

06

©1994 г.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ N-ОБРАЗНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИМ ДИОДА

В.М.Мордвинцев, В.Л.Левин

Институт микроэлектроники РАН,
150051, Ярославль, Россия
(Поступило в Редакцию 23 февраля 1994 г.)

На основании экспериментальных данных, полученных с помощью СТМ, работающего в эмиссионном режиме на воздухе, делается предположение об идентичности процессов, происходящих в туннельном зазоре СТМ и МИМ диодах с углеродистыми проводящими путями, а также о необходимости коррекции традиционной модели формирования N-образной ВАХ таких приборов. Предлагается новый механизм, который может объяснить наблюдаемую форму ВАХ МИМ диодов, включая область отрицательного дифференциального сопротивления, а также целый ряд других экспериментальных фактов. Существенным элементом этого механизма, названного модуляцией ширины барьера за счет расслоения диэлектрика, является нанометровый размер зазора между электродами. Фактически он основан на процессе самоформирования пространственно неоднородной структуры в зазоре нанометровых размеров при прохождении электрического тока через МИМ структуру.

Диоды, имеющие структуру металл-изолятор-металл (МИМ диоды) с N-образной вольт-амперной характеристикой исследуются с начала 60-х годов [1]. В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал и достигнуто некоторое понимание процессов, происходящих в таких структурах, существенно отличающееся от первоначальных. В частности, диэлектрик уже не рассматривается как однородный материал, общепринятым считается образование локальных проводящих путей между металлическими электродами, идея которых впервые была предложена Дирнлеем [2]. Обширный класс таких приборов представляют МИМ диоды с углеродистыми проводящими путями, которые формируются в определенных условиях из молекул органики, адсорбируемой на поверхности изолирующего зазора МИМ структуры [3].

Типичная методика изготовления прибора в планарном исполнении состоит в следующем [3]. Металлическая дорожка, сформированная в материале тонкой пленки на поверхности диэлектрической подложки,

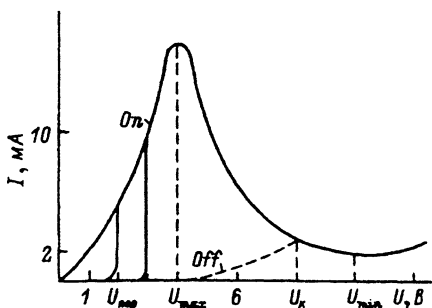


Рис. 1. Схематичные вольт-амперные характеристики МИМ структуры с частицами углеродистой фазы (углеродистыми проводящими путями) в зазоре.

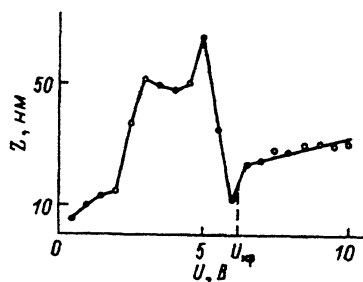


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины туннельного зазора Z СТМ от напряжения U между электродами.

“пережигается” путем подачи на нее соответствующего напряжения. В материале дорожки образуется нерегулярной формы микротрещина шириной порядка нескольких микрометров. При этом в области микротрещины наблюдаются изолированные частицы металла, возможно также нарушение поверхности диэлектрика. Эта операция, называемая базовой формовкой (B -формовка), и приводит собственно к формированию МИМ структуры. Затем образец помещается в вакуум, создаваемый с использованием масляных средств откачки, т.е. обеспечиваются условия для адсорбции на его поверхности органических молекул. На МИМ структуру подается напряжение, например, медленно циклирующее в интервале от 0 до 15 В. Эта операция, называемая A -формовкой, приводит к увеличению проводимости структуры и созданию МИМ диода, имеющего характерное семейство ВАХ, схематично показанное на рис. 1. Свойства прибора, в том числе и проводимость, как показывают эксперименты, существенно зависят от состава остаточных газов в вакуумном объеме.

Верхняя кривая на рис. 1 соответствует квазистационарной (при медленном изменении напряжения U на электродах структуры) ВАХ прибора. Ее максимум располагается, как правило, в диапазоне от 3 до 5 В, после которого наблюдается более или менее выраженная область с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При некотором напряжении кривая проходит через минимум, затем начинается быстрый рост тока. В первом приближении эту зависимость можно считать обратимой. Однако если, находясь в какой-то из точек спадающей ветви ВАХ с напряжением U_k , быстро уменьшать его до нуля, то обратная ветвь не будет проходить через максимум (например, кривая Off), а при повторном росте U ток будет практически равен нулю вплоть до некоторого порогового напряжения $U_{пор}$, зависящего от U_k . После превышения $U_{пор}$ ток быстро восстанавливается до значения, соответствующего квазистационарной ВАХ. Минимальное значение $U_{пор}$, которое получается экстраполяцией монотонно увеличивающейся зависимости $U_{пор}(U_k)$, около 1.6 В. Таким образом, в зависимости от предыстории МИМ диод может находиться в одном из двух стабильных состояний, существование которых не требует поддержания тока через структуру: включенном — On или выключенном — Off, значительно отличающихся проводимостью. Как отмечалось выше, такие ВАХ МИМ диода

объясняют образованием проводящих углеродистых нитей (путей), параллельное соединение которых в простейшем случае и обуславливает общее сопротивление МИМ структуры. При достижении определенного напряжения (и соответственно тока) нити рвутся за счет некоторого термически активируемого механизма, приводя к увеличению суммарного сопротивления структуры и обуславливая возникновение ветви с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Плавность последней объясняют большим количеством нитей и неоднородностью их свойств. Более детальное описание свойств МИМ диодов и богатейший экспериментальный материал можно найти в обзоре [3].

Новую информацию для понимания механизмов процессов, происходящих в таких структурах, как оказалось, могут дать результаты исследования поведения туннельного зазора сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), работающего в эмиссионном режиме, т.е. при напряжении на зонде больше нескольких вольт. Именно в этом диапазоне напряжений наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление МИМ диодов. При этом металлическая поверхность образца и зонд СТМ являются электродами соответствующей МИМ структуры. В наших экспериментах СТМ работал на воздухе, а в изолирующем зазоре находилась тонкая пленка естественного адсорбата, состоящая в обычных условиях, как известно (см., например, [4]), из молекул органики и воды. Зонд был изготовлен из вольфрама, а образец представлял собой тонкую пленку сплава вольфрам-титан (90% W), нанесенную методом ионно-плазменного распыления на кремниевую пластину. Таким образом обеспечивались условия, близкие к МИМ диодам с углеродистыми проводящими путями.

На рис. 2 показана экспериментальная зависимость величины туннельного зазора Z (Z — расстояние между поверхностью металлической пленки и эмиттирующей области иглы СТМ) от напряжения U между зондом и образцом (минус на зонде). СТМ работал в режиме стабилизации туннельного тока. Остальные условия эксперимента описаны в [5]. Абсолютные значения Z получены путем пересчета данных [5], который выполнялся в предположении, что при $U = 0$ $Z = 0$, а значение экспериментально измеряемого изменения величины туннельного зазора для $U = 0$ получено экстраполяцией соответствующего графика. Зависимость, показанная на рис. 2, за исключением пика в интервале напряжений от 2 до 6 В, хорошо описывается предложенной в [5] моделью поведения туннельного зазора СТМ, работающего в эмиссионном режиме, в условиях, когда на поверхности образца присутствует пленка диэлектрика. Эта модель, в частности, предсказывает скачек величины туннельного зазора при напряжении $U_{кр}$ от значения, превышающего толщину диэлектрика, до значения, меньшего этой величины, т.е. в этой точке зонд резко вдавливается в пленку адсорбата.

Поведение туннельного зазора в диапазоне от 2 до 6 В не укладывается в предложенную модель. Первичная трактовка завышенных экспериментальных значений Z при этом состоит в том, что в зазоре образуются некоторые элементы (или среда) с повышенной проводимостью. Поскольку СТМ работает в режиме стабилизации туннельного тока, то он реагирует на это увеличением туннельного зазора, т.е. между зондом и поверхностью образца создаются "проводящие мостики". Как оказалось, эти образования достаточно устойчивы. Так, в [6]

после формирования их в аналогичных условиях на СТМ изображении соответствующего участка поверхности наблюдались "холмики" высотой 10–20 нм и шириной 30–60 нм.

Результаты, полученные в экспериментах с СТМ, явно коррелируют с данными, характерными для проводимости МИМ диодов. Кроме схожести самих объектов это проявляется в возникновении повышенной проводимости в одном и том же диапазоне напряжений. Поэтому можно предположить, что в обоих случаях мы имеем дело с одними и теми же процессами, происходящими в зазоре между двумя металлическими электродами, где присутствует органика. Естественно считать, что "проводящие мостики", или "холмики", состоят из углеродистого материала аналогично проводящим путям в МИМ диодах.

В то же время есть некоторые существенные различия в условиях проведения этих экспериментов. Если в МИМ диоде расстояние между электродами меняться не может, то в СТМ, работающем в режиме стабилизации туннельного тока, оно переменное. Это позволяет выполнять эксперименты при любом заданном токе через МИМ структуру. В случае МИМ диода возможность произвольно задать ток отсутствует. Соответствующие эксперименты с СТМ показали, что при увеличении туннельного тока с 1 до 30 нА пик, существующий на кривых, аналогичных рис. 2, сохраняется, а положение его по оси напряжений смещается влево. Однако вопреки ожиданиям смещение это составляет всего 1 В при упомянутом изменении тока более, чем на порядок. Если исходить из механизма простого "пережигания" проводящих нитей при превышении некоторого значения тока, определяющего выделяющуюся в них мощность, изменение положения пика (по крайней мере правой спадающей его ветви на рис. 2) с ростом туннельного тока должно быть значительно большим. Это говорит о необходимости существенной модернизации общепринятого механизма проводимости такой МИМ структуры.

Другая особенность результатов, полученных с помощью СТМ, состоит в том, что спадающая ветвь пика на рис. 2 достаточно плавная, хотя поперечный размер соответствующего проводящего мостика, как отмечалось выше, не превышает нескольких десятков нанометров и его можно считать единичной проводящей нитью по терминологии, принятой в [3]. Это говорит в пользу того, что каждая проводящая нить имеет ВАХ, аналогичную по форме, показанной на рис. 1, а усреднение по большому числу разрывов отдельных нитей не играет принципиальной роли в плавности ВАХ МИМ диода, хотя последняя, естественно, является суммой соответствующих кривых по всем нитям.

Наконец, третья особенность ситуации с СТМ состоит в том, что в этом случае МИМ структура имеет известные, хотя и переменные, геометрические размеры, находящиеся в нанометровой области. Это позволяет говорить о достаточной определенности пространственных характеристик такого объекта, чего нельзя сказать о традиционном МИМ диоде.

Необходимо также отметить тот факт, что в самых различных экспериментальных условиях напряжение, соответствующее максимуму тока на ВАХ, оказывается одинаковым, более того, его величина составляет 3–4 В, что близко к работе выхода для большинства металлов (около 4.5 эВ). Это может указывать на то, что в механизме проводимости таких объектов существенную роль играют потенциальные барьеры

ры на границах металл-диэлектрик, величинами которых непосредственно связаны с работами выхода, будучи несколько ниже последних.

Отмеченные выше результаты послужили причиной поиска другого, более адекватно их описывающего механизма проводимости. Мы будем рассматривать МИМ структуру с неизменным нанометровым зазором h между электродами, заполненным углеродсодержащими молекулами (органикой). На рис. 3 показаны упрощенные потенциальные диаграммы такой структуры при приложении к ней напряжения U . Потенциальные барьеры на границах металл-диэлектрик: Φ_e — для эмиттера (катода), Φ_a — для анода, остальные обозначения ясны из рисунка. При первичном приложении напряжения (рис. 3,а) к структуре диэлектрик является однородным по всей его толщине и заметный туннельный ток (другими механизмами мы пока пренебрегаем) потечет, когда ширина барьера δ , на уровне Ферми эмиттера станет достаточно малой (около 1–2 нм) за счет увеличения напряжения U . Из-за малых размеров зазора соответствующие значения U невелики. Аналогично [7] мы предполагаем, что после прохождения барьера в силу сильно разупорядоченного состояния углеродсодержащего материала электрон попадает в зону локализованных состояний диэлектрика, проводимость в которой может осуществляться по механизму Френкеля-Пула [8] и не лимитирует процесс протекания тока в целом, т.е. структура находится в режиме ограничения тока эмиссией из катода. Обоснованность такого допущения связана с высокими напряженностями электрического поля при нанометровых размерах зазора между электродами.

Существенным элементом предлагаемого механизма является предположение, что прохождение электронов через диэлектрик в таких условиях может приводить к диссоциации органических молекул, следствием которой будет обуглероживание (накопление избыточного углерода) материала, находящегося в зазоре. Аналогичные процессы хорошо известны в условиях вакуума при электронной бомбардировке. Происходят они, однако, при более высоких энергиях электронов, когда значительными становятся сечения для диссоциации через электронновозбужденные состояния [9]. Последний процесс носит пороговый характер и для энергий меньше 10 эВ (для большинства органических молекул порог — 12–15 эВ) невозможен. Можно, однако, предположить, что в нашем случае существенным является процесс, аналогичный диссоциативному прилипанию [10], который имеет резонансный характер и максимум сечения которого обычно находится в интервале долей электронвольта-единиц электронвольт. Учитывая высокие плотности тока в структурах таких малых размеров (10^3 – 10^5 А/см²), для экспериментально наблюдаемых времен переключения МИМ диодов [3] можно получить оценку эффективного сечения диссоциации 10^{-21} – 10^{-22} см², которая, как видно, лежит в разумных пределах. Не исключено также, что диссоциации могут способствовать высокие электрические поля, возникающие в таких условиях. Далее мы будем предполагать, что внутри барьера, через который туннелируют электроны, подобных процессов не происходит, вообще будем пока пренебрегать процессами неупругого туннелирования.

Первым результатом образования в области шириной l (рис. 3,а), прилегающей к аноду, частиц углеродистой фазы, обладающих по-

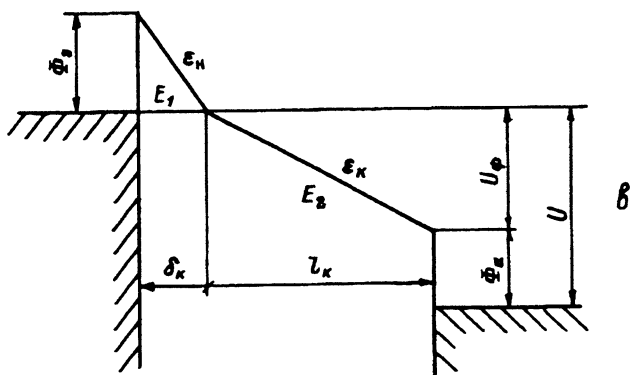
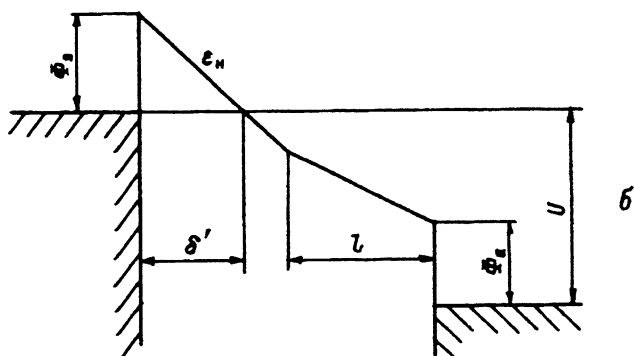
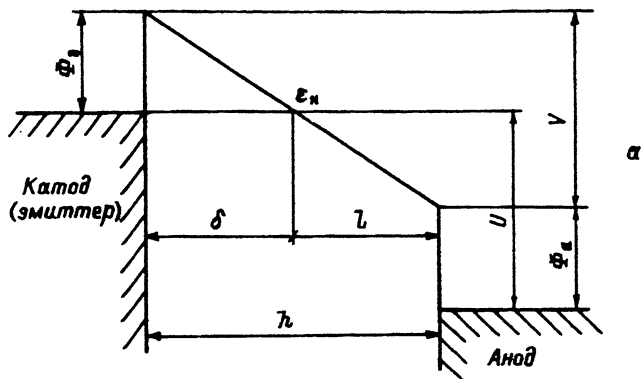


Рис. 3. Потенциальные диаграммы МИМ структуры в различные моменты времени после начала протекания тока при подаче на нее напряжения U .

a — в начальный момент, b — в промежуточный момент после начала образования частиц углеродистой фазы в области шириной l , $в$ — после установления равновесия.

вышенной проводимостью, будет увеличиваться относительно диэлектрической проницаемости соответствующего участка диэлектрика относительно начального значения ϵ_n (диэлектрическая проницаемость проводника равна бесконечности, а для композиционного материала она монотонно увеличивается с ростом доли проводящей фазы [11]). Это изменит распределение потенциала в зазоре (рис. 3,б), уменьшив, в частности, ширину барьера до значения δ' , что увеличит ток через структуру и ширину области, где возможна диссоциация молекул органики. Выделение новой фазы с повышенной проводимостью приведет также к увеличению сродства к электрону для соответствующего материала, что вызовет уменьшение величины барьера Φ_a на границе анод-диэлектрик. Для простоты рассуждений мы не будем учитывать появление скачка потенциала на границе раздела фаз в зазоре. Такой процесс расслоения диэлектрика по своим результатам фактически совпадает с упомянутой выше А-формовкой и будет продолжаться до тех пор, пока для данного значения U не установится равновесие, определяемое конечной концентрацией частиц углеродистой фазы, которая зафиксирует величину относительной диэлектрической проницаемости ϵ_k этой, назовем ее формованной, части диэлектрика.

На рис. 3,в показано распределение потенциала в зазоре, соответствующее конечному равновесному при заданном U состоянию. Ширина l_k области формованного диэлектрика, а значит и δ_k , для него в случае одномерной модели могут быть вычислены из решения системы уравнений электростатики аналогично [5]

$$l_k = \frac{I - \frac{\Phi_a}{V}}{I - \frac{(I-\epsilon) \Phi_a}{\epsilon V}} h, \quad (1)$$

где $V = U + \Phi_a - \Phi_a$, $\epsilon = \epsilon_k / \epsilon_n$.

Условием такого равновесия является совпадение ширины барьера на уровне Ферми эмиттера и ширины области неформованного диэлектрика. Т.е. МИМ структура приходит к новому, устойчивому в условиях протекания тока, равновесному состоянию, характеризующемуся другим составом и пространственной неоднородностью диэлектрика.

Сделанные предположения относительно процессов, происходящих в МИМ диоде, приводят к заключению о расслоении первоначально однородного диэлектрика за счет выделения углеродистой фазы с повышенной проводимостью, а значит, и с повышенной диэлектрической проницаемостью, что в общем согласуется с экспериментальными фактами. Однако этого еще недостаточно для возникновения в такой структуре отрицательного дифференциального сопротивления. Дополнительным предположением, обеспечивающим этот эффект, может служить следующее. Отмеченное выше увеличение тока через структуру за счет уменьшения ширины барьера, вызванного образованием углеродистой фазы, приводит к дополнительному выделению энергии в формованном диэлектрике и разогреву материала в зазоре. Как показали исследования эмиссионных спектров МИМ структур [12], соответствующие температуры могут достигать 1000 К. Это повышение температуры с ростом тока может запускать некоторый термически активируемый механизм, который будет противодействовать

увеличению концентрации углеродистой фазы. В качестве таких элементарных реакций можно предположить окисление избыточного углерода при взаимодействии с органическими молекулами из газовой фазы, можно также ожидать десорбцию продуктов реакции с молекулами активных газов. Реальный механизм зависит от конкретных условий эксперимента и требует отдельных исследований. Важно, однако, что в любом случае он понижает количество проводящих частиц в формованном диэлектрике, а значит, уменьшает величину ε в выражении (1). Последнее приводит к уменьшению l_k , поэтому растет ширина барьера $\delta_k (\delta_k = h - l_k)$ и падает ток.

Таким образом, именно разогрев формованного диэлектрика определяет равновесную величину ε_k для заданного напряжения U , а в конечном итоге ток через структуру, создавая обратную связь, контролирующую распределение потенциала в зазоре. Поскольку мощность P , рассеиваемая в формованном диэлектрике, равна произведению тока I на соответствующее падение напряжения U_ϕ , пропорциональное U (рис. 3, θ), то должен существовать такой диапазон напряжений на структуре, когда с ростом U будет расти и температура в зазоре, уменьшаться концентрация углеродистой фазы, а значит, падать ток. Т.е. такой механизм объясняет возникновение стационарной ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением для МИМ диода нанометровых размеров. Предположение о том, что вся энергия, приобретаемая электронами при прохождении формованного диэлектрика, там же и рассеивается, несмотря на малые размеры структуры, представляется правильным, поскольку материал диэлектрика сильно разупорядочен и длина свободного пробега электрона не превышает нескольких ангстрем.

В такой ситуации становится понятной слабая зависимость положения максимума на ВАХ (или пика на рис. 2), которое соответствует выделению в формованном диэлектрике мощности определенной величины от тока через структуру, наблюдавшаяся в экспериментах с СТМ. Поскольку $P = IU_\phi = I(U - \Phi_a)$, т.е. существенным является только превышение напряжения над величиной барьера Φ_a , то уменьшение тока на порядок может быть компенсировано небольшим ростом U . Находит также естественное объяснение диапазон напряжений, в котором располагается максимум: он несколько превышает значения высот барьеров на границе металл-диэлектрик.

В рамках предложенного механизма могут быть объяснены и особенности ВАХ (рис. 1), возникающие при быстром уменьшении напряжения от некоторого значения U_k на ветви с отрицательным дифференциальным сопротивлением. В этом случае из-за инерционности процессов, приводящих к уменьшению концентрации углеродистой фазы, "замораживаются" (поскольку падают и ток, и температура) значение ε_k и соответствующее распределение потенциала в зазоре. При последующей подаче напряжения заметный ток может появиться только при некотором пороговом значении, приблизительно соответствующем ситуации, показанной на рис. 4, т.е. когда ширина барьера δ для туннелирующих электронов будет достаточно мала. Естественно, что это значение $U_{\text{пор}}$ будет значительно меньше, чем при первичной формовке, поскольку новое распределение потенциала (рис. 3, θ) существенно отличается от первоначального (рис. 3, a). Более того, $U_{\text{пор}}$ будет функцией U_k потому что последнее определяет "замороженные" значе-

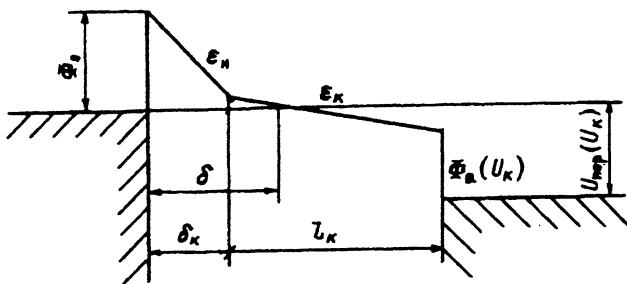


Рис. 4. Потенциальная диаграмма МИМ структуры после быстрого уменьшения напряжения на ней со значения $U = U_k$ до нуля и последующей подачи напряжения $U = U_{пор}$.

ния ϵ_k (а значит, и ϵ) и Φ_a . Причем ее характер именно такой, который наблюдается экспериментально: с ростом U_k $U_{пор}$ растет. Это происходит из-за того, что чем больше напряжение U_k , в котором структура находится в равновесии, тем выше температура диэлектрика и тем меньше ϵ .

Необходимо обратить внимание на то, что все экспериментальные работы по проводимости МИМ диодов говорят о невозможности получения ВАХ с областью отрицательного дифференциального сопротивления при значительном содержании кислорода в газовой среде над образцом [3]. Приведенные же выше результаты для СТМ получены на воздухе. Это кажущееся противоречие находит естественное объяснение в рамках рассматриваемого механизма. Как показывают оценки, для экспериментов с МИМ диодами характерны плотности тока порядка 10^4 А/см². В СТМ плотность тока может меняться произвольно, но для приведенных данных она не превышала 10^3 А/см². Поэтому в последнем случае температуры формованного диэлектрика должны быть значительно ниже, чем в традиционном МИМ диоде, а значит, создаваемая в зазоре углеродистая структура могла быть стабильна и на воздухе.

Как видно, предложенный механизм качественно правильно описывает все экспериментально наблюдаемые особенности МИМ диода, приведенные выше. Более того, на его основе можно объяснить и многие другие хорошо известные результаты [3]. Такой механизм формирования ВАХ с областью отрицательного дифференциального сопротивления целесообразно назвать модуляцией ширины барьера за счет расслоения диэлектрика. Фактически он основан на процессе самоформирования пространственно неоднородной структуры в зазоре нанометровых размеров при прохождении электрического тока. Этот процесс контролируется несколькими легко управляемыми макропараметрами — напряжением на структуре и составом атмосферы над ней. Существенным элементом такого механизма является ограничение тока через структуру туннелированием на границе катод-диэлектрик. Т.е. из-за высокого поля, связанного с малой шириной зазора, прохождение электронов в формованном диэлектрике не лимитирует проводимость структуры.

Полученные результаты справедливы для МИМ структуры с нанометровыми размерами зазора между электродами. Однако не исключено, что этот механизм имеет место и в традиционном МИМ диоде.

Смысл базовой формовки (*B*-формовки) при этом состоит в том, чтобы сформировать множество таких наноструктур, которые фактически и работают, как описано выше. Одним из подтверждений такого предположения являются результаты [13], где с помощью просвечивающей электронной микроскопии выявлены вблизи электрода МИМ диода участки размером 15–25 нм, которые по мнению авторов играют принципиальную роль в возникновении *N*-образных ВАХ. Не исключено также, что предложенный механизм имеет еще более широкую область применимости. Дело в том, что аналогичные характеристики с областью отрицательного дифференциального сопротивления наблюдались также в МДМ структурах, где в качестве диэлектрика служили различные окислы [2]. И хотя, как выяснилось в последующем [3], в части из этих экспериментов фактически реализовывалась ситуация с углеродистыми проводящими путями, в некоторых случаях все-таки мог работать собственно материал окисла. Механизм модуляции ширины барьера за счет расслоения диэлектрика может адекватно описывать и такие варианты МИМ диода, при этом в качестве проводящей фазы, образующейся в диэлектрике при прохождении тока, будут выступать атомы металла соответствующего окисла.

На основе предложенного механизма была разработана математическая модель, представляющая собой систему нелинейных уравнений, учитывающих кроме процесса туннелирования также кинетику образования углеродистой фазы, влияние последней на относительную диэлектрическую проницаемость формованного диэлектрика, а также процесс теплопередачи. Решение системы уравнений выполнялось численно. В данной работе, не давая описания модели, мы приводим некоторые типичные результаты расчетов с целью демонстрации возможностей и принципиальных ограничений этого механизма. На рис. 5 приведены зависимости плотности тока j через МИМ структуру, температуры T формованного диэлектрика и ширины барьера δ_k от напряжения U при величине зазора между электродами $h = 10$ нм, высоте барьера $\Phi_3 = 2.5$ В и разумно выбранных прочих константах. Область с отрицательным дифференциальным сопротивлением получается в широких диапазонах варьирования всех параметров модели, подтверждая устойчивость этого эффекта при механизме модуляции ширины барьера за счет расслоения диэлектрика. Величина U_{\max} , как и можно было ожидать, несколько превышает значение высоты барьера. Рост плотности тока при больших напряжениях соответствует гомогенизации диэлектрика из-за высокой температуры и естественного уменьшения ширины барьера с ростом напряженности поля. Таким образом, для напряжений $U > U_{\max}$ механизм дает ВАХ, по крайней мере качественно совпадающие с экспериментальными.

При $U < U_{\max}$ плотность тока и соответственно температура резко падают, отражая факт увеличения ширины барьера. Такой ход ВАХ характерен для туннелирования, но он принципиально отличается от экспериментальной кривой (рис. 1), говоря о том, что при малых U механизм проводимости структуры меняется. Можно предположить, что в этом диапазоне напряжений ток лимитируется проводимостью материала формованного диэлектрика, т.е. справедлива общепринятая модель проводящих нитей, которая упоминалась в начале работы. Этому способствуют два обстоятельства. Во-первых, малые напряжения U обуславливают низкие температуры, что приводит к расшире-

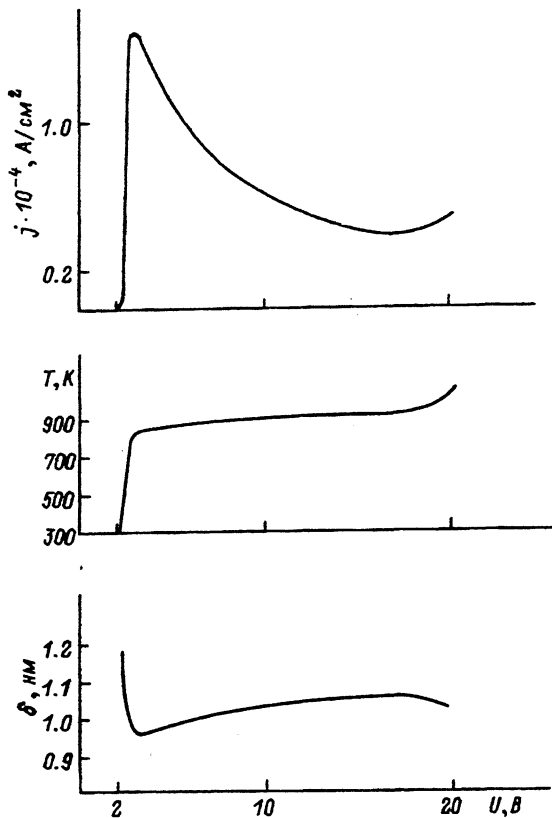


Рис. 5. Расчитанные зависимости плотности тока j через МИМ структуру, температуры T формованного диэлектрика и ширины δ барьера от напряжения U на структуре.

нию области, содержащей проводящую фазу, во-вторых, уменьшение напряженности поля в структуре переводит ее в режим ограничения тока пространственным зарядом в формованном диэлектрике. Последнее подтверждается характерной нелинейностью ВАХ на ее начальном участке (рис. 1).

Возникает еще вопрос о переходе от одного механизма проводимости структуры к другому. Ответ на него в принципе может быть найден, если устранить сделанное выше допущение о пренебрежении процессами неупругого туннелирования, что приведет к возможности образования частиц проводящей фазы и в области барьера. Кроме того, необходимо учесть непостоянство плотности тока по направлению от катода к аноду — вблизи эмиттера она выше из-за расходимости потока электронов, а значит, здесь выше и температура диэлектрика, которая приводит к уменьшению концентрации углеродистой фазы. Конкуренция этих двух процессов и формирует конкретное распределение потенциала вблизи эмиттера, обуславливая определенную ширину барьера. С этой точки зрения выражение (1) и сделанные на его основе выводы надо рассматривать как первое приближение к реальной ситуации.

Как видно из рис. 5, почти всему диапазону ВАХ структуры соответствует изменение ширины барьера δ на доли ангстрема. Это создает впечатление, что информация о состоянии МДМ диода определяется очень точным положением границы формованного диэлектрика, что с физической точки зрения кажется нереальным. Однако на самом деле само положение этой границы определяется состоянием диэлектрика (величиной ϵ) во всем объеме зазора, т.е. областью с размерами порядка десятков нанометров. Кроме того, при расчетах, результаты которых представлены на рис. 5, не учтены силы изображения в барьере, делающие соответствующую зависимость менее резкой.

Полученные результаты фактически представляют собой описание механизма работы некоторого прибора наноэлектроники. Имея два стабильных состояния, характеризующихся различными проводимостями (рис. 1), которые не требуют поддержания тока, такой прибор может служить элементом энергонезависимой памяти. Информация в таком элементе памяти кодируется состоянием материала в изолирующем зазоре: либо это материал с высокой концентрацией углеродистой фазы, что приводит к большой величине относительной диэлектрической проницаемости и проводимости, либо с низкой концентрацией углеродистой фазы, что сдвигает состояние материала в сторону идеального диэлектрика с малой величиной диэлектрической проницаемости. Помимо принципиально малых размеров, лежащих в области единиц и десятков нанометров (при больших размерах нельзя будет создать необходимые электрические поля), он характеризуется функционированием при комнатных температурах в отличие от многих приборов наноэлектроники, возможность использования которых обсуждается в настоящее время. Более того, справедливым будет утверждение, что температурный диапазон работы такого прибора от гелиевых до значительно выше комнатных, что связано с высокой локальной температурой, создаваемой в процессе его переключения. Важной является также возможность реализации электрической выборки в соответствующем устройстве памяти, исключающей механические перемещения каких либо узлов, как это имеет место, например, в идее применения зонда СТМ для записи и считывания информации в виде неоднородностей материала на поверхности. Возможность применения МИМ диодов в качестве элементов памяти отмечалась и ранее [3], однако принципиальным их недостатком являлась плохая воспроизводимость характеристик. В свете изложенного выше можно надеяться, что в наноисполнении этот недостаток может быть в значительной мере преодолен, поскольку в отличие от традиционной технологии его изготовления в этом случае МИМ диод будет иметь строго определенные геометрические размеры. Тот факт, что эти размеры лежат в нанометровом диапазоне, с одной стороны, затрудняет реализацию прибора, а с другой — означает потенциально высокую плотность записи информации и делает работу в этом направлении актуальной.

Список литературы

- [1] *Hickmott T.W.* J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 9. P. 2669–2682.
- [2] *Дирнлей Дж., Стоунгэм А., Морган Д.* // УФН. 1974. Т. 112. Вып. 1. С. 83–127.
- [3] *Ragnia H., Sotnik N.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. Vol. 108. N 11. P. 11–65.
- [4] *Berthe R., Halbritter J.* // Phys. Rev. 1991. Vol. B-43. N 9. P. 6880–6884.
- [5] *Мордвинцев В.М., Левин В.Л.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 4. С. 124–134.
- [6] *Vladimirov G.G., Gruzev A., Drozdov A.D.* // II Intern. Conf. on Nanometer Scale Science and Technology. Abstracts. Moscow, 1993. 66 с.
- [7] *Мордвинцев В.М., Левин В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 2. С. 15–20.
- [8] *Hill R.M.* // Phi. Mag. 1971. Vol. 23. N 1. P. 59–86.
- [9] *Parikh H.* // Phys. Rev. 1975. Vol. A12. N 5. P. 1872–1907.
- [10] *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* // УФН. 1985. Т. 147. Вып. 3. С. 459–484.
- [11] *Тареев Б.М.* Физика диэлектрических материалов. М.: Энергия, 1973. 328 с.
- [12] *Bischoff M., Ragnia H.* // Thin Solid Films. 1975. Vol. 29. N 2. P. 303–312.
- [13] *Гапоненко В.М.* // Изв. вузов. Физика. 1992. № 5. С. 115–120.

