Известия НАН Армении, Физика, т. 39, №6, с. 389-397 (2004)

УДК 621.382

# МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА ТОКА В МИКРОСТРУКТУРАХ КАРБИДКРЕМНИЕВОЙ КЕРАМИКИ

## В.М. АРУТЮНЯН<sup>1</sup>, В.В. БУНИАТЯН<sup>2</sup>, М.Г. ТРАВАДЖЯН<sup>2</sup>, Л.А. МИКАЕЛЯН<sup>2</sup>, П. СУКИАСЯН<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет

<sup>2</sup>Государственный инженерный университет Армении

<sup>3</sup>Университет Париж-Сад, Орсей Седекс, Франция

(Поступила в редакцию 5 июня 2004 г.)

Проведены теоретические исследования вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик и импеданса микроструктуры карбидкремниевой керамики. Предложена модель переноса тока в керамических микроструктурах с учетом наличия диэлектрического слоя и ловушечной концентрации на границе раздела зерен.

## 1. Введение

Технология карбида кремния достигла значительного прогресса - получены высококачественные объемные монокристаллы и реализован широкий класс электронных приборов, включая высокотемпературные [1-3] и высокочастотные приборы, а также различные сенсоры [4-17]. С другой стороны, практический интерес представляет и карбидкремниевая керамика, имеющая характеристики поликристаллического полупроводника. На основе такой керамики возможно изготовление стабильных и экономичных приборов, способных работать в экстремальных условиях эксплуатации. Помимо этого, возможность формирования наноструктурной керамики на основе карбида кремниевой матрицы может привести к созданию приборов с улучшенными параметрами и уникальными свойствами. Известно, что электрические свойства керамического полупроводника зависят от его микроструктуры, главным образом от размера и состояния границы раздела зерен [5,7,18], наличия изолирующих слоев, различных ловушек и дефектов на границе раздела, которые в свою очередь зависят от условий синтеза керамики. Как известно [5,18], такая микроструктура неоднородна, что обуславливает неоднородность электрических параметров керамического полупроводника. В связи с этим для проектирования и изготовления карбидкремниевых керамических микроприборов необходимы количественные исследования электрических

свойств микроструктуры. Нами предложена модель переноса тока и исследованы электрические свойства карбидкремниевой керамики с учетом характерных особенностей микроструктуры.

#### 2. Теория

Рассмотрим структуру керамики, в которой предполагается, что каждое зерно является монокристаллическим полупроводником *n*-типа, а между зернами имеется слой диэлектрика с толщиной *d* (рис.1) и поверхностные уровни ловушек с концентрацией  $N_t$ . Граница зерен есть поверхность, по которой контактируют соседние зерна с различной кристаллической ориентацией. Пусть ток течет в зернах и через границу раздела, но не течет вдоль границы зерна. При таком допущении граница раздела обладает отрицательным зарядом, так как электроны в каждом зерне захватываются незапол-





ненными связями на границе раздела. В результате положительные объемные заряды распределяются в зерне вблизи границы раздела, так как ионизированные доноры локализованы там же. Допустим также, что захват на границе зерен происходит через доноры в зерне с обеих сторон.

Количество захваченных на границе зерна электронов равно  $n_TS$ , где  $n_T$  – концентрация ловушек,  $S = S_0 \alpha_c$ ,  $S_0$  является площадью одной контактной точки между зерном и диэлектрическим слоем,  $\alpha_c$  – количество контактных точек. Пусть эффективная концентрация неоднородно легированных доноров в каждом зерне равна  $n_d$  и приложенное напряжение – V. Электрическое поле вокруг каждого зерна может быть вычислено, основываясь на распределении заряда. Если количество захваченных электронов на границе раздела равно  $n_TS$ , то количество ионизированных доноров будет  $n_dLS$ , где L – ширина области пространственного заряда, определяемая [5] как

$$L = \frac{n_T}{N_d} \, .$$

Используя уравнение Пуассона

$$\frac{d^2\varphi_B}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon_o\varepsilon_s}, \qquad (0 < x \le \frac{1}{2}L),$$

где  $\varphi_B$  – высота барьера обедненного слоя в каждом зерне,  $\varepsilon_s$  – относительная диэлектрическая проницаемость карбида кремния, получим выражение для  $\varphi_B$  в виде

$$\varphi_{BO} = -\frac{qn_T^2}{8\varepsilon_a\varepsilon_s N_d} \cong \frac{qn_T^2}{8\varepsilon_a\varepsilon_s n_a} \,.$$

Допуская, что ловушечные свойства диэлектрического слоя зависят также от приложенного напряжения, попробуем установить общее соотношение между приложенным напряжением и высотой барьера. При приложении напряжения энергетический барьер на одной стороне зерна увеличивается ( $V_1 = \varphi_{B0} + V_0$ ) (см. рис.1), а на другой – уменьшается ( $V_2 = \varphi_{B0} - V_0$ ), где  $V_0$  – падение напряжения на каждом зерне. Аналогичная модель была использована для описания протекания тока в SiC порошках [5,18]. Каждый контакт состоит из прямо- и обратносмещенных барьеров, соединенных последовательно (рис.1). Высота барьера будет определяться свойствами диэлектрического слоя, полупроводника и поверхности раздела.

Соотношение между V<sub>0</sub> и электрическим полем *E* в каждом зерне должно удовлетворять уравнению Пуассона

$$\frac{d^2 V_0}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_o \varepsilon_s}, \qquad \rho = q n_0,$$

которое дает для Vo выражение

$$V_0 = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_s E^2}{2qn_0}$$

(1)

где n<sub>0</sub> – равновесная концентрация свободных электронов.

Полагая, что уменьшение напряжения по обе стороны границы раздела связано с соответствующими полями согласно (1) и допуская, что

$$V = 2V_0 + V_d = V_1 - V_2 + V_d$$

где V<sub>d</sub> - падение напряжения на диэлектрическом слое, получим

$$\int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{dx} dx = \int_{-L_1}^{0} a_1 dx + \int_{0}^{d} a_d dx + \int_{0}^{L_2} a_1 dx ,$$

где  $a_1 = qn_0 / \varepsilon_0 \varepsilon_s d$ ,  $a_d = qn_T / \varepsilon_0 \varepsilon_d d$ ,  $\varepsilon_d$  – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя,  $L_1$  и  $L_2$  – ширины обедненных слоев (рис.1),  $V_1 = E_1^2 / 2a_1$ ,  $V_2 = E_2^2 / 2a_1$ ,  $V_d = E_d^2 / 2a_d$ . Для равновесных условий

$$L = \left|L_{1}\right| + \left|L_{2}\right| = \left|L_{0}\right| = \left(\frac{2\varepsilon_{0}\varepsilon_{s}\varphi_{B0}}{qn_{0}}\right)^{\overline{2}}$$

и при приложении напряжения

$$L_1 = L_0 \left( 1 + \frac{V_0}{\varphi_{B0}} \right)^{\frac{1}{2}} , \quad L_2 = L_0 \left( 1 - \frac{V_0}{\varphi_{B0}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Для E1 и E2 легко можно получить

$$E_1 = \frac{\gamma^2 + 4a_1V_0}{2\gamma} , \quad E_2 = \frac{4a_1V_0 - \gamma^2}{2\gamma} ,$$

где

$$\gamma = E_1 - E_2 = La_1 + d(a_d - a_1)$$

Тогда

$$V_1 = \varphi_{B0} + V_0 = \frac{1}{8a_1\gamma^2} [\gamma^2 + 4a_1V_0]^2, \quad V_2 = \varphi_{B0} - V_0 = \frac{1}{8a_1\gamma^2} [4a_1V_0 - \gamma^2]^2.$$
(2)

При равновесии, когда приложенное напряжение V = 0,  $V_0 = 0$ ,  $V_d = 0$ ,

$$V_{10} = V_{20} = \frac{\varphi_B}{2q}$$
,  $E_{10} = E_{20} = \frac{a_1(L_0 - d) + a_d d}{2}$ . (3)

Допуская, что  $E_{20} \cong E_2$ , из уравнений (1-3), когда  $V \neq 0$ , для  $\gamma$  получим выражение

$$\gamma \cong a_1 \left\{ L_0 \left[ \left( 1 + \frac{V_0}{\varphi_B} \right)^{\frac{1}{2}} + \left( 1 - \frac{V_0}{\varphi_B} \right)^{\frac{1}{2}} \right] + d(\beta - 1) \right\} = \frac{a_1}{\varepsilon_d} \left[ L(\varepsilon_d + \varepsilon_s) - d\varepsilon_d \right],$$

где  $\beta = a_d / a_1$ .

При допущении, что преобладающим механизмом протекания тока через диэлектрик является туннелирование и ток протекает через ловушечные состояния в зерне, получим выражение для общего тока в виде

$$i^{s} \cong q\overline{v}_{n}c_{n}n_{0}n_{T}e^{-\frac{\varphi_{B0}}{kT}}\left[\exp\left(\frac{qV_{2}}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_{1}}{kT}\right)\right]\left\{1 + \exp\left[\frac{E_{F} - E_{F0} + qV_{1}}{kT}\right]\right\}^{-1} \times \left[1 + \exp\left(-\frac{\varphi_{B0}}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{qV_{2}}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_{F} - E_{F0}}{kT}\right)\right]\right\}^{-1},$$
(4)

где  $c_n$  – сечение захвата ловушек для электронов,  $\overline{\nu}_n$  – средняя скорость электронов, q – заряд электрона,  $E_{\rm F}$  – энергия Ферми,  $E_{\rm Fo}$  – равновесная энергия Ферми, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Для туннельной составляющей тока, согласно WKB приближению [19,20], получим

$$i_{l} = \frac{1}{4} q \overline{v}_{n} n_{0} \overline{D}(V) \left[ \frac{\varphi_{B0} - q V_{2}}{kT} \right] \times \exp\left(-\frac{\varphi_{B0}}{kT^{*}}\right) \times \left( \exp\left(\frac{q V_{2}}{kT^{*}}\right) - \exp\left(\frac{-q V_{1}}{kT^{*}}\right) \times \exp\left(-\frac{q V}{kT^{*}}\right) \left(\frac{T^{*}}{T} - 1\right) \right],$$
(5)

где  $T^* = \frac{E_{00}}{k} \operatorname{cth} \frac{E_{00}}{kT}, \quad E_{00} = \left[q \frac{\left(n_0 \hbar^2\right)}{4\varepsilon_0 \varepsilon_2 m^*}\right]^{\frac{1}{2}}, \quad \overline{D}$  – туннельный коэффициент диэлек-

трического слоя,  $(E_F - E_{Fo})$  – энергия ловушек, отнесенная к равновесной энергии Ферми  $E_{Fo}$   $m^*$  – эффективная масса электронов. Известно, что  $m^*=1.6m_0$  для 6H-SiC и  $m^*=0.2m_0$  для 4H-SiC [21,22].

Для эквивалентной дифференциальной проводимости границы зерна, определяемой как ( $\partial i^s / \partial V$ ) Ä ( $\partial i^T / \partial V$ ), из (4) и (5) для туннельной и ловушечной составляющих тока получим, соответственно:

$$G^{S} = \frac{AA_{1}\left\{B_{2}\exp\left(\frac{V_{2}}{\varphi_{t}}\right)\left(1+B_{1}\exp\left(-\frac{V_{1}}{\varphi_{t}}\right)\right)-\left[1+B_{2}\left(\exp\left(\frac{V_{2}}{\varphi_{t}}\right)+B_{1}^{-1}\right)\right]\right\}}{2\varphi_{t}\left[1+B_{1}\exp\left(-\frac{V_{1}}{\varphi_{t}}\right)\right]^{2}\left[1+B_{2}\left(\exp\left(\frac{V_{2}}{\varphi_{t}}\right)+B_{1}^{-1}\right)\right]^{2}},$$

$$B_{sum}\left(-\varphi_{BQ}\right)\left[\exp\left(-\frac{V_{2}}{\varphi_{t}}\right)-\exp\left(-\frac{V_{1}}{\varphi_{t}}\right)\exp\left(-\frac{V_{1}}{\varphi_{t}}\right)-\exp\left(-\frac{V_{2}}{\varphi_{t}}\right)+B_{1}^{-1}\right)\right],$$

$$(6)$$

TO GHOME

$$G^{T} = \frac{B}{2\varphi_{t}} \exp\left(-\frac{\varphi_{BO}}{\varphi_{t}}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{V_{2}}{\varphi_{t}^{*}}\right) - \exp\left(\frac{V_{1}}{\varphi_{t}^{*}}\right) \cdot \exp\left[\left(-\frac{V}{\varphi_{t}^{*}}\right)\left(\frac{T^{*}}{T} - 1\right)\right] \right\} \times \left(1 - \frac{\varphi_{BO} - V_{2}}{\varphi_{t}^{*}}\right), \quad (7)$$

$$\text{ FIGE } B = \frac{1}{4} q \overline{v}_n n_o \overline{D}(V) , \quad A_1 = \exp\left(\frac{V_2}{\varphi_t}\right) - \exp\left(\frac{-V_1}{\varphi_t}\right) , \quad \varphi_t = \frac{kT}{q} , \quad \varphi_t^* = \frac{kT^*}{q}$$

$$A = q \overline{v}_n c_n n_o n_T B_2 , \quad B_1 = \exp\left[-\left(\frac{E_F - E_{FO}}{\varphi_t}\right)\right] , \qquad B_2 = \exp\left(-\frac{\varphi_{BO}}{\varphi_t}\right) .$$

Как следует из этих выражений, G<sup>T</sup> и G<sup>S</sup> существенно зависят от приложенного напряжения.

Эквивалентная схема границы раздела зерна показана на рис.2, где  $R_g$  – резистивная составляющая сопротивления зерна,  $R_s = [1/(G^s + G^T)]$  – результирующее сопротивление контактной области зерна и C – емкость границы зерна, обусловленная слоями пространственного заряда и диэлектрика между последовательно соединенными прямо- и обратносмещенными обедненными слоями и "ловушечной" емкостью  $C_T$ :



Рис.2. Эквивалентная схема границы раздела.

#### 3. Обсуждение

Численные расчеты проведены нами для следующих параметров:  $S_o \sim 10^{-10} \text{ см}^2$ ,  $\alpha_c \sim 10^3 \div 10^4$ ,  $\varepsilon_d = 4$ ,  $\varepsilon_s \cong 9.7$ ,  $n_o \sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_T \sim (1-8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , d = (0-150) Å, сечение захвата ловушек  $\sim 10-15 \text{ см}^2$ , коэффициент туннелирования  $\overline{D}(V) \le 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\overline{v} \sim 10^7 \text{ см/с}$ ,  $E_F - E_{Fo} \sim (0.6 \div 0.8)$  eV,  $m^* \sim 0.22m_0$ .

Вольт-амперная характеристика границы раздела зерен показана на рис.3. Анализ выражений (4),(5),(6),(7) и соответствующих численных расчетов показывает, что при низких уровнях тока (напряжения) и тонких окисных слоях ( $d \le 25$ Å) преобладает туннельная составляющая тока. При данных смещениях ток  $i^s$  (или  $i_t$ ) растет быстрее с увеличением  $n_T$ ,  $c_n$  и с уменьшением d. С увеличением толщины диэлектрика и концентрации ловушек ток течет главным образом через ловушечные уровни и имеет приблизительно экспоненциальный характер, присущий контактам Шоттки.

Рис.4,5 и 6 представляют собой расчетные вольт-фарадные характеристики и зависимость дифференциальной проводимости границы раздела зерна от приложенного напряжения для различных значений параметров  $n_T$  и d, соответственно. Другим фактором, влияющим на значения проводимости и емкости, является эффективная площадь контакта ( $\alpha_C S$ ). При прочих равных факторах с увеличением d имеет место смещение кривых в область



Рис.3. Вольт-амперные характеристики  $(i^s+i_l)$  структуры для различных значений параметров n  $(n = 10^{-12} n_T)$ , d(Å).

более высоких напряжений. Как следует из рис.5, с увеличением концентрации ловушек необходимы более высокие напряжения для удержания их заряженными. Очевидно, что дифференциальная проводимость имеет отрицательное значение (рис.6) в области напряжений, соответствующей туннельному механизму протекания тока. В режиме более высоких значений приложенного напряжения, когда преобладает ловушечная составляющая тока, дифференциальная проводимость меняет знак и принимает положительные значения.



Рис.4. Зависимость эквивалентной емкости структуры от напряжения для различных значений параметров *n*, *d*(Å).



Рис.5. Зависимость эквивалентной емкости структуры от напряжения для различных значений параметров n, d = 35Å.



Рис.6. Зависимость эквивалентной проводимости  $G = G^{s} + G^{T}$  структуры от напряжения (n = 2.5, d = 70Å, D = 0.0125).

Варьируя количество контактных "точек"  $\alpha_c$ , концентрацию ловушек *n<sub>T</sub>*, ширину *d* диэлектрического слоя, можно контролировать значения емкости и дифференциальной проводимости контактной области зерен.

Полученные результаты могут быть использованы для улучшения высокотемпературных, микросенсорных и других приложений карбидкремниевой керамики.

Работа выполнена В.М.Арутюняном и В.В.Буниатяном в рамках республиканской целевой программы "Полупроводниковая наноэлектроника" (код-0410.30), а М.Г.Траваджяном – "Получение композиционных, в том числе микро- и наноструктурных, материалов " (код-04.10.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.B.Casady and R.W.Johnson. Sol. St. Electron., 39, 409 (1996).

2. A.L.Spetz, P.Tobias, A.Baranzahi. et al. IEEE Trans. Electron Devices, 46, 561 (1999).

- 3. G.Pensl, W.I.Choyke. Physica, B185, 264 (1993).
- 4. S.Seshadri, A.R.Dullo, F.H.Ruddy, et al. IEEE Trans. Electron Devices, 46, 567 (1999).
- 5. T.Terashige and K.Okano. IEEE Trans. ED, 46, 555 (1999).
- 6 .J.Wang and W.Williams. IEEE Trans. ED, 46, 589 (1999).
- 7. M.N.Yoder. IEEE Trans. ED, 43, 1633 (1996).
- 8. V. M.Aroutiounian, V. V.Buniatyan, and P.Soukiassian. Proc. SPIE, 4499, 160 (2001).
- 9. V.M.Aroutiounian, V.V.Buniatyan, and P.Soukiassian. Solid State Electron., 43, 343 (1999).
- V.V.Buniatyan, F.M.Gasparyan, V.M.Aroutiounian, and P.Soukiassian. Applied Surface Science, 184, 466 (2001).
- D.Randjelovic, G.Kałtsas, Z.Lazic, and M.Popovic. Proc. 23rd Int. Conf. on Microelectronics, Nis, Yugoslavia, 12-15 May, 261 (2000).
- 12. M.K.Das, B.S.Um, and J.A.Cooper. Ibid., 1069 (2000).
- 13. A.S.Royet, B.Cabon, T.Ouisse, and T.Billon. Ibid., 1267 (2000).
- 14. G.W.Hunter, P.G.Neudeck, M.Gray, et al. Material Science Forum, 338-342, 1439 (2000).
- S.Zangooie, H.Arwin, I.Lundstrom and A.L.Spetz. Material Science Forum, 338-342, 1085 (2000).
- H.Svenningstorp, L.Uneus, P.Tobias, et al. Material Science Forum, 338-342, 1435 (2000).
- J.Pogorzelska, J.Maciak, and B.S.Butkiewicz. Proc. of 23rd Int. Confer. on Microelectronics, Nis, Yugoslavia, 12-15 May, 371 (2002).
- E.Martensson, U.Gafvert, and A.Lindefelt. J. Appl. Phys., 90, 2862 (2001), ibid., 90, 2870 (2001).
- 19. S.M.Sze. Physics of Semiconductor Devices. J. Wiley and Sons, New York, 1981.
- В.И.Стриха, Е.В.Бузанова, И.А.Радзиевский. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. М., Сов. Радио, 1974.
- 21. Y.G.Li, S.G.Cho. J. Appl. Phys., 91, 4535 (2002).
- 22. I.A.Khan and J.A.Cooper. Material Science Forum, 338-342, 761 (2001).

## ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՆՅՄԱՆ ՄՈԴԵԼԸ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԿԱՐՔԻԴԱՅԻՆ ԿԵՐԱՄԻԿԱԿԱՆ ՄԻԿՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ.Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Մ.Գ. ՏՐԱՎԱՋՅԱն, Լ.Ա. ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ, Պ. ՍՈՒՔԻԱՍՅԱՆ

Առաջարկված է սիլիցիումկարբիդային միկրոկառուցվածքներում հոսանքի անցման մեխանիզմի նոր մոդել։ Հետազոտված են վոլտ-ամպերային, վոլտ-ֆարադային և իմպեդանսային բնութագրերը, հաշվի առնելով անցման սահմանում մեկուսիչ շերտի և էլեկտրոնային գրավման կենտրոնների առկայությունը։

#### MODEL OF CURRENT TRANSPORT IN SIC CERAMIC MICROSTRUCTURES

### V.M. AROUTIOUNIAN, V.V. BUNIATYAN, M.G.TRAVADJYAN, L.A. MIKAELYAN, P. SOUKIASSYAN

The current-voltage, capacitance-voltage and conductance-voltage characteristics of SiC ceramic microstructures are studied theoretically. A model of current transport in ceramic microstructures are proposed, taking into account the presence of an insulator layer between the grains and trap concentration at the grain boundary.