

01;06

Модель проводимости nano-MIM диода с углеродистой активной средой с учетом эффектов перколяции

© В.М. Мордвинцев, В.Л. Левин

Институт микроэлектроники РАН,
150007 Ярославль, Россия

(Поступило в Редакцию 20 июня 1996 г.)

Развивается и уточняется предложенная ранее модель процессов, имеющих место в nano-MIM (металл–изолятор–металл) диоде с углеродистой активной средой. Учет эффектов перколяции в изолирующем зазоре приводит к качественно новым результатам и обеспечивает лучшее совпадение расчетов с экспериментальными данными при физически разумных значениях всех параметров. Анализ модели позволил выделить в механизме, заложенном в ее основу, два различных элемента, существенных для понимания сути процессов, происходящих в электроформованном nano-MIM диоде с углеродистой активной средой: наличие внутренней отрицательной обратной связи в структуре и модуляции параметров потенциального барьера на катоде, которые различным образом проявляются в наблюдаемых характеристиках MIM структур.

Введение

N-образные вольт-амперные характеристики диодов со структурой металл–изолятор–металл (MIM диодов), помещенных в вакуум с парами органических соединений и подвергнутых электроформовке, наблюдаются многими исследователями уже в течение нескольких десятилетий [1]. Было предпринято также несколько попыток не очень глубокого теоретического описания таких объектов, наиболее удачной из которых является, очевидно, модель множественных пережигаемых и вновь регенерируемых проводящих путей [2]. Основываясь на экспериментах с применением сканирующего туннельного микроскопа, для объяснения области вольт-амперной характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением в [3] предложен более детальный механизм, существенной особенностью которого является нанометровая ширина изолирующего зазора MIM структуры, открытого для поступления органических молекул. Такую структуру в отличие от традиционных мы обозначаем термином "nano-MIM диод".

Этот механизм, названный модуляцией ширины барьера за счет расслоения диэлектрика, включает следующие процессы. Ток через MIM структуру лимитируется туннелированием электронов сквозь барьер вблизи катода, в силу нанометровых размеров зазора необходимые электрические поля достигаются уже при малых напряжениях. Прохождение инжектированных из катода электронов через зазор, заполненный органическими молекулами, сопровождается диссоциацией последних при электронном ударе, приводя к расслоению органического диэлектрика за счет выделения со стороны анода частиц проводящей углеродистой фазы. Соответствующая область, которую мы называем формованным диэлектриком, представляет собой композиционный материал — "проводящие частицы в диэлектрической матрице". Это изменяет распределение потенциала в зазоре, уменьшая ширину барьера вблизи катода, что ведет к росту тока

через структуру и разогреву диэлектрика. За счет некоторого термически активируемого процесса, например десорбции, концентрация частиц проводящей углеродистой фазы уменьшается с ростом температуры формованного диэлектрика, что, наоборот, должно вызвать уменьшение тока. Существенно, что такой механизм включает внутреннюю отрицательную обратную связь, причем одним из звеньев цепи обратной связи являются структурные характеристики системы, а именно концентрация частиц проводящей углеродистой фазы и зависящая от нее ширина барьера. Это позволяет говорить о самоформировании нанометровой структуры в изолирующем зазоре. Протекание этих нелинейных процессов в изолирующем зазоре MIM структуры, приводящих к N-образной вольт-амперной характеристике, позволяет говорить об углеродистой активной среде прибора.

Существуют убедительные экспериментальные данные [4,5], что и в случае традиционных MIM структур фактически работает нанометровый участок изолирующего зазора. Поэтому предложенный механизм может быть универсальным. Более того, в [6] показано, что суть электроформовки как раз и состоит в самоорганизации нанометрового изолирующего зазора в углеродистой проводящей среде, образующейся в таких приборах. На основе этого механизма в [7] развита модель, качественно верно описывающая вольт-амперные характеристики nano-MIM диода при физически разумных значениях всех параметров, кроме одного. Значения этого параметра α — максимальной концентрации (объемной доли) частиц проводящей углеродистой фазы в формованном диэлектрике получаются слишком большими. При этом должен достигаться порог протекания [8], т.е. возникает качественно новый эффект: часть формованного диэлектрика в изолирующем зазоре за счет перколяции становится проводящей средой, что должно существенно изменить ситуацию. В данной работе предлагается упрощенная модель nano-MIM диода с учетом этого эффекта.

Модель

В основных элементах механизма и принятых приближениях, кроме оговоренных специально, мы будем следовать [3,7]. При этом целью является описание стационарной ситуации в зазоре планарной МИМ структуры при различных значениях напряжения U на ее металлических электродах, которые находятся на фиксированном расстоянии H друг от друга в одной плоскости на поверхности изолирующей подложки. Потенциальная диаграмма структуры показана на рис. 1.

В отличие от [7] сразу учтем неоднородность эмиссии с поверхности катода (рис. 2). Поскольку эмиттируют в основном наноострия, то соответствующие пучки электронов будут расходящимися из-за эффекта расфокусировки локальным электрическим полем. К расширению потока электронов приводит также рассеяние их в формованном диэлектрике. Количественно учесть все эти факторы достаточно сложно, поэтому мы ограничимся

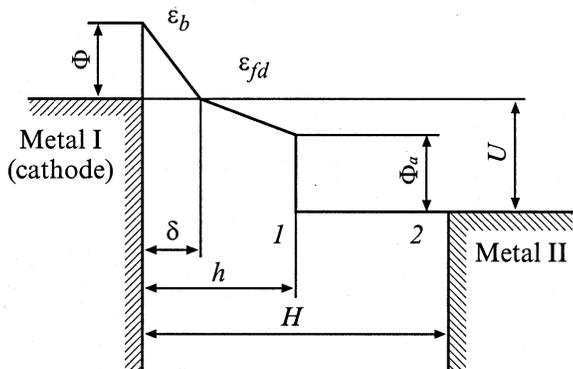


Рис. 1. Упрощенная потенциальная диаграмма МИМ структуры при наличии перколяции в формованном диэлектрике: Φ — высота барьера для электронов на границе катод–изолирующий зазор; Φ_a — высота барьера на границе формованного диэлектрика (1) и углеродистой проводящей среды (анод, 2); U — напряжение между электродами; H — ширина изолирующей щели МИМ структуры; h — ширина изолирующего зазора.

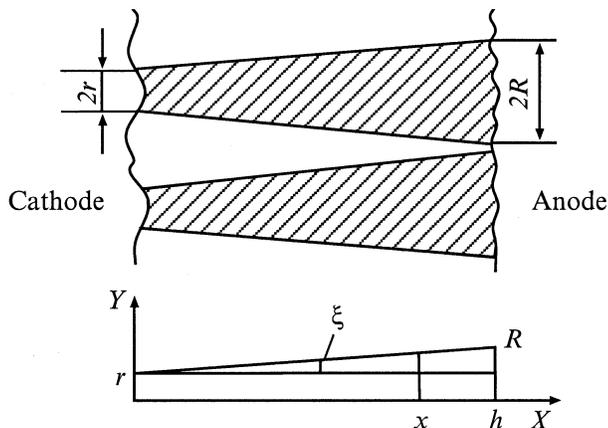


Рис. 2. Диаграмма расхождения потока электронов в изолирующем зазоре в плоскости, параллельной поверхности подложки.

просто введением постоянного угла 2ξ расхождения пучка с начальным линейным размером r на катоде и однородным распределением плотности тока в любом поперечном сечении. Считая, что ширина пучка в направлении, перпендикулярном плоскости рис. 2, постоянна (она определяется толщиной пленки формованного диэлектрика), получаем следующее выражение для плотности тока в сечении с координатой x :

$$j_x = \frac{j_0}{1 + bx}, \quad (1)$$

где j_0 — плотность тока на поверхности катода, $b = \text{tg } \xi / r$ — варьируемый параметр модели.

Мы полагаем, что соседние пучки электронов не перекрывают друг друга, т.е. наноострия располагаются на катоде достаточно редко, а углы расхождения невелики, тогда в сечении с координатой h отсутствуют активные (облучаемые) области с плотностью тока, отличной от (1), а общий ток получается суммированием по отдельным пучкам.

Аналогично [7] предполагаем, что поток тепла, рассеиваемого в формованном диэлектрике в результате прохождения по нему электронного тока, отводится только в подложку через слой с пониженной теплопроводностью. Тогда температура T диэлектрика относительно температуры T_0 подложки, считающейся термостатом ($\Delta T = T - T_0$), в сечении с координатой x равна

$$\Delta T_x = C j_x E_{fd}, \quad (2)$$

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

От координаты x зависит и концентрация ν_x (объемная доля) частиц проводящей углеродистой фазы, которая определяется локальными значениями плотности тока j_x и температуры ΔT_x (см. ниже), при этом ν_x будет увеличиваться по мере удаления от катода к аноду. При некотором значении $x = h$ концентрация частиц проводящей углеродистой фазы достигнет критического значения ν_k , равного порогу протекания. Соответствующие величины ν_k для различных пространственных решеток лежат в диапазоне 0.3–0.6 [8]. Это означает, что для $x > h$ в зазоре МИМ структуры располагается углеродистая проводящая среда, играющая роль эффективного анода (рис. 1). Как можно заключить из экспериментальных данных [4] по измерению распределения потенциала в изолирующей щели формованного МИМ диода с помощью сканирующего туннельного микроскопа, проводимость ее велика и по своим характеристикам эта среда приближается к графиту [9]. Поэтому падением напряжения на углеродистой проводящей среде можно пренебречь, а ее граница при $x = h$ становится фактически подвижным анодом.

Величине ν_k соответствует критическая температура T_k (см. ниже), используя которую из (1) и (2) можно получить выражение для h , определяющей ширину изолирующего зазора,

$$h = \frac{1}{b} \left[\frac{C j E_{fd}}{(T_k - T_0)} - 1 \right]. \quad (3)$$

Таким образом, в отличие от [7] теперь в изолирующей щели МИМ структуры мы имеем три различных по свойствам участка (рис. 1): диэлектрик туннельного барьера, формованный диэлектрик и углеродистую проводящую среду. Граница между первыми двумя определяется аналогично [3,7], а между вторым и третьим — процессом перколяции в формованном диэлектрике в условиях непостоянства по координате x температуры и концентрации частиц проводящей фазы. Последнее в принципе может быть связано не только с расхождением потока электронов, но определяться и локальностью теплового источника (в пределах формованного диэлектрика), что приводит к падению температуры по мере удаления от его центра. Однако изменение плотности потока в тепловом источнике представляется более существенным фактором, кроме того, учет его конечных размеров потребовал бы решения более сложных тепловой задачи, что не обосновано в рамках нашей качественной модели. Ниже мы еще вернемся к этому вопросу.

Другим существенным приближением является замена величин, характеризующих ситуацию в формованном диэлектрике и зависящих от координаты x , постоянными значениями, усредненными по области формованного диэлектрика. Это значит, что, получив выражение для координаты "граница углеродистой проводящей среды" и учитывая тем самым этот качественно новый фактор, мы вновь возвращаемся к однородному в пределах формованного диэлектрика распределению всех величин. Это допустимо для небольших углов расхождения потока электронов, что представляется обоснованным в условиях высоких электрических полей в зазоре и связано также с качественным характером модели.

В таком приближении плотность тока в формованном диэлектрике

$$j_{fd} = \frac{1}{2}(j_{\delta} + j_h), \quad (4)$$

а его температура

$$T_{fd} = CE_{fd}j_{fd} + T_0. \quad (5)$$

При этом аналогично [7]

$$\nu_{fd} = \frac{\alpha\sigma j_{fd}}{ef \exp(-Q/\kappa T_{fd}) + \sigma j_{fd}}, \quad (6)$$

где σ — эффективное сечение образования частицы проводящей углеродистой фазы из органической молекулы (диссоциации) при электронном ударе; Q — энергия активации реакции исчезновения этой частицы; f — константа, имеющая размерность частоты; e — заряд электрона; κ — постоянная Больцмана.

Критическая температура, соответствующая порогу протекания, находится из выражения, аналогичного (6), при плотности тока, равной ее значению в сечении с координатой h ,

$$T_k = \frac{Q}{\kappa \ln[ef/(\sigma j_h(\alpha/\nu_k - 1))]} \quad (7)$$

Последнее приближение позволяет также по-прежнему рассматривать изолирующий зазор (рис. 1) как двухслойный диэлектрик с постоянными относительными диэлектрическими проницаемостями слоев ϵ_{fd} и ϵ_b . Тогда решение соответствующих уравнений электростатики дает для напряженности поля в формованном диэлектрике следующее выражение:

$$E_{fd} = \frac{\Phi - \epsilon\Phi_a + \epsilon U}{\epsilon h}, \quad (8)$$

где, как и в [7],

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{fd}}{\epsilon_b} = \frac{1}{(1 - \nu_{fd})^3}, \quad (9)$$

а определение остальных величин ясно из рис. 1. Считалось, что потенциальный барьер на катоде имеет треугольную форму, т. е. силы изображения не учитывались.

Для плотности тока на катоде использовалось известное выражение Симмонса [10], которое в нашем случае приводится к виду

$$j_0 = \frac{A\Phi}{2\delta^2} \exp(-B\delta(\Phi/2)^{0.5}), \quad (10)$$

где A и B — константы, а ширина потенциального барьера δ на уровне Ферми катода определяется как

$$\delta = \frac{\Phi}{\epsilon E_{fd}}. \quad (11)$$

Как и в [7], считалось, что ток через МИМ структуру лимитируется туннелированием на катоде, поэтому он совпадает с выражением (10) при условии постоянства площади эмиттирующей поверхности катода.

Уравнения (3), (5)–(11) представляют собой замкнутую систему, описывающую стационарное состояние изолирующего зазора МИМ структуры, которая решалась численно относительно переменных h , T_{fd} , ν_{fd} , T_k , E_{fd} , ϵ , j_0 , δ для различных значений U . Остальные параметры варьировались вблизи физически разумных значений.

Обсуждение результатов

Типичные результаты расчетов в соответствии с приведенной выше моделью показаны на рис. 3 (кривые 1). Зависимости получены для напряжений U на структуре, больших $\Phi_a = 2B$, поскольку, как будет отмечено ниже, при меньших значениях происходит смена механизма проводимости изолирующего зазора. Вольт-амперная характеристика, как и в [7], имеет область с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Ширина изолирующего зазора, являясь уже величиной переменной, монотонно уменьшается с падением напряжения, причем в точке $U = \Phi_a$ выполняется равенство $h = \delta$, т. е. область формованного диэлектрика исчезает (рис. 1), а граница углеродистой проводящей среды

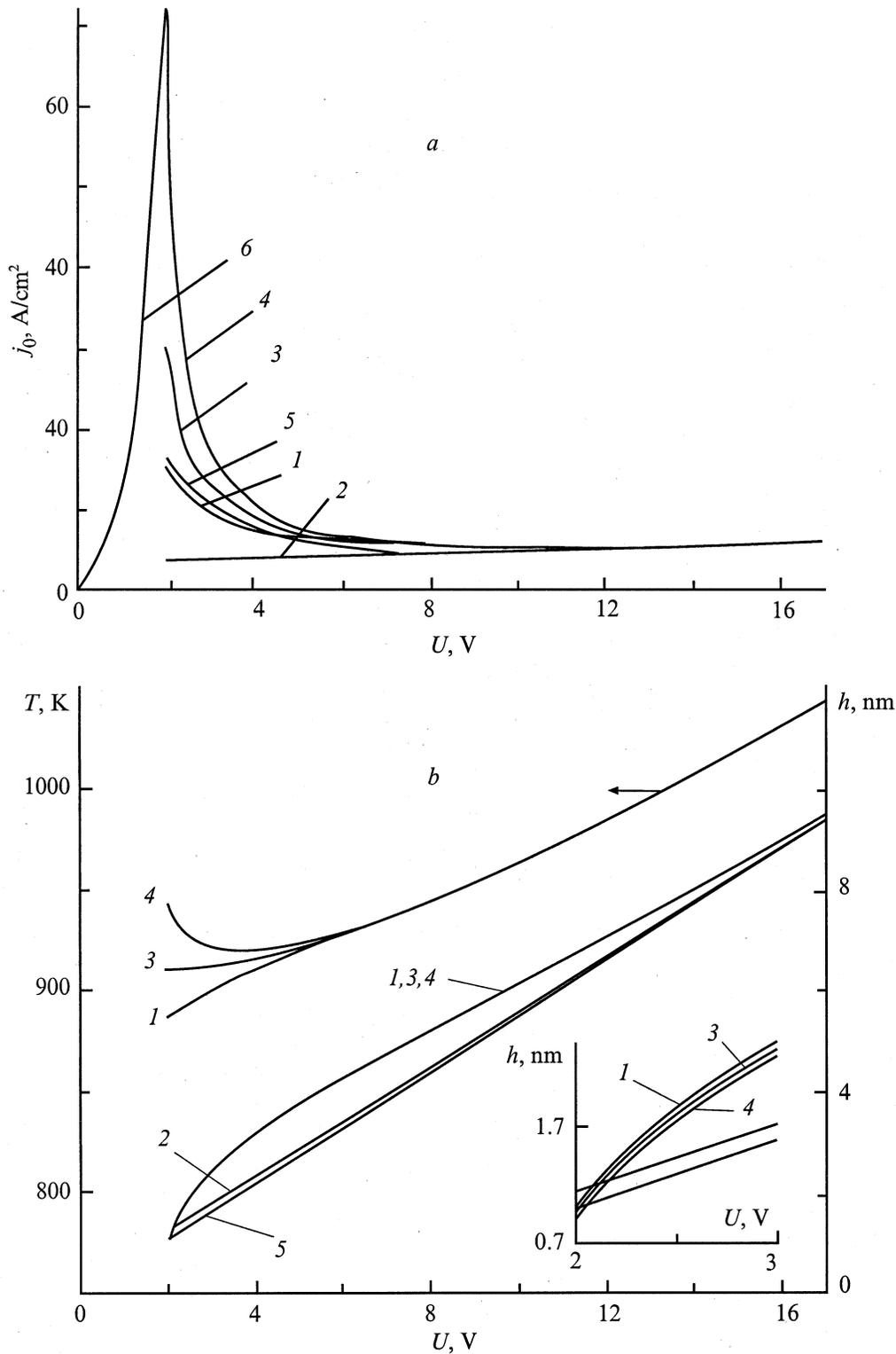


Рис. 3. Рассчитанные зависимости плотности тока j_0 , ширины изолирующего зазора h и температуры формованного диэлектрика T : 1 — с учетом перколяции и наличием формованного диэлектрика; $\Phi = 2$ V, $\Phi_a = 2$ V, $b = 0.1$ nm⁻¹, $\nu_k = 0.4$, $\alpha = 0.6$, $\sigma = 10^{-21}$ cm², $f = 10^{13}$ s⁻¹, $C = 10^{-8}$ cm³ · grad · W, $Q = 2$ eV, $T_0 = 300$ K; 2 — без формованного диэлектрика, параметры модели те же; 3 — с наличием формованного диэлектрика и учетом эффекта дополнительного охлаждения $l = 3$ nm, $w = 0.5$, остальные параметры те же; 4 — аналогично кривым 3, но $w = 0.2$; 5 — без формованного диэлектрика, но с учетом эффекта дополнительного охлаждения, параметры совпадают с кривыми 4; 6 — вольт-амперная характеристика туннельного зазора постоянной ширины $\delta = 0.9$ nm, $\Phi = 2$ V.

(анод) упирается в край потенциального барьера на катоде. При дальнейшем уменьшении напряжения будет меняться форма потенциального барьера с треугольной на трапециевидную.

Необходимо обратить внимание на то, что изменение ширины h изолирующего зазора означает введение дополнительной обратной связи в механизм функционирования нано-МИМ диода: появляется еще одна структурная характеристика — h , которая наряду с концентрацией углеродистых проводящих частиц и шириной барьера отслеживает изменения напряжения U и обуславливает стабильность нанометрового зазора. Причем эта обратная связь в принципе может работать независимо от первой, описанной в [7]. Действительно, рассмотрим упрощенную модель нано-МИМ диода вообще без области формованного диэлектрика. При этом эмиссия электронов на катоде в соответствии с уравнением (10) за счет тех же процессов будет приводить к образованию углеродистой проводящей среды с границей, определяемой тем же уравнением (3), однако изолирующий зазор будет представлять собой однородный диэлектрик с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_b ($\epsilon = 1$), а уравнения, характеризующие формованный диэлектрик, исчезают. Можно ожидать, что при заданном напряжении на структуре должно установиться равновесие, характеризуемое определенными значениями ширины зазора h и плотности тока j_0 , поскольку h задает величину электрического поля, а последнее определяет ширину барьера δ , а значит, и плотность тока. Функционирование такого объекта будет состоять просто в изменении ширины зазора с изменением напряжения U . Соответствующая система уравнений (3), (7), (8), (10), (11) дает устойчивые решения, показанные на рис. 3 (кривая 2), подтверждающая справедливость таких представлений. В этом упрощенном механизме сохраняется внутренняя отрицательная обратная связь, однако, как видно из графика, на вольт-амперной характеристике отсутствует область с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Последнее связано с устранением при исключении формованного диэлектрика и эффекта модуляции ширины барьера δ , который был вызван расслоением в изолирующем зазоре.

Полученный результат наглядно иллюстрирует следующий вывод. В общем механизме необходимо выделить два различных элемента, существенных для понимания сути процессов, происходящих в формованном нано-МИМ диоде с углеродистой активной средой: наличие внутренней обратной связи в системе и модуляции параметров (в данном случае ширины) потенциального барьера. Цепь обратной связи, звеньями которой являются, в частности, структурные характеристики системы, а именно концентрация частиц углеродистой проводящей фазы, ширина барьера и ширина изолирующего зазора, обуславливает наличие процесса самоформирования наноструктуры в углеродистой среде при функционировании нано-МИМ диода. Поскольку эта обратная связь отрицательна (наличие тока через структуру приводит

к образованию частиц проводящей углеродистой фазы, но его рост вызывает разогрев формованного диэлектрика и их исчезновение), то возникающая наноструктура устойчиво существует в МИМ-диоде. Эти соображения позволили в [6] развить представления об электроформовке как процессе самоорганизации нанометрового изолирующего зазора, а сам зазор рассматривать как диссипативную структуру, возникающую в углеродистой проводящей среде при определенных условиях.

В то же время наличие обратной связи само по себе недостаточно для возникновения N-образной вольт-амперной характеристики. Последнее обеспечивается модуляцией ширины барьера для туннелирующих электронов, т.е. некоторым механизмом "принудительного" ее изменения, причем именно такого, что прозрачность барьера уменьшается при росте напряжения на структуре. В данном случае это происходит за счет расслоения диэлектрика, однако могут быть и другие механизмы. В частности, таким механизмом может являться увеличение прозрачности потенциального барьера на катоде за счет сил изображения. Действительно, в отличие от ситуации, рассматриваемой в [7], в случае подвижного анода с понижением напряжения U изолирующий зазор сужается до очень малых величин (порядка 1 nm для используемых значений параметров модели). При этом с уменьшением h силы изображения будут приводить к понижению и высоты, и ширины барьера [10], что и означает модуляцию его прозрачности. В данной работе этот эффект не учитывается, однако он, очевидно, может быть существенным.

Подвижность анода и возможность уменьшения в рассматриваемой модели ширины области формованного диэлектрика вплоть до нуля делает слишком грубым упомянутое выше приближение, в рамках которого мы пренебрегаем ограниченностью размеров теплового источника в формованном диэлектрике, имеющем конечную толщину. При этом не учитывается поток тепла через боковую поверхность, граничащую с углеродистой проводящей средой. При ширине формованного диэлектрика $L = h - \delta$, сравнимой с его толщиной l , которую можно оценить в несколько нанометров, значения температуры получаются сильно завышенными. Возникающую ситуацию поясняет рис. 4. Мы предполагаем, что источник тепла есть только в области формирования диэлектрика, поскольку, длины свободного пробега электронов в разупорядоченной среде очень малы и всю свою энергию они теряют в пределах этой области. Выделение тепла в углеродистой проводящей среде незначительно из-за высокой ее проводимости. Считаем также, что поток тепла через вертикальную плоскость в сечении с координатой $x = \delta$ отсутствует, что непринципиально, но упрощает рассмотрение. Принятое в описанной выше модели линейное по x распределение температуры показано на рисунке сплошными линиями; реальное, возникающее из-за конечного размера теплового источника и отвода тепла через боковую поверхность, — штриховыми, т.е. на границе формованный диэлектрик–углеродистая про-

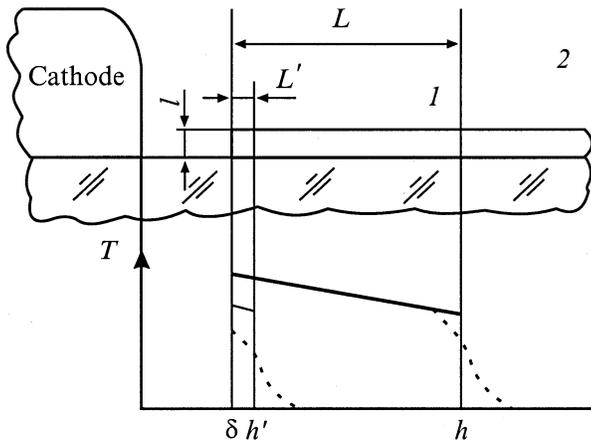


Рис. 4. Схема изолирующего зазора и распределение температуры T в формованном диэлектрике 1 толщиной l (2 — то же, что и на рис. 1).

водящая среда распределение температуры будет "размываться" в масштабе, определяемом величиной l . При больших L это уточнение не является существенным, для $L = L' < l$ ситуация меняется. Кроме пространственного размывания температуры значительно уменьшится и ее средняя величина в формованном диэлектрике, поскольку поток тепла через боковую поверхность становится сравним с основным вертикальным потоком в подложку. Эту особенность, которую можно назвать эффектом дополнительного охлаждения, проще всего учесть, введя эффективный коэффициент теплоотвода или, что эквивалентно, эффективную величину C_{ef} вместо константы C в уравнении (2), определяемую следующими равенствами:

$$C_{\text{ef}} = \begin{cases} C & \text{при } L \geq l, \\ wC + \frac{L}{l}(1-w)C & \text{при } L < l. \end{cases} \quad (12)$$

Выражение (12) означает просто линейную аппроксимацию величины C_{ef} от значения C до wC при уменьшении L от l до 0 соответственно. Такой прием позволяет сохранить форму уравнения (2) во всем диапазоне изменения переменных и в то же время качественно учесть эффект дополнительного охлаждения. Как показывают оценки, исходящие из атомарной дискретности строения формованного диэлектрика, коэффициент w может находиться в интервале от 1 до 0.1.

Результаты расчета по полной модели с учетом (12) приведены на рис. 3 (кривые 3 и 4). Основная их особенность — значительно большие плотности тока при малых напряжениях U , а значит, более ярко выраженная область с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Это представляется естественным, поскольку из-за эффекта дополнительного охлаждения для поддержания критической температуры T_k требуются значительно большие токи. Менее очевидно увеличение температуры формованного диэлектрика (рис. 3, b) с

уменьшением напряжения U . Однако этот результат становится понятным, если учесть, что с ростом плотности тока в соответствии с (7) увеличивается и критическая температура. Мы не приводим здесь зависимость $\nu(U)$, она имеет монотонный характер, падая от $\nu = \nu_k = 0.4$ при $U = \Phi_a = 2 \text{ V}$ до $\nu \approx 0.01$ для $U = 15 \text{ V}$. В целом необходимо отметить, что учет эффекта дополнительного охлаждения, имея очевидный физический смысл, вводит независимый параметр w , который дает возможность в широких пределах (сравнить кривые 1, 3 и 4) изменять крутизну ветви с отрицательным дифференциальным сопротивлением, чего до этого сделать не удавалось при варьировании всех остальных параметров модели. Получаемые при этом вольт-амперные характеристики более близки к экспериментально наблюдаемым [1].

Представляет интерес вопрос, как будет выглядеть решение для модели с учетом эффекта дополнительного охлаждения, но без формованного диэлектрика, т.е., как и выше, оставим в изолирующем зазоре однородный диэлектрик с постоянной относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_b , а соответствующую сокращенную систему уравнений решим совместно с (12). Результаты расчета демонстрируют кривые 5 на рис. 3. Как видно, в отличие от кривой 2 на вольт-амперной характеристике появилась область с отрицательным дифференциальным сопротивлением, т.е. эффект дополнительного охлаждения можно рассматривать как один из механизмов модуляции ширины барьера для туннелирующих электронов.

Наконец, вернемся к диапазону напряжений на структуре от 0 до Φ_a . Как отмечалось выше, барьер на катоде при этом будет иметь форму трапеции. Наблюдающийся экспериментально максимум вольт-амперной характеристики естественно связать с особой точкой $U = \Phi_a$. В ней не только изменяется форма барьера (рис. 1) и исчезает формованный диэлектрик ($h = \delta$), важно, что туннелирующие электроны уже не попадают в зону проводимости (или примесную зону) диэлектрика, а сразу оказываются в зоне проводимости анода (углеродистой проводящей среды). При этом становится невозможным образование проводящих частиц из органических молекул в результате электронного удара, процессы соответствующего неупругого туннелирования, очевидно, маловероятны. Естественно предположить, что с уменьшением напряжения U после прохождения этой особой точки $U = \Phi_a$ ширина изолирующего зазора перестает меняться. Косвенно об этом говорят и экспериментальные данные [4]: в высокопроводящем состоянии МИМ диода даже при малом напряжении U все оно падает по-прежнему на нанометровом участке изолирующей щели с микрометровой шириной, а не распределяется равномерно по длине щели, как можно было бы ожидать при схлопывании зазора. Но тогда его вольт-амперная характеристика будет описываться просто известным выражением типа (10), только для малых напряжений (с учетом процесса обратного туннелирования) [10]. На рис. 3, a показаны соответствующие результаты расчета

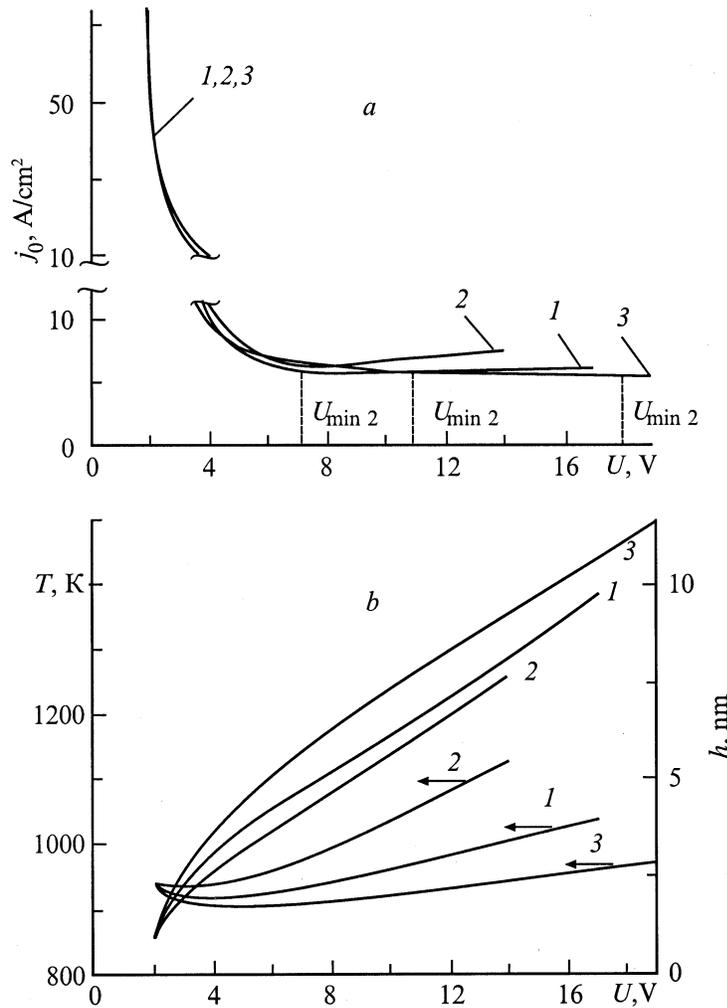


Рис. 5. Рассчитанные зависимости плотности тока j_0 , ширины изолирующего зазора h и температуры формованного диэлектрика T . Условия и параметры совпадают с кривыми 4 на рис. 3; $b = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.05 nm^{-1} (3).

(кривая б) при ширине зазора, равном конечному значению ($U = \Phi_a = 2 \text{ V}$) для кривой 5 ($\delta = 0.9 \text{ nm}$). Для остальных зависимостей эта ветвь не приведена просто в связи с очевидностью результатов. Форма кривой б хорошо соответствует экспериментальным данным [1]. Следует обратить внимание на то, что в такой модели максимум вольт-амперной характеристики совпадает с величиной Φ_a , а его экспериментальные значения (3–4 V) удовлетворительно согласуются с ожидаемыми из общих физических соображений величинами Φ_a , которые должны быть несколько меньше работы выхода из металлов.

Ниже приведены результаты расчетов при варьировании параметров модели, дополнительно введенных в данной работе по сравнению с [7]. Изменение параметра b , характеризующего угол расходимости потока электронов, эмиттированных из катода, мало сказывается на вольт-амперной характеристике структуры, однако значительно влияет на зависимости $h(U)$ и $T(U)$ (рис. 5). С ростом угла расходимости, естественно, увеличивает-

ся температура формованного диэлектрика, поскольку она является средней между T_k , меняющейся мало для $U > 4 \text{ V}$, и температурой в сечении $x = \delta$. Ширина изолирующего зазора при этом уменьшается, поскольку плотность тока и температура падают по координате x быстрее и точка достижения T_k приближается к катоду.

Особое внимание следует обратить на характер минимума вольт-амперной характеристики. Возрастающая ветвь кривой в этой области становится значительно более полой, чем в [7], что лучше согласуется с экспериментальными данными [1]. Такой результат также является следствием переменной ширины зазора h : напряженность поля, а значит и ток, меняются при этом очень мало по сравнению с вариантом фиксированной ширины зазора. Само же наличие минимума, как и растущей ветви вольт-амперной характеристики при больших напряжениях, связано с расхождением пучка электронов. Наклон кривых в этой области и положение минимума контролируются константой b , что хорошо видно на рис. 5, а.

Увеличение толщины l формованного диэлектрика приводит к росту ширины области расплывания температуры (рис. 4) и соответствующему расширению диапазона напряжения U , в которой работает эффект дополнительного охлаждения. На вольт-амперных характеристиках это сказывается как уменьшение крутизны ветви с отрицательным дифференциальным сопротивлением при сохранении максимального значения тока, зависимости от U остальных величин меняются слабо. Наконец, увеличение порога протекания i_k заметно увеличивает максимум тока при $U = \Phi_a$, приводя и к увеличению крутизны характеристики, что согласуется с результатами [7], зависимость $T(U)$ при этом смещается вниз почти параллельно самой себе, отражая уменьшение значения T_k . Соответствующие графики не приведены из-за их небольшой дополнительной информативности.

Оценивая предложенную модель в целом, необходимо отметить ее преимущества по сравнению с моделью, развитой в [7]. Во-первых, она дает лучшее совпадение с экспериментальными результатами, в том числе вольт-амперными характеристиками МИМ диодов, по целому ряду элементов, отмеченных выше. Во-вторых, учитывая перколяцию, она более правильно описывает процессы, имеющие место в изолирующем зазоре МИМ структуры. Поэтому, в частности, все параметры модели имеют физически разумные значения. И в-третьих, варьируя их величины, можно в широких пределах изменять вольт-амперную характеристику, что было затруднено в более простой модели [7]. Последнее означало, что какой-то существенный фактор не был учтен. Несмотря на сравнительно большое количество подбираемых параметров, дальнейшее развитие модели и соотнесение ее с более детальными экспериментами может дать независимые и значимые их оценки, получаемые в различных предельных областях функционирования нано-МИМ диода, каждая из которых будет описываться только несколькими из этих параметров. Но даже если это окажется по каким-то причинам невозможным, значение модели уже в таком виде состоит в том, что она отвечает на вопросы, какие процессы в МИМ диоде и каким образом могут приводить к наблюдаемым нетривиальным его особенностям.

Несмотря на то что модель имеет качественный характер и использует довольно грубые приближения, ее совершенствование, связанное с уточнением этих приближений, в настоящее время вряд ли целесообразно. Во-первых, это вызовет увеличение количества параметров, значения которых надо подбирать. Во-вторых, как показывает опыт расчетов, вольт-амперная характеристика мало чувствительна к таким уточнениям, что имеет простое объяснение. Как уже отмечалось в [7], механизм, заложенный в модель, основан на балансе экспонент, входящих в выражения (6) и (10). На фоне этих очень сильных нелинейных зависимостей большинство уточнений дает просто несущественные поправки.

Список литературы

- [1] Pagnia H., Sotnik N. // Phys. St. Sol. (a). 1988. Vol. 108. N 11. P. 11–65.
- [2] Ray A.K., Hogarth C.A. // Int. J. Electron. 1990. Vol. 69. N 1. P. 97–107.
- [3] Мордвинцев В.М., Левин В.Л. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 88–100.
- [4] Pagnia H., Sotnik N., Wirth W. // Int. J. Electron. 1990. Vol. 69. N 1. P. 25–32.
- [5] Гапоненко В.М. // Изв. вузов. Физика. 1992. № 5. С. 115–120.
- [6] Валиев К.А., Левин В.Л., Мордвинцев В.М. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 11. С. 39.
- [7] Мордвинцев В.М., Левин В.Л. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 83.
- [8] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [9] Pagnia H. // Int. J. Electron. 1990. Vol. 69. N 1. P. 33–42.
- [10] Симмонс Дж.Г. // Туннельные явления в твердых телах. Пер. с англ. / Под ред. В.И.Переля. М.: Мир, 1973. С. 131–142.