

0.5;06

Температурная зависимость вольт-амперной характеристики в модели проводимости структуры металл–изолятор–металл с углеродистой активной средой

© В.М. Мордвинцев, В.Л. Левин

Институт микроэлектроники РАН,
150007 Ярославль, Россия

(Поступило в Редакцию 13 января 1998 г.)

Предложен новый механизм процессов в структурах металл–изолятор–металл с нанометровыми размерами изолятора. Анализируется зависимость теоретической вольт-амперной характеристики от температуры подложки и сравнивается с экспериментальными результатами.

Основываясь на обширном экспериментальном материале [1] по электроформованным диодам со структурой металл–изолятор–металл (МИМ структурам) с углеродистыми проводящими путями, демонстрирующим N -образные статические вольт-амперные характеристики, в [2] был предложен новый механизм процессов в таких объектах, существенными элементами которого, в частности, являлись нанометровые размеры изолирующего зазора структуры и ограничение тока туннелированием электронов через потенциальный барьер на катоде. На основе этого механизма в [3,4] развиты модели проводимости МИМ структур с углеродистой активной средой, в которых область с отрицательным дифференциальным сопротивлением возникает из-за наличия внутренних обратных связей в системе и механизмов модуляции прозрачности барьера на катоде. Показано, что эти процессы сопровождаются самоформированием наноструктуры в углеродистой среде, а электроформовку можно рассматривать как процесс самоорганизации изолирующего нанозазора в углеродистой проводящей среде [5] в условиях сильного локального электрического поля. В данной работе анализируется зависимость теоретической вольт-амперной характеристики от температуры подложки, предсказываемая этой моделью, и расчет сравнивается с известными экспериментальными результатами.

Как следует из экспериментальных данных по исследованию электроформованных МИМ структур [1], ток в них во включенном (низкоомном) состоянии с N -образной вольт-амперной характеристикой в первом приближении не зависит от температуры подложки. Этот факт явился одним из аргументов в пользу туннельного механизма проводимости, заложенного в модели [3,4]. Другими такими аргументами были нанометровая ширина образующегося изолирующего зазора в углеродистой проводящей среде, измеренная с помощью сканирующего туннельного микроскопа [2,6], и соответственно высокие напряженности поля в изолирующем зазоре при реально используемых напряжениях (от единицы до 10 V), что позволило говорить о такой структуре, как о нано-МИМ диоде [3].

Поскольку в механизме [2], на основе которого разработаны соответствующие модели, температура T формованного диэлектрика (ФД), представляющего собой композиционный материал "проводящие частицы в диэлектрической матрице", расположенного в изолирующем зазоре (рис. 1), играет важную роль (от нее экспоненциально зависит константа скорости реакции исчезновения частиц углеродистой проводящей фазы), то возникает впечатление, что модель должна давать сильную зависимость плотности тока j через структуру от температуры подложки T_0 . Однако на самом деле это не так.

На рис. 1 приведены рассчитанные по модели [4] вольт-амперные характеристики МИМ структуры с углеродистой активной средой при двух далеко отстоящих друг от друга температурах T_0 . В отличие от модельных данных [4] расчет выполнен для набора параметров, дающих характеристики, более близкие к наблюдающимся экспериментально. В частности, это относится к положению максимума вольт-амперной характеристики и значениям плотности тока, которые по уточненной оценке должны иметь в максимуме порядок 10^6 A/cm². Последнее позволяет взять более разумную по физическим соображениям величину константы $C = 10^{-9}$ cm³/deg · W в уравнении баланса тепловых потоков, используемого в модели,

$$T - T_0 = CE_{fd}j, \quad (1)$$

где E_{fd} — напряженность поля в формованном диэлектрике.

Из-за плохого теплового контакта ФД с поверхностью подложки и относительно высокой теплопроводности последней считается, что все другие элементы МИМ структуры, кроме ФД, имеют температуру T_0 . Значения остальных параметров модели составили $\phi = 3.5$ eV, $\phi_a = 3.5$ eV (высоты потенциальных барьеров, смысл которых ясен из вставки на рис. 1); $Q = 3$ eV, $f = 10^{13}$ s⁻¹ (энергия активации и предэкспоненциальный множитель в выражении для константы скорости реакции исчезновения частиц проводящей углеродистой фазы); $\sigma = 10^{-22}$ cm² (эффективное сечение образования частиц углеродистой проводящей фазы из органических

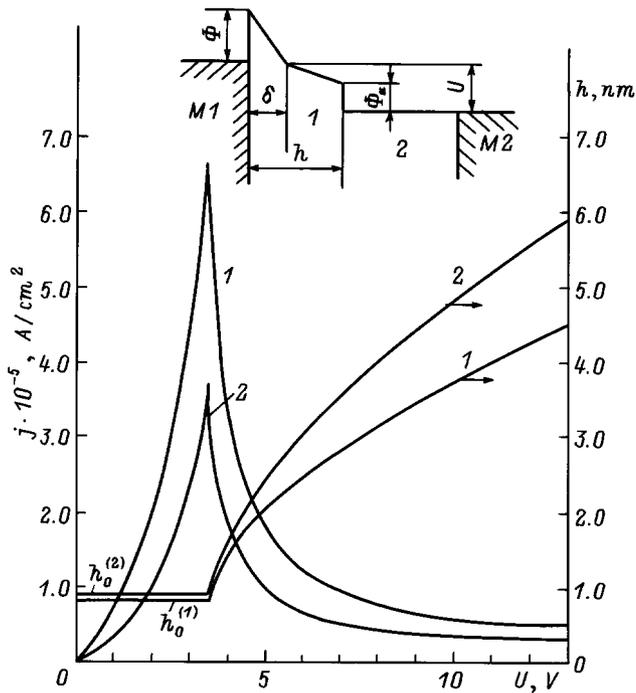


Рис. 1. Рассчитанные зависимости плотности тока j и ширины h изолирующего зазора от напряжения U на МИМ структуре при температуре подложки T_0 : 1 — 300, 2 — 800 К. На вставке приведена упрощенная потенциальная диаграмма МИМ структуры: M_1 — катод, 1 — ФД, 2 — УПС, M_2 — анод.

молекул при электронном ударе); $\alpha = 0.6$, $\nu_k = 0.4$ (максимально возможная концентрация (объемная доля) частиц углеродистой проводящей фазы и порог протекания в формованном диэлектрике); $b = 0.1$ nm (константа, характеризующая расхождение потока электронов); $l = 3$ nm (толщина ФД, перпендикулярно направлению анод–катод); $w = 0.2$ (константа, определяющая эффективное значение параметра C в (1) при малой ширине области ФД).

При анализе температурной зависимости следует принципиально различать состояния структуры, соответствующие участкам вольт-амперной характеристики до и после максимума ($U = \phi$). Рассмотрим сначала случай $U > \phi$. В этих условиях температура T формованного диэлектрика достигает 1500 К, а в МИМ структуре действуют обратные связи, которые, в частности, приводят к подвижности эффективного анода (вставка рис. 1), роль которого играет углеродистая проводящая среда (УПС). Последняя представляет собой связанный проводящий кластер частиц углеродистой проводящей фазы (их концентрация экспоненциально падает с ростом температуры T), образующийся при достижении порога протекания в части области, первоначально занимаемой формованным диэлектриком. Поэтому ширина изолирующего зазора h является переменной и растет с напряжением на МИМ структуре (рис. 1). Падающая ветвь вольт-амперной характеристики соответствует уве-

личению ширины δ потенциального барьера на катоде с ростом U .

Характер зависимости плотности тока j от температуры подложки T_0 ясен из уравнения (1). Учитывая, что E_{fd} и T меняются несильно из-за того, что в структуре действуют обратные связи, уравнивающие изменения T и j , а также T стоит под экспонентой в выражении для концентрации частиц углеродистой проводящей фазы, можно ожидать почти линейного уменьшения j с ростом температуры T_0 . Причем, как легко получить из (1), при изменении T_0 от температуры жидкого азота до комнатной (именно в этом диапазоне имеются экспериментальные данные) с учетом того, что $T \approx 1500$ К, уменьшение тока составит около 15%. Результаты точного расчета для максимума вольт-амперной характеристики ($U = \phi$) и приведенных выше параметров модели показаны на рис. 2 (кривая 1). Они полностью подтверждают полученную выше грубую оценку.

Экспериментальные данные [7] для напряжений U на электроформованной МИМ структуре вблизи максимума вольт-амперной характеристики и выше не выявили температурной зависимости при сравнении кривых для температуры жидкого азота и комнатной. Однако если учесть принципиально невысокую воспроизводимость значений тока в этом диапазоне напряжений даже при постоянной T_0 , обычно характеризующуюся 10–15%-ным разбросом, в таком узком интервале температур наблюдать предсказываемую моделью зависимость вряд ли возможно. Надежный ответ может быть получен

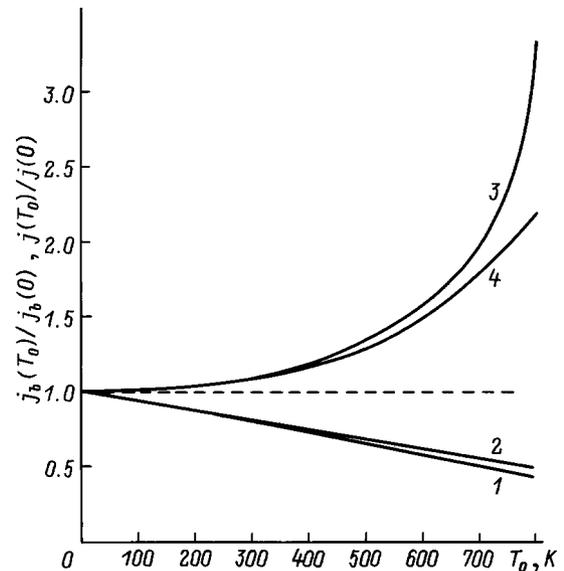


Рис. 2. Рассчитанные зависимости от температуры T_0 подложки отношений плотностей тока: 1 — $j(T_0)/j(0)$, рассчитанный по модели [4] при $U = \phi$ без учета соотношения (2); 2 — аналогично 1, но с учетом (2), $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ eV · К; 3 — $j_b(T_0)/j_b(0)$ в соответствии с (2) при расчете по модели [4], т.е. с переменной величиной δ ; $U = \phi$, параметры модели аналогичны 2; 4 — $j_b(T_0)/j_b(0)$ в соответствии с (2), $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ eV · К, $U = \phi$, $\delta = 0.84$ nm.

только при увеличении температур подложки в сторону значительно бóльших комнатной, что позволяет ожидать уменьшения тока приблизительно в два раза при изменении T_0 от 100 до 800 К (рис. 2).

Еще одним фактором, который может оказывать влияние на функцию $j(T_0)$, является известная зависимость плотности туннельного тока j_b через потенциальный барьер постоянной ширины и высоты от температуры [8], связанная с размытием распределения электронов по энергиям в катоде вблизи уровня Ферми металла, которая не учитывалась в модели,

$$\gamma = \frac{j_b(T_0)}{j_b(0)} = \frac{\pi C k T_0}{\sin(\pi C k T_0)} = \frac{\beta B \delta \phi^{-0.5} T_0}{\sin(\beta B \delta \phi^{-0.5} T_0)}. \quad (2)$$

Последнее равенство верно для $U \geq \phi$, т.е. барьера треугольной формы. В этом случае $C = B\delta/(2\phi)^{0.5}$, где B — константа под экспонентой в выражении для туннельного тока, k — постоянная Больцмана, $\beta = 1.92 \cdot 10^{-4}$ eV · К. В [9] показано, что характерная форма зависимости величины γ от напряжения U на структуре, имеющая максимум при $U = \phi$, хорошо подтверждается экспериментально, однако абсолютные значения при этом значительно превышают теоретические, составляющие максимум десятки процентов. Для того чтобы учесть этот экспериментальный факт, в расчете по модели [4] выражение (2) формально бралось со значением $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ eV · К. Это дало широкий диапазон изменения значений γ (кривая 3 на рис. 2), однако даже такое искусственное усиление зависимости $\gamma(T_0)$, как видно, почти не изменило температурную зависимость $j(T_0)$ (кривая 2 на рис. 2). Этот результат представляется естественным в силу отмеченных выше причин, вызывающих малость изменений E_{fd} и T , и связан также с переменностью величин h и δ в модели.

В случае $U < \phi$ УПС заполняет всю область ФД, а внутри потенциального барьера процесс диссоциации углеродсодержащих молекул при электронном ударе и, следовательно, образование частиц углеродистой проводящей фазы невозможны. Поэтому мы имеем потенциальный барьер постоянной ширины $\delta = h = h_0$, которая фиксируется при значении $U = \phi$ (рис. 1). Такой объект имеет обычную туннельную вольт-амперную характеристику (растущая ветвь на рис. 1), температурная зависимость которой дается выражением (2). На рис. 2 приведена соответствующая кривая 4 для постоянного значения $\delta = 0.84$ nm, которое получено при уменьшении напряжения до $U = \phi$ и постоянной температуре $T_0 = 300$ К, рассчитанная при том же значении $U = \phi$.

Важно отметить, что для малых значений U воспроизводимость измерений тока в электроформованных МИМ структурах значительно выше, чем при $U \geq \phi$. Это позволило с высокой точностью получить экспериментальную температурную зависимость тока [7] для $U = 1.5$ V, очень хорошо соответствующую (2), при

суммарном увеличении тока на 10% с ростом температуры от 90 до 300 К. Такой результат является дополнительным косвенным подтверждением правильности идей, заложенных в модель [4].

Авторы выражают благодарность С.А. Кривелевичу за обсуждение, инициировавшее данную работу.

Список литературы

- [1] Pagnia H., Sotnik N. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. Vol. 108. N 11. P. 11–65.
- [2] Мордвинцев В.М., Левин В.Л. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 88–100.
- [3] Мордвинцев В.М., Левин В.Л. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 83–95.
- [4] Мордвинцев В.М., Левин В.Л. // ЖТФ. В печати.
- [5] Валиев К.А., Левин В.Л., Мордвинцев В.М. // ЖТФ. 1997. В печати.
- [6] Pagnia H., Sotnik N., Wirth W. // Int. J. Electron. 1990. Vol. 69. N 1. P. 25–32.
- [7] Simmons J.G., Verderber R.R. // Proc. Roy. Soc. A. 1967. Vol. 301. P. 77–102.
- [8] Модинос А. Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. М.: Наука, 1990. 319 с.
- [9] Симмонс Дж.Г. Технология тонких пленок / Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. Т. 2. М.: Сов. радио, 1977. 764 с.