НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТАКТА ИНДИЙ/ЛЕГИРОВАННЫЙ СУРЬМОЙ КРЕМНИЙ

А. Г. Трафименко¹, А. Л. Данилюк¹, С. Л. Прищепа^{1,2}

¹⁾ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, П. Бровки 6, 220013 Минск, Беларусь, ²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Россия e-mail: evdokimovithi@gmail.com)

Представлены результаты моделирования низкотемпературного распределения концентрации инжектированных электронов из индиевого контакта в кремний, легированный сурьмой, с учетом их локализации на нейтральных ловушках в приконтактной области кремния. Показано, что распределение электронного заряда является немонотонным и вырождается в узкий провал на расстоянии немногим более 2 нм от границы раздела, что ведет к возникновению неустойчивости электронной системы. Данный эффект обусловливает осцилляции дифференциального сопротивления при латеральном токопереносе в кремнии.

Ключевые слова: легированный кремний; контакт; индий; сурьма; неустойчивость; ловушечные состояния.

LOW-TEMPERATURE INSTABILITY OF THE ELECTRON SYSTEM OF INDIUM/ANTIMONY-DOPED SILICON CONTACT

A. G. Trafimenko¹, A. L. Danilyuk¹, S. L. Prischepa^{1,2}

¹⁾Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, P.Browka, 6, 220013 Minsk, Belarus
²⁾National Research Nuclear University "MEPhI" Kashirskoe highway 31, 115409 Moscow, Russia Corresponding author: A. G. Trafimenko (evdokimovithi@gmail.com

The results of modeling the low-temperature distribution of the concentration of injected electrons from the indium contact into antimony-doped silicon, considering their localization on neutral traps in the contact region of silicon, are presented. It is shown that the distribution of the electron charge is nonmonotonic and degenerates into a narrow dip at a distance of a little more than 2 nm from the interface, which leads to instability of the electronic system. This effect causes oscillations of differential resistance during lateral current transfer in silicon.

Key words: doped silicon; contact; indium; antimony; instability; trapped states.

введение

Актуальность изучения контактных явлений в настоящее время не снижается. Существующие проблемы, связанные с шумом, нестабильностью, краевыми эффектами, дефектностью требуют углубленного исследования процессов токопереноса в контактных областях. В зоне контактирующих твердых тел с разными работами выхода нарушается пространственная однородность электронной концентрации, что и обусловливает проявление различного рода контактных явлений, связанных с шумом и неустойчивостью. Большинство исследований контактных явлений посвящено рассмотрению свойств обеденных слоев (слоев Шоттки) непосредственно в зоне контакта [1]. В то время как контактные явления в условиях обогащения остаются сравнительно малоизученными.

Целью работы является моделирование распределения электронной концентрации и напряженности электрического поля в области омического контакта индий/кремний (In/Si) при температуре 2 К с учетом локализации электронов на нейтральных ловушечных состояниях. Для достижения цели применяется подход, развитый в работах [2, 3], согласно которому самосогласованно рассматривается распределение электронов проводимости n и напряженности электрического поля E на интерфейсе металлический контакт/изолятор. В данной работе указанный подход модифицирован с учетом захвата электронов и ионизации состояний сурьмы в кремнии.

модель

Рассмотрим распределение электронной концентрации и напряженности электрического поля в приконтактных областях индия и кремния. В металлическом контакте согласно [2] для параболической зоны и линейного приближения Томаса-Ферми распределение напряженности электрического поля $E_m(x)$ в приконтакной области определяется дифференциальным уравнением вида:

$$\frac{j}{q\mu n_m} = -\frac{2\varepsilon_0 \chi_m}{3q^2 n_m} \frac{d^2 E_m(x)}{dx^2} + E_m(x), \qquad (1)$$

где n_m , χ_m – концентрация и химический потенциал электронов в объеме металлического контакта, q - элементарный заряд, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Решение уравнения (1) имеет вид

$$E_m(x) = \left[E_{0m} - \frac{j}{\sigma_m} \right] \exp\left(\frac{x}{l_{TF}}\right) + \frac{j}{\sigma_m}$$
(2)

где j – плотность тока, σ_m – удельная проводимость металлического контакта, l_{TF} – радиус экранирования Томаса-Ферми, E_{0m} – напряженность электрического поля на границе раздела в металле, x – координата, нормальная к плоскости контакта; x=0 соответствует границе раздела и в кремнии x>0.

Распределение инжектированных в кремний электронов при низкой температуре, при которой электронная система является вырожденной, а в кремнии отсутствуют собственные носители заряда, описываем одномерной моделью диффузионнодрейфового динамического равновесия в сочетании с уравнением Пуассона для напряженности электрического поля в кремнии $E_s(x)$ [4]:

$$j = qn\mu E_s + qD\frac{dn}{dx}, \qquad (3)$$

$$\frac{dE_s}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(n + n_t \right), \tag{4}$$

где µ=qт/me - подвижность электронов в кремнии, $D(n) = E_F \tau / m_e$ – их коэффициент диффузии, $E_F = \hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3} / 2m_e$ – энергия Ферми электронов проводимости в

кремнии, т - время релаксации импульса электронов проводимости, m_e – эффективная масса электрона в кремнии, ε – относительная диэлектрическая проницаемость в приповерхностной области кремния, n_t – концентрация заполненных электронами ловушек, определяемая из уравнения кинетики в стационарном состоянии [4]:

$$\alpha_n n \left(N_t - n_t \right) - n_t p \left(E \right) = 0, \qquad (5)$$

где α_n – темп захвата электронов на ловушки, N_t – полная концентрация ловушек, p(E) –вероятность ионизации ловушечных состояний (D⁻ состояний). Определяя из (5) концентрацию n_t и подставляя ее в уравнение Пуассона (4), получим систему дифференциальных нелинейных уравнений:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{m_e}{qE_F(n)\tau} \left(j - q^2 nE_s \tau / m_e \right), \tag{6}$$

$$\frac{dE_s}{dx} = -\frac{qn}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(1 + \frac{\alpha_n N_t}{\alpha_n n + p(E_s)} \right).$$
(7)

Вероятность ионизации ловушечных состояний в данном случае определяем из модели многофононной ионизации отрицательно заряженных D⁻ состояний [5]. В случае многофононных переходов с туннелированием электронов вероятность ионизации, в том числе с учетом кулоновского заряда ловушки, можно определить как [5]:

$$p(E_s) = p(0) \exp\left(\frac{q^2 E_s^{22} \tau_2^3}{3hm_e}\right) \exp\left(\frac{2qm_e}{\epsilon_{\delta}\tau_2 hE_s} \ln\frac{4q^2 E_s^2 \frac{3}{2}}{hm_e}\right).$$
(8)

Здесь p(0) – вероятность ионизации при $E_s=0$, h – постоянная Планка, время τ_2 характеризует туннельный переход ловушки из основного состояния в возбужденное, при котором электрон занимает в ловушке наивысший энергетический уровень, но попрежнему имеет нулевую кинетическую энергию [5]. Темп захвата на нейтральные водородоподобные состояния определяем из [6]:

$$\alpha_{n} = \frac{\xi^{2}}{4} \left(\frac{E_{c}^{2}}{h\rho_{0}s^{2}} \right) \kappa q^{3} \left[A(\kappa, k, q)^{2} - B(\kappa, k, q)^{2} + \frac{4}{\kappa^{2} + (k+q)^{2}} \frac{1}{\kappa^{2} + (k+q)^{2}} \right], \quad (9)$$

где ξ – коэффициент, близкий к 1, E_c – константа акустического деформационного потенциала, ρ_0 – плотность кремния, s – скорость звука в кремнии, $\kappa = (2m_e E_b)^{1/2}/h$, $k = (3\pi^2 n)^{1/3}$ – волновое число для электронов проводимости, $q = (E_b/hs)[1+E_F(n)/E_b]$, функции A и B, зависящие от параметров к, q, k, ввиду их громоздкости не приводим, их вид показан в [6], E_b – энергия связи электрона в D⁻ состоянии.

Для решения системы уравнений (6)-(9) необходимо задать граничные условия в кремнии на границе раздела E_{s0} , n_{0s} . Кроме того, при $x \rightarrow \infty$, $dE_s/dx \rightarrow 0$. Самосогласованное рассмотрение переноса заряда через границу металл/изолятор требует непрерывности электрического смещения и электрохимического потенциала [2,3]. При переходе через границу раздела нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля терпит разрыв, а нормальная составляющая вектора электрических полей связаны соотношением $\varepsilon E_{s0} = E_{m0}$ и из условия непрерывности электрохимического потенциала [2] получаем следующую взаимосвязь величин n_{s0} , E_{s0}

$$E_F(n_{s0}) + \Delta - (ql_{TF}\varepsilon E_{s0}) = \frac{ql_{TF}}{\sigma_m}j, \qquad (10)$$

где Δ – барьер на границе для электронов, равный разности работ выхода кремния и металла.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для проведения расчета использовались параметры индия: удельная проводимость $\sigma_m = 1,2 \cdot 10^7$ См/м, работа выхода $\Phi_m = 3,6-4,09$ эВ, концентрация электронов проводимости $n_m = 3,86 \cdot 10^{22}$ см⁻³, химический потенциал (энергия Ферми) 4,176 эВ, длина экранирования Томаса-Ферми $l_{TF} = 0,63$ Å. Параметры кремния взяты из [4]. Получены решения системы уравнений (6)-(10) и результаты расчетов концентрации n_t заполненных электронами ловушек из уравнения (5). Полученные результаты показали, что в приконтактной области кремния концентрация инжектированных электронов проводимости *n* существенно на несколько порядков снижается на расстоянии немногим более 2 нм, рис. 1. Изменение напряженности электрического поля при этом составляет не более 1 порядка. Концентрация заряженных ловушечных состояний характеризуется немонотонным распределением в области от 1,0 до 2 нм, рис. 1 (кривые 2). На больших чем 2 нм расстояниях распределение электронных концентраций *n* и *n*₁ вырождается в узкий провал, в котором теряется однозначность решения системы (6), (7). Стягивание решений в вертикальный провал в данном случае свидетельствует, на наш взгляд, о наличии фазового перехода электронной системы в нестационарное состояние. В этом случае теряется возможность совместного существования двух электронных систем: проводимости и локализованных на ловушках. Подтверждением такой ситуации является стремление электронных концентраций n и n_t к равенству между собой, что видимо ведет к нарушению стационарности условия баланса в (5).



Рисунок 1. Распределение концентраций электронов проводимости *n* (1) и электронов, захваченных на ловушечные состояния *n_t* (2) в приконтактной области кремния при $\Phi_m = 3,9$ эВ (*a*), $\Phi_m = 3,7$ эВ (*б*)

Причины, вероятнее всего, состоят в существенно нелинейных зависимостях вероятности ионизации D⁻ состояний от напряженности электрического поля, величина которого самосогласованно связана с распределением электронного заряда, и темпа захвата электронов на нейтральные ловушки от концентрации электронов проводимости. При этом зависимость темпа захвата $\alpha_n(n)$ для низкой температуры, когда электронная система вырождена, от концентрации электронов проводимости, определяющей их энергию, является существенно немонотонной, рис. 2, *a*.



Рисунок 2. (*a*) Коэффициент захвата электронов на нейтральные ловушки ст, в зависимости от концентрации электронов проводимости *n*. (*б*) Дифференциальное сопротивление структуры Si/In в зависимости от плотности тока при температуре 2 К

На рис. 2, б показаны низкотемпературные осцилляции дифференциального сопротивления R, возникающие при латеральном токопереносе в структуре индий/кремний/индий, которые получены из результатов измерений ВАХ кремния, легированного сурьмой с концентрацией 10^{18} см⁻³. Соответствующие экспериментальные данные при температуре 2 К приведены в [7]. Проведенная обработка экспериментальной ВАХ позволила получить зависимости дифференциального сопротивления от плотности тока, R(j), рис. 2, δ . Как можно видеть, до величины плотности тока j = 0,028 А/см² наблюдаются осцилляции R(j), а затем возникает область отрицательного дифференциального сопротивления. Наблюдаемые осцилляции дифференциального сопротивления при латеральном токопереносе в кремнии между двумя индиевыми контактами мы связываем с колебаниями электронного заряда, возникающими в приконтактной области из-за неустойчивости электронной системы, которые распространяются в область вдали от контакта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, электронная система инжектированных из индиевого контакта электронов в кремний при их локализации на нейтральных ловушках характеризуется неустойчивостью. Возмущения электронного заряда $q(n+n_t)$ в приконтактной области кремния возникают за счет конкуренции процессов инжекции, захвата, ионизации и приводят к нарушению динамического равновесия. Указанные факторы на наш взгляд обусловливают возникновение осцилляций дифференциального сопро-

тивления вдали от области контакта при латеральном токопереносе в системе In/Si/In.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

- R.T. Tung, L. Kronik. Quantitative explanation of the Schottky barrier height. Phys. Rev. B 2021. -Vol. 103, Iss. 3. – P. 035304.
- 2. Self-consistent theory of unipolar charge-carrier injection in metal/insulator/metal systems/ F. Neumann [et al.] // J. Appl. Phys. – 2006. – Vol. 100, Iss. 8. – P. 084511.
- 3. Self-consistent analytical solution of a problem of charge-carrier injection at a conductor/insulator interface/ F. Neumann[et al.] // Phys. Rev. B 2003. 75, 205322.
- 4. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х книгах. Кн.1 / С. Зи. М.: Мир, 1984.- 456 с.
- Богословский, Н.А. Нелинейность вольт-амперных характеристик халькогенидных стеклообразных полупроводников, обусловленная многофононной туннельной ионизацией *U*-минус центров/ Н.А. Богословский, К.Д. Цэндин// Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 10. – С. 1378–1382.
- Energy dependence of the carrier capture coefficient for neutral shallow impurities in semiconductors/ S. G. Dmitriev [et al.] // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – Vol. 8, Iss. 4. - P. 544–548.
- Negative differential resistance in *n*-type noncompensated silicon at low temperature/ A.L. Danilyuk, [et al.] // Appl. Phys. Letters. – 2016. - Vol. 109, Iss. 22 – P.222104.

НАНОНЕОДНОРОДНЫЕ СТРУКТУРЫ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ И РЕЛАКСОРОВ

А. В. Филимонов^{1, 2}, С. Б. Вахрушев³, Ю. А. Бронвальд³, И. П. Раевский⁴

¹⁾ Академический университет им. Ж.И. Алферова РАН, ул. Хлопина, 8, 194021 Санкт-Петербург, Россия

²⁾ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, 195251 Санкт-Петербург, Россия, e-mail: filimonov@rphf.spbstu.ru

³⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021 Санкт-Петербург, Россия, e-mail: s.vakhrushev@mail.ioffe.ru ⁴⁾ Южный Федеральный Университет,. ул. Б. Садовая, 105/42 344006, г. Ростов-на-Дону, Россия, e-mail: igorraevsky@gmail.com

Твердые растворы антисегнетоэлектрик/сегнетоэлектрик (АСЭ/СЭ) и релаксор/антисегнетоэлектрик демонстрируют большое количество различных нанонеоднородных состояний. В настоящей работе приводятся результаты комплексного исследования несоразмерных, модулированных и нанодоменных структур в кристаллах PbZr_{1-x}Ti_xO₃ (ЦТС) и (PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O₃)_{1-x}(PbSc_{1/2}Nb_{1/2}O₃) (PMN-PSN) методами атомной силовой микроскопии и рассяяния рентгеновского (синхротронного (СИ)) излучения. Прослежено формирование антифазных доменов АСЭ фазы и влияние на них электрического поля. Продемонстрировано разбиение PMN-PSN на субмикронные структурные домены.

Ключевые слова: антисегнетоэлектрик; релаксор; модулированные структуры; рассеяние синхротронного излучения.