

# Зарядовые эффекты, контролирующие токовый гистерезис и отрицательное дифференциальное сопротивление в периодических наноразмерных структурах Si/CaF<sub>2</sub>

© Ю.А. Берашевич, А.Л. Данилюк, А.Н. Холод, В.Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
220013 Минск, Белоруссия

(Получена 16 апреля 2001 г. Принята к печати 14 июня 2001 г.)

Предложена кинетическая модель переноса носителей заряда в периодических наноразмерных структурах Si/CaF<sub>2</sub> по локализованным состояниям в диэлектрике. Показано, что возникновение встроенного электрического поля в диэлектрике в результате поляризации захваченного локализованными центрами заряда и последующий разряд этих центров объясняют гистерезис вольт-амперных характеристик при смене полярности приложенного внешнего напряжения и приводят к появлению участка отрицательного дифференциального сопротивления на этих характеристиках. Наиболее значимым фактором в появлении отрицательного дифференциального сопротивления в исследуемых структурах является плотность носителей заряда на контактах и величина зарядового напряжения. При температуре ниже 250 К участок отрицательного дифференциального сопротивления исчезает. Показано, что при экспериментальной регистрации вольт-амперных характеристик эффект от заряда-разряда локализованных центров должен уменьшаться при увеличении временного интервала измерения тока при постоянном напряжении и увеличении шага изменения приложенного напряжения и практически исчезает при 20 с и 0.6 В соответственно.

## 1. Введение

Интерес к наноразмерным структурам, образующим систему квантовых ям, возник несколько десятилетий назад в связи с возможностью построения на их основе приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Эффект ОДС в этих структурах возникает вследствие резонансного туннелирования носителей заряда [1]. Впервые этот эффект был обнаружен и в последующем глубоко исследован в полупроводниковых соединениях A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> [2].

В настоящее время большое внимание уделяется наноразмерным структурам на основе Si, основное преимущество которых связано с хорошо развитой технологией изготовления интегральных микросхем. Недавно эффект ОДС был экспериментально обнаружен при комнатной температуре в периодических наноразмерных структурах Si/CaF<sub>2</sub> [3], выращенных на подложках монокристаллического Si с ориентацией (111). Было показано, что наблюдаемый эффект связан с зарядовыми свойствами систем кремний-диэлектрик [3,4]. Однако механизм его возникновения и закономерности проявления не получили детального теоретического описания.

Цель данной работы состоит в анализе механизма переноса носителей заряда в периодических наноразмерных структурах кремний-диэлектрик, выявлении условий возникновения эффекта ОДС в них, а также разработке модели транспорта носителей заряда по локализованным состояниям в диэлектрике с учетом динамики захвата носителей на эти состояния, их переноса и освобождения.

## 2. Теоретическая модель

Перенос носителей заряда рассмотрен для периодической наноразмерной структуры кремний-диэлектрик [4]. Она состоит из  $N$  квантовых ям Si, разделенных  $N + 1$  потенциальными барьерами CaF<sub>2</sub>. Предполагается, что структура является беспримесной. Транспорт носителей заряда через такую структуру предполагается посредством следующих электронных процессов: инжекция носителей заряда из контактов; захват носителей на локализованные состояния в диэлектрике и их опустошение; рекомбинация неравновесных носителей заряда в полупроводнике. Кинетика изменения заряда в  $i$ -й квантовой яме структуры описывается следующей системой уравнений [5]:

$$\frac{dn_i}{dt} = g_{n,i-1}^t(n_{i-1}, n_i) + g_{n,i+1}^t(n_{i+1}, n_i) - g_{n,i}^t(n_i, n_{i-1}) - g_{n,i}^t(n_i, n_{i+1}) - \gamma_i n_i p_i, \quad (1)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = g_{p,i+1}^t(p_{i+1}, p_i) + g_{p,i-1}^t(p_{i-1}, p_i) - g_{p,i}^t(p_i, p_{i-1}) - g_{p,i}^t(p_i, p_{i+1}) - \gamma_i n_i p_i, \quad (2)$$

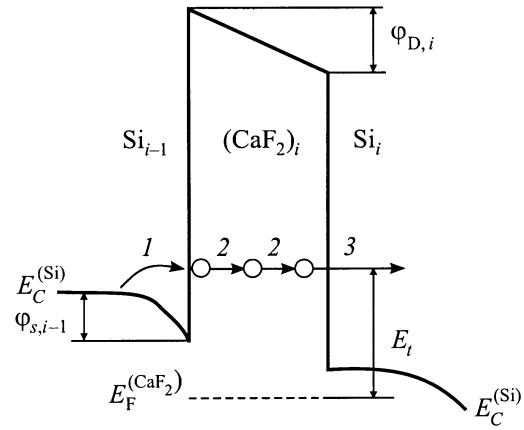
где  $i$  — период структуры ( $i = 1 \dots N$ ),  $n_i(p_i)$  — концентрация электронов (дырок) в  $i$ -м слое полупроводника;  $g_{n(p),i}^t$  — темп переноса электронов (дырок) через  $i$ -й слой диэлектрика с участием ловушек;  $\gamma_i$  — коэффициент рекомбинации электронов и дырок в  $i$ -м слое полупроводника.

Свойства локализованных состояний зависят от типа кристаллической решетки материалов, условий и способа формирования структуры. Основными причинами

возникновения таких состояний служат стехиометрические дефекты кристаллической решетки, структурные дефекты, в частности образованные в результате обрыва связей [6]. Локализованные состояния ведут себя как ловушки, способные захватывать носители заряда, и тем самым контролируют поток инжектированных с контактов носителей заряда и определяют вольт-амперные характеристики (ВАХ). В монокристаллических веществах энергетические уровни ловушек в запрещенной зоне обычно являются дискретными и характеризуются энергией  $E_t$ .

Положение ловушечного уровня для периодических структур Si/CaF<sub>2</sub> было определено в работе [7] как тангенс угла наклона зависимости  $\ln(J/V)$  от обратной температуры  $T^{-1}$ , где  $J$  — ток,  $V$  — потенциал. При отсутствии внешнего смещения энергия уровня равна 0.35 эВ и линейно уменьшается с ростом  $V$ , т.е.  $E_a = E_{C(V)} - E_t - qV$ , где  $q$  — заряд электрона. Это не укладывается в модели Пула-Френкеля и Шоттки, согласно которым энергия активации ловушки определяется как  $E_a = E_{C(V)} - E_t - \eta V^{1/2}$ , где  $\eta$  — коэффициент пропорциональности. Кроме того, в структурах Si/CaF<sub>2</sub> высота потенциальных барьеров составляет  $U_n = 3.3$  и  $U_p = 7.6$  эВ для электронов и дырок соответственно [8]. Поэтому, если  $E_a = 0.35$  эВ, то надбарьерный активационный перенос по ловушкам исключен ввиду практически его нулевой вероятности. Однако, согласно экспериментальным данным, при уменьшении температуры от 300 до 150 К ток падает на несколько порядков [7].

На основе приведенных данных предполагаем, что перенос носителей заряда в наноразмерных периодических структурах осуществляется как путем туннелирования через потенциальные барьеры, так и по системе локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрика. При этом измеряемая экспериментально энергия есть ничто иное, как энергия термоактивированного захвата носителей заряда на ловушки в квантовой яме, равная  $E_t - E_g/2 - q\phi_{s,i}$  (для собственного полупроводника), где  $\phi_{s,i}$  — падение потенциала в  $i$ -й яме полупроводника,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны Si. Движение захваченных носителей заряда в диэлектрике осуществляется посредством туннельных переходов с одной ловушки на другую. При этом расстояние между дефектами, создающими локализованные состояния, должно быть порядка  $a = (1-4)a_0$ , где  $a_0$  — постоянная решетки. Столь высокая концентрация дефектов свидетельствует о том, что они являются собственными дефектами матрицы CaF<sub>2</sub>, образующимися, например, вследствие разрыва связей Ca-F [9]. При приложении внешнего напряжения движение электронов будет осуществляться преимущественно в направлении внешнего поля. Описанные процессы переноса носителей заряда по уровню ловушек в диэлектрике представлены на энергетической диаграмме  $i$ -го периода структуры Si/CaF<sub>2</sub> на рис. 1. Прямое туннелирование носителей заряда через барьер при моделировании не учитывается, так как расчетные



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма периода структуры Si/CaF<sub>2</sub> и перенос носителей заряда в ней: 1 — захват носителя заряда из зоны проводимости кремния на ловушку в диэлектрике, 2 — туннельный перенос носителей заряда по ловушечному уровню в диэлектрике, 3 — туннелирование носителя с ловушки в потенциальную яму.

оценки [5] и экспериментальные данные [7] показывают, что его вероятность мала по сравнению с переносом через ловушки в области температур 200–300 К.

Вероятность перехода захваченных носителей заряда через  $i$ -й слой диэлектрика по ловушечным состояниям и последующий их переход в  $i$ -ю квантовую яму определяется как [10]

$$D_{n(p),i}(\phi_D) = \sum_{m=0}^{\infty} (p_m) m! \beta_{n(p),i}^m(\phi_D), \quad (3)$$

где

$$p_m = \frac{(H_a a^2 d_D)^m}{m!} \exp(-H_a a^2 d_D)$$

— вероятность расположения  $m$  ловушек на траектории движения носителей заряда через диэлектрик;

$$\beta_{n(p),i}(-\phi_D)$$

$$= \left[ -2m_{n(p)}^* \left( -qU_{n(p)} + E_t - q\phi_{D,i} \frac{a}{d_D} \right) / \hbar^2 \right]^{-0.5} / a$$

— вероятность туннельного перехода захваченного носителя заряда обратно в  $(i-1)$ -ю яму [10];  $m_{n(p)}^*$  — эффективная масса электрона (дырки);  $d_D$  — толщина диэлектрика;  $\phi_{D,i}$  — падение потенциала в  $i$ -м слое диэлектрика. Количество состояний на траектории движения носителей заряда по ловушечному уровню связано с толщиной барьера, расстоянием между ловушечными центрами и величиной отклонения траектории движения от прямолинейной [10].

Кинетику изменения плотности носителей заряда, находящихся в  $i$ -м слое диэлектрика, за счет процессов зарядки и разрядки локализованных состояний в нем

записываем в виде

$$\frac{dn_i^t}{dt} = \alpha n_{i-1} n_i^t(\varphi_s) [1 - D_{n,i}(\varphi_D)] + \alpha n_i n_i^t(-\varphi_s) [1 - D_{n,i}(-\varphi_D)], \quad (4)$$

$$\frac{dp_i^t}{dt} = \alpha p_i p_i^t(\varphi_s) [1 - D_{p,i}(\varphi_D)] + \alpha p_{i-1} p_i^t(-\varphi_s) [1 - D_{p,i}(-\varphi_D)], \quad (5)$$

где  $\alpha$  — коэффициент захвата носителей заряда на ловушки, определяемый произведением сечения захвата  $S$  и тепловой скорости носителей заряда

$$v_T = \left( \frac{k_B T}{2\pi m_{n(p)}^*} \right)^{1/2},$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $n_i^t(\varphi_s)$ ,  $p_i^t(\varphi_s)$  — плотности носителей заряда, захваченных на ловушки, которые зависят от концентрации пустых ловушек и могут быть определены как

$$n_i^t(\varphi_s) = \frac{H_a D_i^t(\varphi_s)}{1 + D_i^t(\varphi_s)}, \quad (6)$$

где  $H_a$  — суммарная плотность пустых и заполненных ловушечных состояний в диэлектрике;  $D_i^t(\varphi_s)$  — функция заполнения ловушечных уровней носителями заряда из  $(i-1)$ -й квантовой ямы с учетом их обратного перехода в ту же яму для случая однородного пространственного распределения ловушек, равная [11]

$$D_i^t(\varphi_s) = \delta \exp\left(-\frac{E_t - E_g/2}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{q\varphi_{s,i-1}}{k_B T}\right) \times \left[1 - \beta_{n(p),i}(-\varphi_D)\right], \quad (7)$$

где  $\delta$  — фактор вырождения уровней ловушек ( $\delta = 2$ ).

С учетом записанных выражений (4), (5) система уравнений (1), (2), описывающая кинетику изменения концентрации электронов и дырок в  $i$ -й яме, принимает вид

$$\frac{dn_i}{dt} = \alpha \left[ n_{i-1} n_i^t(\varphi_s) D_{n,i}(\varphi_D) - n_i n_i^t(-\varphi_s) D_{n,i}(-\varphi_D) + n_{i+1} n_{i+1}^t(-\varphi_s) D_{n,i+1}(-\varphi_D) - n_i n_{i+1}^t(\varphi_s) D_{n,i+1}(\varphi_D) \right] - \gamma_i n_i p_i, \quad (8)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = \alpha \left[ p_{i+1} p_{i+1}^t(\varphi_s) D_{p,i+1}(\varphi_D) - p_i p_{i+1}^t(-\varphi_s) D_{p,i+1}(-\varphi_D) + p_{i-1} p_i^t(-\varphi_s) D_{p,i}(-\varphi_D) - p_i p_i^t(\varphi_s) D_{p,i}(\varphi_D) \right] - \gamma_i n_i p_i. \quad (9)$$

Накопленный заряд в тонком слое диэлектрика перераспределяется и поляризуется внешним приложенным потенциалом. Это учитываем с помощью уравнения Пуассона для слоя диэлектрика

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{d\varphi_{D,i}}{dx} \right) = -\frac{q(n_i^t - p_i^t)}{\varepsilon_0 \varepsilon_D} \quad (10)$$

и слоя полупроводника

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{d\varphi_{s,i}}{dx} \right) = \frac{q(n_i - p_i)}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}. \quad (11)$$

Решения (10) и (11) сшиваются на границах раздела по потенциалу и напряженности поля с учетом полного падения потенциала в структуре:

$$\sum_{i=1}^{N+1} (\varphi_{D,i} + \varphi_{s,i}) = V_{\text{bias}}, \quad (12)$$

где  $V_{\text{bias}}$  — внешнее смещение,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $\varepsilon_s$ ,  $\varepsilon_D$  — относительные диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика соответственно.

Решение системы уравнений (4), (5), (8)–(13) проводилось для случая, когда лимитирующим процессом является захват носителей заряда на ловушечные состояния, в предположении, что толщины слоев диэлектрика и полупроводника, коэффициент рекомбинации, энергетическое положение локализованных состояний и относительные диэлектрические проницаемости материалов одинаковы для всех периодов структуры. Концентрация носителей на электронном и дырочном контактах полагалась одинаковой и равной  $n_k$ .

### 3. Результаты расчетов и их обсуждение

Из результатов проведенных экспериментов [3,4,7,12] следует, что ВАХ  $J(V_{\text{bias}})$  периодической структуры Si/CaF<sub>2</sub> зависят от ее геометрии, а также от условий электрических измерений, таких как величина и временной интервал изменения внешнего смещения. Поэтому моделирование ВАХ проводилось с учетом перечисленных факторов. Параметры, использованные в расчетах, приведены в таблице.

На рис. 2 представлены результаты моделирования ВАХ структуры, состоящей из  $N = 4$  периодов Si/CaF<sub>2</sub>. При изменении напряжения от  $-V_{\text{max}}$  до  $+V_{\text{max}}$  и наоборот наблюдается гистерезис ВАХ. Это обстоятельство связано с возникновением внутренних полей в диэлектриках при поляризации захваченного заряда, направление которых противоположно внешнему полю. При этом изменение направления тока происходит при ненулевом потенциале, когда внутренние поля уравновешивают внешнее поле.

Кроме того, ВАХ характеризуется ярко выраженным участком ОДС. Максимум тока ОДС находится в области

Параметры, используемые для моделирования переноса носителей заряда в слоистых структурах Si/CaF<sub>2</sub>

Параметр	Величина
Толщина слоя CaF <sub>2</sub>	2 нм
Толщина слоя Si	1.5 нм
Число периодов	4–20
Эффективная масса электрона	$0.35m_0$ [13]
Эффективная масса дырки	$0.42m_0$ [13]
Относительная диэлектрическая проницаемость CaF <sub>2</sub>	5 [14]
Относительная диэлектрическая проницаемость Si	7.5 [14]
Плотность носителей заряда на контактах	$10^{24} - 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Плотность ловушек	$10^{26} \text{ м}^{-3}$
Сечение захвата носителей заряда на ловушки	$10^{-21} \text{ м}^2$
Энергетическое положение ловушечного уровня ( $E_t - E_g/2$ )	0.35 эВ [7]
Временной интервал поддержания постоянного напряжения	1–20 с
Шаг изменения напряжения	0.1–0.6 В

нулевого потенциала. Этот максимум уменьшается и смещается в область положительных напряжений по мере роста временного шага изменения внешнего напряжения смещения (рис. 3). С ростом указанного шага гистерезис ВАХ также становится менее выраженным.

Смещение нулевого тока и образование ОДС в данном случае связаны с процессами заряда и разряда локализованных состояний в диэлектрических слоях периодической структуры при пошаговом приложении внешнего напряжения смещения. При определенном шаге изменения смещения захваченный в диэлектрике заряд не успевает рассасываться за время поддержания фиксированного потенциала. В диэлектрических слоях структуры возникают внутренние поля, создаваемые захваченными зарядами. При некоторой величине внешнего смещения внутреннее поле уравнивает внешнее — в этом случае ток достигает минимума. При дальнейшем уменьшении отрицательного смещения начинает преобладать ток противоположного направления за счет разряда ловушек. Этот ток возрастает до максимального значения при нулевом потенциале, что и определяет образование ОДС. При переходе потенциала в область положительных значений ток, обусловленный внешним смещением, начинает расти и компенсировать ток разряда. В минимуме ОДС происходит выравнивание этих токов. Понижение максимума тока ОДС и сглаживание этой области (рис. 3) при увеличении временного шага изменения внешнего напряжения смещения объясняется снижением внутренних полей за счет падения концентрации заряда на локализованных состояниях в диэлектрике, так как большая часть этого заряда успевает рассосаться, т. е. покинуть ловушки.

Увеличение числа периодов структуры является причиной исчезновения участка ОДС, так как приводит к уменьшению падения потенциала на одном периоде структуры и соответственному снижению накопления заряда в каждом слое диэлектрика, хотя общая способность структуры к накоплению заряда не изменяется, как это показано на рис. 4. При увеличении числа периодов происходит сглаживание участка ОДС и снижение токового максимума.

Степень заполнения ловушек зависит от концентрации носителей заряда на контактах и от приложенного потенциала. Результаты расчета ВАХ в зависимости от концентрации носителей на контактах показаны на рис. 5. Из полученных данных можно заключить, что

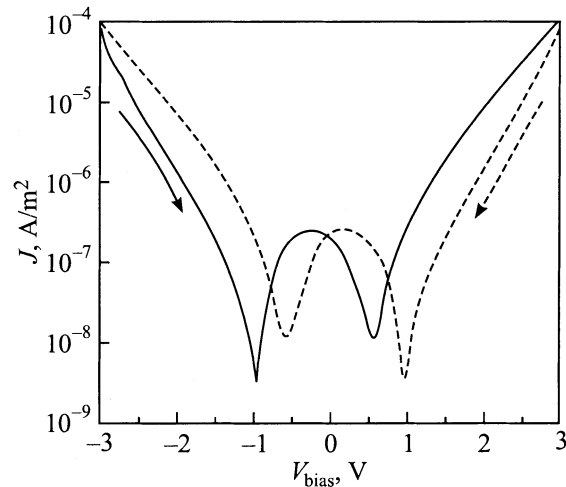


Рис. 2. Гистерезис вольт-амперной характеристики структуры Si/CaF<sub>2</sub> при смене полярности внешнего смещения и параметрах расчета:  $t_S = 1 \text{ с}$ ;  $N = 4$ ,  $n_k = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ .

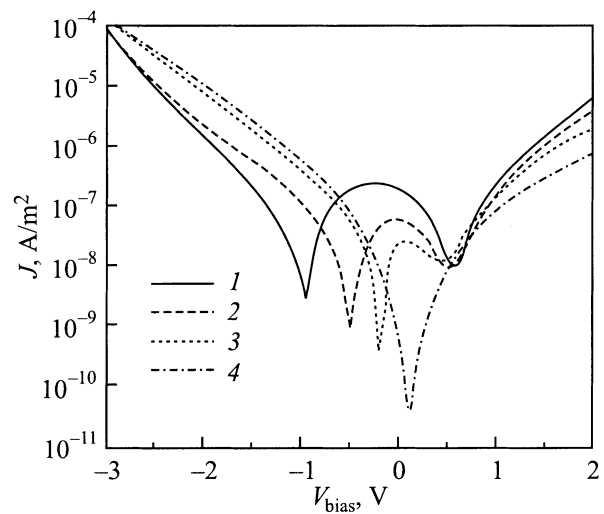
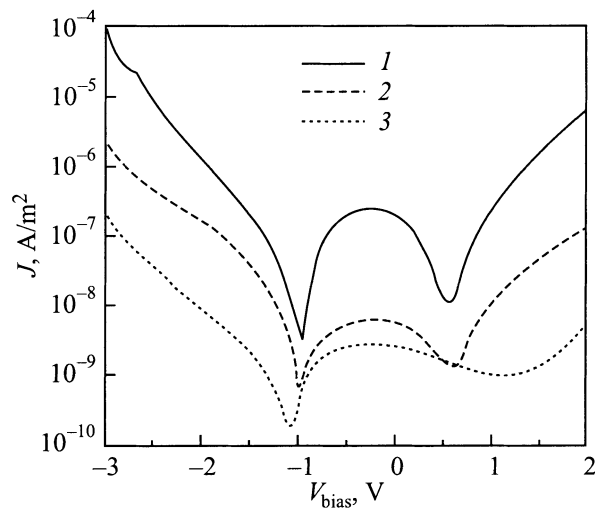
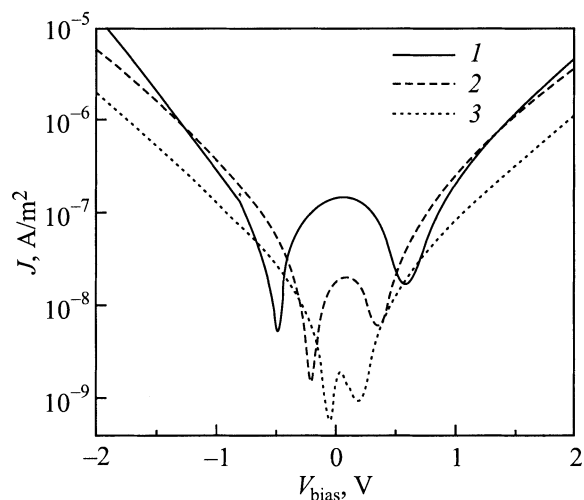


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика структуры Si/CaF<sub>2</sub> при временных шагах изменения внешнего напряжения смещения  $t_S$ , с: 1 — 1, 2 — 3, 3 — 10, 4 — 20. Параметры расчета:  $N = 4$ ,  $n_k = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ .



**Рис. 4.** Вольт-амперная характеристика структуры Si/CaF<sub>2</sub> при изменении числа периодов  $N$ : 1 — 4, 2 — 10, 3 — 20;  $t_s = 1$  с,  $n_k = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ .



**Рис. 5.** Вольт-амперная характеристика структуры Si/CaF<sub>2</sub> при величине начального смещения  $V_{\text{max}} = -2$  В и параметрах:  $N = 4$ ,  $t_s = 1$  с,  $n_k = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ : 1 — 10, 2 — 5, 3 — 1.

с ростом концентрации на контактах наблюдается увеличение области ОДС. Это справедливо при условии, что концентрация ловушек существенно превышает концентрацию на контактах. Однако рост ОДС ограничивается поляризацией диэлектрика, которая уменьшается с ростом степени заполнения ловушек носителями заряда. Если это условие не соблюдалось, то рост гистерезиса ВАХ и области ОДС не происходит.

В проведенных расчетах также было оценено влияние температуры на ВАХ периодической структуры Si/CaF<sub>2</sub>. Как показали полученные результаты, при снижении температуры от 300 до 150 К ток экспоненциально убывает в  $10^5$  раз. Область ОДС нивелируется при понижении температуры до 280 К и исчезает, как и эффект гисте-

резиса, при температуре 250 К по причине экспоненциального уменьшения вероятности захвата носителей заряда на локализованные состояния в диэлектрике и их накопления на этих состояниях. Уменьшение толщины диэлектрика также снижает эффект от накопления заряда в структуре.

#### 4. Заключение

Предложена модель транспорта носителей заряда в периодических наноразмерных структурах Si/CaF<sub>2</sub> путем переноса по локализованным состояниям в диэлектрике, которая была использована для анализа механизма появления отрицательного дифференциального сопротивления, экспериментально наблюдаемого в таких структурах. Установлено, что возникновение встроенного поля в диэлектрике в результате поляризации захваченного локализованными состояниями заряда и последующий разряд этих состояний объясняют гистерезис вольт-амперных характеристик при смене полярности приложенного внешнего напряжения и приводят к появлению участка отрицательного дифференциального сопротивления на этих характеристиках. Показано, что при экспериментальной регистрации вольт-амперных характеристик эффект заряда-разряда локализованных состояний должен уменьшаться при увеличении временного интервала измерения тока до 20 с и шага изменения приложенного напряжения до 0.6 В. Наиболее сильное влияние на появление отрицательного дифференциального сопротивления в исследуемых структурах оказывает плотность носителей заряда на контактах, плотность ловушечных центров и величина приложенного начального смещения. Снижение температуры от комнатной до 250 К ведет к исчезновению участка отрицательного дифференциального сопротивления. При комнатной же температуре это происходит, если структура состоит более чем из 25 периодов.

Работа выполнена в рамках Межвузовской программы "Нанoeлектроника" и проекта Т99-102 Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

#### Список литературы

- [1] L.L. Chang, P.J. Stiles, L. Esaki. *J. Appl. Phys.*, **38**, 4440 (1967).
- [2] L. Esaki. *Phys. Rev.*, **109**, 63 (1958).
- [3] S. Ménard, A.N. Kholod, M. Liniger, F. Bassani, V.E. Borisenko, F. Arnaud d'Avitaya. *Phys. St. Sol. (a)*, **181**, 424 (2000).
- [4] S. Ménard, M. Liniger, F. Bassani, F. Arnaud d'Avitaya, A.N. Kholod. In: *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*, ed. by V.E. Borisenko et al. (World Scientific, Singapore, 1999) p. 365.
- [5] Ю.А. Берашевич, А.Л. Данилюк, А.Н. Холод, В.Е. Борисенко. *ФТП*, **35** (1), 110 (2001).
- [6] E.H. Nicollan. *J. Vac. Sci. Technol.*, **14**, 1112 (1977).
- [7] V. Ioannou-Sougleridis, T. Ouisse, A.G. Nassiopoulou, F. Bassani, F. Arnaud d'Avitaya. *J. Appl. Phys.*, **89** (1), 610 (2001).

- [8] M.T. Cuberes, A. Bauer, H.J. Wen, M. Prietsch, G. Kaindl. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**, 2646 (1994).
- [9] V. Ioannou-Sougleridis, T. Tsakiri, A.G. Nassiopoulou, F. Bassani, S. Menard, F. Arnaud d'Avitaya. *European Projects: Silicon Modules for Integrated Light Engineering* (Marseille, France, 2000) p. 133.
- [10] В.Я. Кирпиченков. *ЖЭТФ*, **113**, 1522 (1998).
- [11] К. Као, В. Хуанг. *Перенос электронов в твердых телах* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 350. [Пер. с англ.: К.С. Као, W. Hwang. *Electrical transport in solids* (Oxford–N.Y.–Toronto–Sydney–Paris–Frankfurt, Pergamon Press) v. 1].
- [12] J.M. Shannon, В.А. Morgan. *J. Appl. Phys.*, **86**, 1548 (1999).
- [13] С. Svensson, I. Lundström. *J. Appl. Phys.*, **44**, 4657 (1973).
- [14] В.Е. Борисенко, А.Л. Данилюк, А.Н. Холод. *Микроэлектроника*, **27**, 170 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

### **Charge effects controlling hysteresis of current and negative differential resistance in periodical nanosize Si/CaF<sub>2</sub> structures**

J.A. Berashevich, A.L. Danilyuk, A.N. Kholod, V.E. Borisenko

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,  
220013 Minsk, Belarussia

**Abstract** A kinetic model of thermoemission carrier transport in nanosize periodical structures Si/CaF<sub>2</sub> via traps in dielectric is proposed. Computer simulation of the current–voltage characteristics of such structures has shown that the inside field arises in a dielectric due to polarization of the trapped charge. This results in current hysteresis and negative differential resistance region at the current–voltage characteristics when the bias polarity is changed. The nature of trap states in the dielectric affects significantly the appearance of the negative differential resistance. At temperature below 250 K, the portion of negative differential resistance vanishes. At experimental registration of current–voltage characteristics the charge–discharge processes of the trap states should become gradually less efficient with an extension of the time interval of the current measurements at a constant voltage up to 20 s, as well as with applied voltage steps increase to 0.6 V.