» state of tunnel MIS junction has been quantitatively characterized.
