

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МЕТОДА ПОЛЕВОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Введение

Неупорядоченные полупроводники уже нашли широкое применение в микроэлектронике. На их основе строятся трехмерные тонкопленочные интегральные схемы (микросхемы памяти и логические интегральные схемы), приемники излучения в различных спектральных диапазонах (от видимого до гамма-излучения), а также целый ряд устройств электроники больших площадей: активные матрицы плоских дисплеев (жидкокристаллических, светодиодных, электролюминесцентных), солнечные батареи и преобразовательные блоки копировальной техники. При этом существует два вида активных элементов – тонкопленочные транзисторы (ТПТ) и различные диодные структуры (р-і-п, Шоттки и др.).

Неупорядоченность атомной структуры и наличие дефектов в материале приводит к появлению большого числа энергетических состояний во всей области запрещенной зоны и, следовательно, непрерывности функции распределения плотности состояний (ПС). Носители заряда, находящиеся на энергетических состояниях в квази-запрещенной зоне (щели подвижности) характеризуются чрезвычайно низкой, практически нулевой подвижностью, следовательно, такие состояния являются локализованными. Именно локализованные состояния определяют все основные характеристики устройств на основе неупорядоченных полупроводников.

Необходимо иметь методику для определения вида функции распределения ПС на основе анализа экспериментальных данных. Это позволит предсказывать характеристики прибора, например, ТПТ и оптимизировать условия осаждения пленок для его конкретного применения. До настоящего времени было предложено большое количество методов спектроскопии плотности состояний в полупроводниках: целый ряд релаксационных методов (релаксационная спектроскопия глубоких уровней [1], релаксационная оптоэлектронная спектроскопия глубоких уровней [2] и др.), метод токов, ограниченных объемным зарядом [1], метод постоянной фотопроводимости [3], емкостные методы [4, 5]. Однако, как уже отмечалось [6], для исследования энергетической структуры неупорядоченной пленки в ТПТ наиболее удобным является метод полевого эффекта (ПЭ). Недостатком метода ПЭ является невозможность разделения объемных и поверхностных состояний. Но в случае, когда не преследуются фундаментальные цели исследования природы локализованных состояний в неупорядоченных полупроводниках, а стоит задача оптимизации параметров ТПТ, нет большой необходимости в разделении объемных и поверхностных состояний. Кроме того, методу ПЭ присущи простота, учет конструкции ТПТ и, в отличие от других методов, он не требует практически никакого специализированного оборудования.

Метод полевого эффекта

В методе полевого эффекта плотность состояний в щели подвижности изучают путем продвижения уровня Ферми через эти состояния и регистрации изменения проводимости образца. Смещение уровня Ферми производится с помощью эффекта поля, таким образом, изучаемая структура является по сути полевым транзистором, а для получения распределения ПС могут быть использованы измеренные экспериментально сток-затворные характеристики транзистора.

Для решения обратной задачи о распределении ПС с помощью метода ПЭ необходимо иметь простую модель тонкопленочного транзистора, адекватно описывающую влияния локализованных состояний на процессы токопереноса в канале. Широкое распространение получила квази-двумерная модель полевого транзистора [1, 7]. В соответствии с данной моделью ток через канал транзистора определяется следующим выражением:

$$I = \frac{W}{L} \left(d_S \sigma_0 V_D + \int_0^{V_D} \int_{\varphi_S(V)}^0 [\sigma(\varphi) - \sigma_0] \frac{\partial \varphi}{\partial x} d\varphi dV \right), \quad (1)$$

где W и L – соответственно ширина и длина канала ТПТ; d_S – толщина кремниевой пленки; σ_0 и $\sigma(\varphi)$ – равновесная и неравновесная проводимости неупорядоченного кремния; V_D – потенциал

электрода стока; φ_S – поверхностный потенциал (на границе активного слоя и подзатворного диэлектрика). Интегрирование ведется в двух направлениях: вдоль канала по переменной V (продольный потенциал) и поперек канала в направлении x по переменной φ (электростатический потенциал, обусловленный эффектом поля).

В (1) первое слагаемое в скобках трактуется как составляющая тока при нулевом напряжении на затворе, а второе – его изменение при приложении к затвору некоторого смещения. Однако такое выражение для тока представляется не корректным. Так, при положительном потенциале на стоке, большем потенциала на затворе, второе слагаемое становится отрицательным и по модулю больше первого, то есть получается отрицательное значение тока. Причиной тому служит неправильное представление первого слагаемого в (1), которое было получено без учета отрицательной обратной связи через электрод затвора. Более адекватно отражает процессы следующее выражение:

$$I = \frac{W}{L} \int_0^{V_D} \int_{\varphi_S(V)}^0 \sigma(\varphi) \frac{\partial \varphi}{\partial x} d\varphi dV. \quad (2)$$

Зависимость поверхностного потенциала φ_S от напряжения на затворе $V_G - V$ и положения вдоль канала определяется на основании закона Гаусса:

$$V_G - V - \varphi_S = -\frac{\varepsilon_s}{C_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x}(\varphi_S), \quad (3)$$

где V_G – потенциал затвора; $C_i = \frac{\varepsilon_i}{d_i}$ – удельная емкость подзатворного диэлектрика (здесь ε_i – абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, d_i – его толщина); $-\frac{\partial \varphi}{\partial x}(\varphi_S)$ – напряженность электрического поля в направлении, перпендикулярном каналу на границе раздела полупроводника и диэлектрика.

Напряженность поперечной составляющей электрического поля определяется интегрированием одномерного уравнения Пуассона в направлении x :

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_s} \int_0^{\varphi} \rho(\zeta) d\zeta}, \quad (4)$$

где ε_s – абсолютная диэлектрическая проницаемость кремниевой пленки; $\rho(\zeta)$ – зависимость плотности объемного заряда от электростатического потенциала в некоторой точке канала. Плотность объемного заряда определяется суммой заряда подвижных и неподвижных носителей. Обычно используется нелегированная активная пленка, поэтому неподвижный заряд представляет собой лишь заряд носителей, локализованных в щели подвижности. Так как даже при большом смещении уровень Ферми остается в пределах квази-запрещенной зоны и не происходит вырождения полупроводника, концентрация свободных носителей может быть представлена статистикой Больцмана. Для описания же локализованных носителей, безусловно, должна быть привлечена статистика Ферми-Дирака. Таким образом, плотность заряда определяется следующим выражением:

$$\rho(\varphi) = q \left[p_0 \exp\left(-\frac{\varphi}{\varphi_T}\right) - n_0 \exp\left(\frac{\varphi}{\varphi_T}\right) + \int_{E_V}^{E_C} g_P(E) [1 - f_P(E, \varphi)] dE - \int_{E_V}^{E_C} g_N(E) f_N(E, \varphi) dE \right]. \quad (5)$$

Здесь q – заряд электрона; p_0 и n_0 – равновесные концентрации носителей; φ_T – тепловой потенциал; E_V и E_C – границы щели подвижности; $g_N(E)$ и $g_P(E)$ – энергетическое распределение плотности акцептороподобных и донороподобных состояний, соответственно; $f_N(E, \varphi)$ и $f_P(E, \varphi)$ – неравновесные функции Ферми-Дирака для вероятностей заполнения акцептороподобных и донороподобных состояний.

Система уравнений (2)-(5) служит основой квази-двумерной модели ТПТ. Процедура определения вида распределения ПС заключается в итерационном подборе такого распределения, при котором между полученными с помощью описанной модели сток-затворными характеристиками и характеристиками, полученными экспериментально, имелось наименьшее расхождение.

Влияние параметров экспоненциального распределения ПС на характеристики ТПТ

Для описания распределения плотности локализованных состояний в аморфном кремнии чаще всего пользуются так называемой экспоненциальной моделью ПС. В этой модели ПС задается суперпозицией четырех экспоненциальных функций [8]:

$$g(E) = g_{ND} \exp\left(\frac{E - E_C}{E_{ND}}\right) + g_{NT} \exp\left(\frac{E - E_C}{E_{NT}}\right) + g_{PD} \exp\left(\frac{E_V - E}{E_{PD}}\right) + g_{PT} \exp\left(\frac{E_V - E}{E_{PT}}\right), \quad (6)$$

где g_{ND} , g_{NT} – характеристические значения плотности глубоких акцептороподобных состояний и акцептороподобных состояний в хвосте зоны проводимости; E_{ND} и E_{NT} – их характеристические энергии; g_{PD} , g_{PT} , E_{PD} и E_{PT} – характеристические ПС и энергии донороподобных состояний (глубоких и состояний в хвосте валентной зоны). Характеристические ПС численно равны значениям плотности соответствующих состояний на границе щели подвижности (E_V или E_C). Характеристические энергии определяют наклон экспонент на полулогарифмической диаграмме.

Обычно равновесный уровень Ферми в собственном неупорядоченном кремнии смещен относительно середины щели подвижности в сторону зоны проводимости (эффект псевдолегирования), так что i-a-Si: H является на самом деле немного n-типа. С точки зрения характеристических параметров это означает, что наклон функции распределения глубоких донороподобных состояний больше, чем наклон функции глубоких донороподобных состояний, из-за чего минимум ПС (определяющий положение уровня Ферми) смещен относительно середины щели.

Как известно, глубокие энергетические состояния в щели подвижности вызваны наличием большого количества дефектов, в основном представляющих собой оборванные кремний-кремниевые связи. Для повышения подвижности носителей в канале ТПТ как можно большее число оборванных связей стараются пассивировать одновалентными атомами водорода, что, однако, приводит к снижению стабильности электрофизических параметров пленки. Состояния в хвостах валентной зоны и зоны проводимости обусловлены общим разупорядочением атомной структуры. Плотность состояний в хвостах зон определяет величину тока ТПТ в открытом состоянии I_{ON} , а значит и величину его отношения к току в закрытом состоянии I_{OFF} . Для получения контрастного изображения в жидкокри-

сталлическом дисплее очень важно иметь как можно большее отношение I_{ON}/I_{OFF} . Для регулирова-

ния величины I_{ON} используется упорядочение атомной структуры в уже осажденной кремниевой пленке с помощью лазерной рекристаллизации или отжига при повышенной температуре. Таким образом, пленки неупорядоченного кремния могут иметь значительно отличающиеся распределения в зависимости от предъявляемых требований и возможностей оборудования. В таблице приведены данные из [8, 9] об использованных авторами при моделировании параметрах распределения ПС (6), а на рис. 1 показан вид этих распределений. Как видно, функции распределения ПС значительно (на один-два порядка) отличаются по амплитуде. Материал из [8] больше подходит для использования в

коммутирующих ТПТ, так как он может обеспечить большее быстродействие и отношение I_{ON}/I_{OFF} ,

на основе a-Si: H из [9] можно строить более качественные солнечные элементы и ТПТ со стабильными свойствами. Рассматриваемые распределения имеют схожий характер, тем не менее, положение равновесного уровня Ферми в этих материалах отличается: величина $E_{F0} - E_V$ имеет значение 1,16 и 1,09 эВ для [8] и [9], соответственно. Различие в положении E_{F0} вызвано различием в наклоне экспонент распределения глубоких акцептороподобных и донороподобных состояний (см. табл.).

Источник	E_{PT} , эВ	E_{PD} , эВ	E_{NT} , эВ	E_{ND} , эВ	g_{PT} , эВ ⁻¹ см ⁻³	g_{PD} , эВ ⁻¹ см ⁻³	g_{ND} , эВ ⁻¹ см ⁻³	g_{NT} , эВ ⁻¹ см ⁻³
[8]	0,03	0,1	0,03	0,06	10^{21}	10^{19}	10^{19}	10^{21}
[9]	0,05	0,13	0,03	0,082	10^{22}	$5 \cdot 10^{19}$	10^{19}	$5 \cdot 10^{22}$

Рассмотрим влияние параметров экспоненциального распределения на сток-затворные характеристики ТПТ. За основу примем характеристические параметры из [8]. В случае нормальных режимов работы n-канального транзистора влияние изменения параметров донороподобных состояний на величину тока несущественно, поэтому ограничимся лишь рассмотрением флуктуаций параметров акцептороподобных состояний. При моделировании использовались следующие геометрические и электрофизические параметры ТПТ: $W = 100$ мкм, $L = 20$ мкм, $d_s = 100$ нм, $d_i = 300$ нм, $\epsilon_s = 11,8 \epsilon_0$ (a-Si : H), $\epsilon_i = 6,4 \epsilon_0$ (SiN_x), подвижность электронов в зоне проводимости $\mu_n = 5$ см² В⁻¹ с⁻¹, подвижность дырок в валентной зоне $\mu_p = 0,1$ см² В⁻¹ с⁻¹; $E_C - E_V = 1,7$ эВ.

На рис.1(а) показаны распределения ПС в щели подвижности a-Si : H при трех значениях E_{ND} : 0,04; 0,06; 0,08 эВ (кривые 1, 2, 3, соответственно). Как видно из рисунка, изменяя величину E_{ND} можно регулировать величину плотности глубоких акцептороподобных состояний и положение равновесного уровня Ферми E_{F0} .

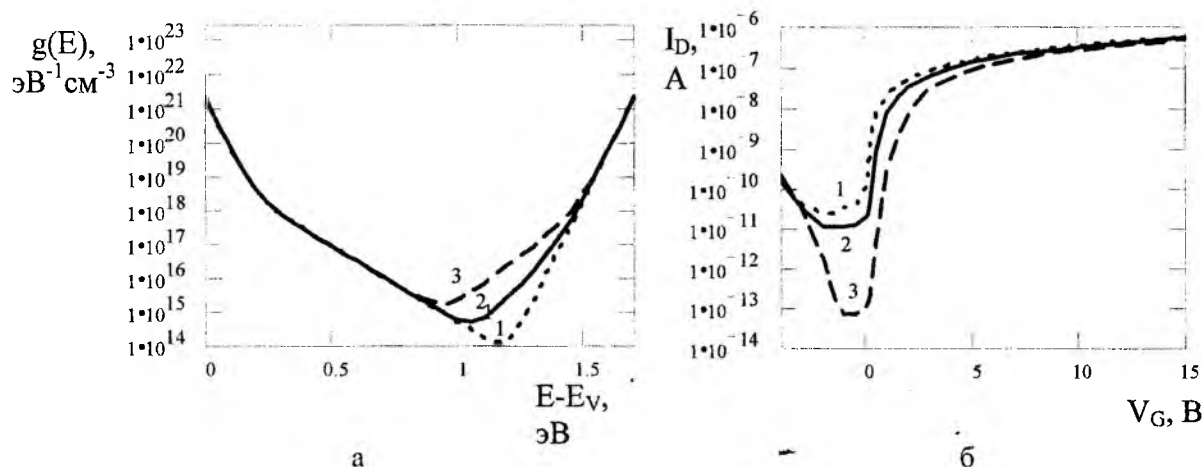


Рис. 1

На рис. 1, б приведены соответствующие сток-затворные характеристики при $V_D = 0,1$ В. Как и следовало ожидать, величина плотности глубоких состояний около равновесного уровня Ферми влияет на величину тока в закрытом состоянии и, следовательно, на отношение I_{ON}/I_{OFF} . При этом повышение плотности дефектов от $3,9 \cdot 10^{14}$ до $1,1 \cdot 10^{15}$ эВ⁻¹ см⁻¹ (кривые 2 и 3), т. е. в 2,7 раза, приводит к снижению тока I_{OFF} на более чем на два порядка, а снижение уровня плотности дефектов в четыре раза (кривые 2 и 1), в свою очередь, вызывает повышение тока в закрытом состоянии лишь в два раза. Такое явление является следствием ограничения подпорогового тока, вызванное уменьшением роли глубоких состояний за счет расширения хвоста зоны проводимости в случае уменьшения величины E_{ND} . Если же значение E_{ND} увеличивается (снижается наклон экспоненты), то, напротив, роль глубоких состояний повышается, а хвост С-зоны сужается. Изменение наклона экспоненты глубоких акцептороподобных состояний, как уже отмечалось, приводит к смещению E_{F0} , что совместно с изменением протяженности глубоких состояний и хвоста зоны проводимости находит отражение на сток-затворных характеристиках в виде изменения порогового напряжения: увеличение E_{ND} ведет к повышению порогового напряжения ($V_T = 1,1; 2,1; 3,0$ В, соответственно для $E_{ND} = 0,04; 0,06; 0,08$ эВ).

На рис. 2 показано влияние g_{ND} ($g_{ND} = 5 \cdot 10^{17}, 1 \cdot 10^{19}, 5 \cdot 10^{20}$ для кривых 1, 2, 3) на вид распределения ПС и ВАХ транзистора. Аналогично E_{ND} , изменение g_{ND} приводит к изменению плотности локализованных состояний около E_{F0} и смещению уровня Ферми. Причины и следствия смещения равновесного уровня Ферми совпадают со случаем E_{ND} . Напротив, так как наклон экспоненты глубоких состояний остается постоянным, изменение g_{ND} приводит к равномерному повышению плотности глубоких состояний по всей щели. Это приводит к несколько более длительному (по мере повышению напряжения на затворе), по сравнению со случаем изменения E_{ND} , влиянию глубоких состояний. Так в случае 3 наблюдается практически полное вырождение хвоста зоны проводимости (протяженность хвоста 0,05 эВ), что наряду с высокой плотностью дефектов приводит к невысоким значениям тока, по сравнению с кривыми 1 и 2 (рис. 2, б). В этом случае даже при больших напряжениях на затворе уровень Ферми находится в области глубоких состояний.

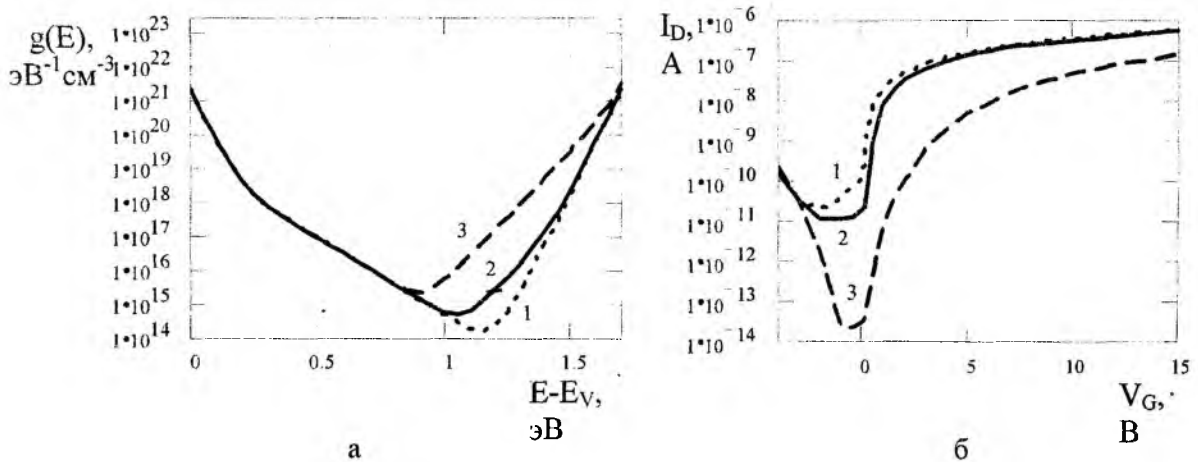


Рис. 2

Диаграмма ПС и сток-затворные характеристики ТПТ в случае варьирования величиной E_{NT} представлены на рис. 3. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют значениям $E_{NT} = 0,01; 0,03; 0,05$, соответственно. Изменение наклона хвоста зоны проводимости вызывает изменение плотности соответствующих состояний, а также изменение протяженности хвоста. Это приводит к изменению величины порогового тока и изменению значения порогового напряжения (рис. 3, б).

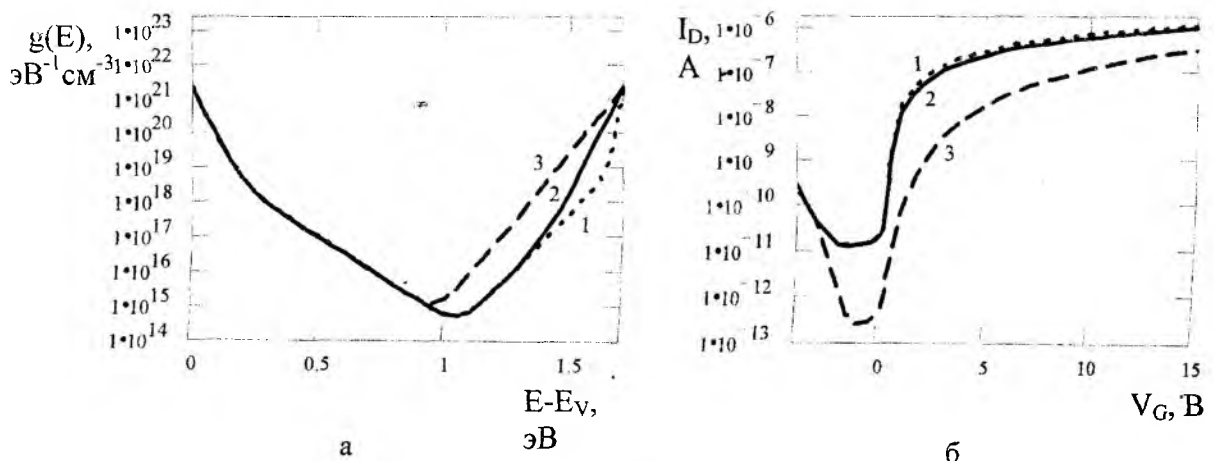


Рис. 3

Причиной небольшого (от $E_{F0} - E_V = 1,09$ эВ до 1,0 эВ) смещения E_{F0} в случае кривой 3 является полное вырождение глубоких состояний, так что хвост зоны проводимости простирается вплоть до уровня Ферми, тем самым определяя его положение на щели подвижности. Большая плотность

состояний (кривая 3, по сравнению с 1 и 2) является причиной меньших токов во всем диапазоне V_G . Различное поведение кривых 1 и 2 в области хвоста зоны проводимости, хорошо заметное на рис. 3, а невозможно определить с помощью метода ПЭ, из-за малой протяженности хвоста С-зоны в случае 1 ($0,07$ эВ), в то время, как уровень Ферми не удается продвинуть к дну зоны проводимости ближе, чем $E_C - E_F = 0,2$ эВ.

На рис. 4 показано влияние изменения g_{NT} на сток-затворные характеристики ($g_{NT} = 5 \cdot 10^{19}, 10^{21}$ и $5 \cdot 10^{22}$). Величина g_{NT} , так же как и E_{NT} , определяет амплитуду плотности состояний в хвосте зоны проводимости и протяженность хвоста. Как видно из рисунка, величина плотности состояний в хвосте зоны влияет не только на величину надпорогового, но и подпорогового тока. Причем эти влияния прямо противоположные: с увеличением g_{NT} величина тока I_{OFF} возрастает, а тока I_{ON} — уменьшается.

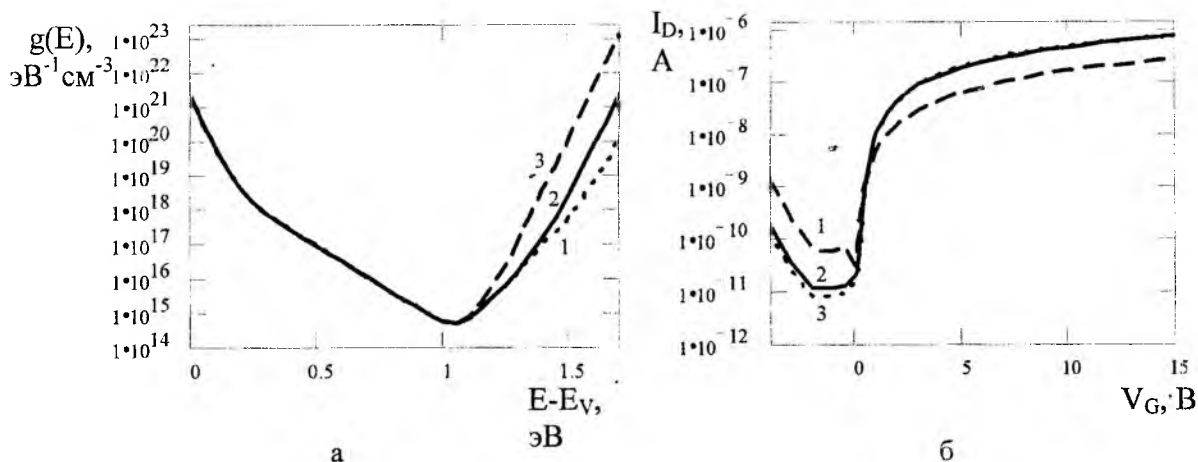


Рис. 4

Таким образом, по характеру расхождения в ходе экспериментальной и опорной (при получении которой использовано некоторое приближение параметров ПС) сток-затворных характеристик можно судить о несоответствии параметров распределения плотности локализованных состояний.

Алгоритм решения обратной задачи о нахождении распределения плотности локализованных состояний по вольтамперным характеристикам может быть представлен следующим образом. Учитывая значения величин токов в закрытом и в открытом состояниях (I_{OFF} и I_{ON}), а также величину порогового напряжения из экспериментальной вольтамперной характеристики $I_D(V_G)_0$, выбирается первое приближение параметров распределения ПС. При этом подвижность электронов в зоне проводимости μ_n принимается равной некоторой величине из диапазона $0,5-10$ $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ и в дальнейшем используется в качестве подгоночного параметра. Далее, используя первое приближение характеристических параметров энергетического распределения ПС, с помощью приведенной выше модели вычисляется зависимость $I_D(V_G)_1$. В результате оценивается величина расхождения экспериментальной и опорной вольтамперной характеристик. Величина расхождения δ_1 может трактоваться как значение функции $I_D(V_G)_1 / I_D(V_G)_2$ в ее экстремуме (рассматриваются как максимумы, так и минимумы функции) либо как

$$\delta_1 = \left| \int_{V_{G1}}^{V_{G2}} \left(\frac{I_D(V_G)_1}{I_D(V_G)_0} - 1 \right) dV_G \right|, \quad (7)$$

где V_{G1} и V_{G2} — границы рассматриваемого участка сток-затворной характеристики ТПТ. В случае n-канального ТПТ обычно изучается лишь часть щели подвижности, примыкающая к зоне проводимости, т. е. область акцептороподобных состояний. В этом случае $V_{G1} = 0$. V_{G2} определяется свойствами

структуры и ограничено напряжением пробоя подзатворного диэлектрика и насыщением характеристики, т. е. закреплением уровня Ферми в области хвоста зоны. В случае, если величина расхождения δ_1 превышает заданную величину расхождения δ , после сравнения величин I_{OFF} , I_{ON} и пороговых напряжений $V_{ПОР}$ вносятся корректировки в характеристические параметры распределения ПС. И вычисляется следующее приближение сток-затворной характеристики, соответствующее расхождение, и далее процесс повторяется до достижения приемлемой величины расхождения (меньшей δ).

Список литературы: 1. Меден А., Шо М. Физика и применение аморфных полупроводников. М: Мир 1991. 670 с. 2. Ильичев Э. А. Неразрушающий метод диагностики глубоких уровней в полужолирующих материалах // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 5. С. 141-143. 3. К. В. Коугия, Е. И. Теруков, И. Н. Трапезникова. Распределение по энергиям локализованных состояний в аморфном гидрогенизированном кремнии // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 81-85. 4. Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких уровней при обмене носителями тока с обеими разрешенными зонами // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 4. С. 437-440. 5. Левин М. Н., Бормонтов Е. Н., Татаринцев А. В., Гитлин В. Р. Нестационарная спектроскопия поверхностных состояний в режиме постоянного подпорогового тока МДП транзистора // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 8. С. 60-64. 6. Гордиенко Ю. Е., Яковлев Д. Р. Тонкопленочные транзисторы на основе неупорядоченного кремния // Радиоэлектроника и информатика. 2000. Вып. 4. С. 4-8. 7. *Amorphous semiconductor technologies & devices*. V.6. Y. Hamakawa. Tokyo-Amsterdam, 1983. 8. Luigi Colalongo, Marina Valdinoci, Aurelio Pellegrini, Massimo Rudan. Dynamic modeling of amorphous-and polycrystalline-silicon devices // IEEE Trans. on ED. 1998. V. 45. № 4. PP. 826-833. 9. Holly Claudia Slade, Michael S. Shur. Analysis of bias stress on unpassivated hydrogenated amorphous silicon thin-film transistors // IEEE Trans. on ED. 1998. V. 45. № 7. PP. 1548-1553.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 26.09.2001