

## ВЛИЯНИЕ ДЫРОЧНЫХ ЛОВУШЕК НА ПРОБОЙ МОП-СТРУКТУР

© 2016 О. В. Александров

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,  
ул. Профессора Попова, 5, 197376 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: aleksandr\_ov@mail.ru

Поступила в редакцию 16.04.2016 г.

**Аннотация.** Разработана модель численного расчёта напряжения и времени задержки пробоя МОП-структур на основе механизма анодной дырочной инжекции, учитывающая неоднородное распределение дырочных ловушек по толщине диэлектрика. Показано, что напряжение пробоя определяется полной концентрацией дырочных ловушек в объёме подзатворного диэлектрика вблизи катода, а время задержки пробоя подчиняется  $1/E$  экспоненциальной зависимости.

**Ключевые слова:** МОП-структуры, дырочные ловушки, пробой.

### ВВЕДЕНИЕ

Пробой подзатворного диэлектрика является одним из важнейших факторов, определяющих рабочее напряжение и надёжность приборов на основе МОП-структур. Различают несколько механизмов пробоя подзатворного диоксида кремния (ПЗО). Принято считать, что при высоких напряжённостях электрического поля ( $E > 8 \div 10$  МВ/см) пробой происходит вследствие ударной ионизации в объёме диэлектрика — так называемый собственный пробой [1, 2, 3]. При меньших полях ( $E \approx 6 \div 8$  МВ/см) пробой может происходить по механизму анодной дырочной инжекции (АДИ-механизм) [4, 5, 6], когда энергии электронов достаточно для ударной ионизации материала анода. Образующиеся при этом дырки под действием электрического поля инжектируются из анода в диэлектрик. При низких полях имеет место — так называемый несобственный пробой, обусловленный дефектами диэлектрика [2, 3]. Во всех случаях пробой инициируется электронами, инжектируемыми из катода путём либо прямого туннелирования — при малых толщинах диэлектрика ( $d < 5$  нм), либо туннелирования по механизму Фаулера—Нортгейма — при больших толщинах [7]. Необратимый пробой с нарушением целостности структуры происходит при некоторой критической величине инжектированного заряда, зависящей от напряжённости поля и толщины диэлектрика [8]. При этом величина

инжектированного заряда дырок практически не зависела от напряженности электрического поля и толщины диэлектрика, что, по мнению авторов [5, 8], свидетельствует в пользу АДИ механизма пробоя. Накопление положительного заряда на дырочных ловушках приводит к увеличению напряженности электрического поля вблизи катода, что приводит к увеличению тока инжекции и усилению ударной ионизации в диэлектрике или материале анода. Возникающая таким образом положительная обратная связь приводит к резкому увеличению тока через структуру и локальному тепловому пробую в наиболее слабом дефектном месте диэлектрической плёнки. Напряжение пробоя и время его задержки должны зависеть от концентрации и распределения дырочных и электронных ловушек в объёме диэлектрика МОП-структуры. В работе [4] была предложена количественная модель пробоя на основе генерации дырок путём ударной ионизации в объёме диоксида кремния. Этот механизм генерации требует высокой кинетической энергии носителей заряда ( $\sim 9$  эВ) и поэтому представляется менее вероятным, чем АДИ механизм, для которого достаточно энергии электронов 5 эВ [9].

В настоящей работе разработана модель численного расчёта напряжения пробоя ПЗО на основе АДИ механизма, учитывающая неоднородное распределение дырочных ловушек по толщине диэлектрика.

**МОДЕЛЬ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЁТА**

При приложении отрицательного напряжения к затвору МОП-структуры через ПЗО начинает протекать электронный ток туннелирования по механизму Фаулера—Нортгейма [7],

$$I_n = AE_c^2 \exp(-B / E_c), \quad (1)$$

где  $E_c$  — напряженность электрического поля вблизи затвора (катода),  $A$  и  $B$  — постоянные, определяемые высотой потенциального барьера  $\text{SiO}_2$ -затвор и эффективной массой электрона в диоксиде. Инжектированные из катода электроны ускоряются в электрическом поле диэлектрика и приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации в кремниевой подложке (аноде). Часть образующихся при этом дырок преодолевает потенциальный барьер на границе  $\text{Si—SiO}_2$  и под действием поля инжектируется обратно в диэлектрик. Величина дырочного тока определяется экспериментально по току подложки [8, 10]. Отношение дырочного тока  $I_p$  к электронному  $\alpha_p$  зависит от напряженности электрического поля вблизи анода  $E_a$  и от толщины ПЗО [10]. Зависимость  $\alpha_p$  от  $E_a$  аппроксимировалась по данным [10]  $1/E$  экспоненциальной зависимостью:

$$\alpha_p = I_p / I_n = \alpha_0 \exp(-B_p / E_a). \quad (2)$$

Инжектированные из анода дырки движутся к катоду и захватываются на дырочные ловушки, образуя положительный объёмный заряд. Последний приводит к увеличению напряженности электрического поля вблизи катода, усилению инжекции электронов из катода, усилению инжекции дырок из анода, увеличению положительного объёмного заряда и дальнейшему увеличению напряженности электрического поля вблизи катода. Эта положительная обратная связь приводит к резкому увеличению тока через ПЗО и, в конечном счёте, к пробоем МОП-структуры в наиболее слабом месте.

Помимо захвата дырок  $h^+$  на нейтральные дырочные ловушки  $T^0$  с образованием положительно заряженных центров  $T^+$ :



необходимо учитывать нейтрализацию последних при захвате электронов  $e^-$ :



Процесс описывается следующими диффузионно-дрейфовыми уравнениями непрерывности и уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial}{\partial x}(pE) - k_1 C_T^0 p \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial}{\partial x}(nE) - k_2 C_T^+ n \quad (6)$$

$$\frac{\partial C_T^+}{\partial t} = -\frac{\partial C_T^0}{\partial t} = k_1 C_T^0 p - k_2 C_T^+ n \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (C_T^+ + p - n), \quad (8)$$

где  $x$  — координата, отсчитываемая от границы диоксида с кремнием;  $t$  — время;  $n$  и  $p$  — концентрации свободных электронов и дырок соответственно;  $D_n$  и  $D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно ( $D_n = 0.5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $D_p = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [11, 12]);  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок соответственно;  $C_T^0$  и  $C_T^+$  — концентрации нейтральных и положительно заряженных ловушек;  $V$  — распределение потенциала в диоксиде кремния,  $E$  — напряженность электрического поля в диэлектрике,  $E = -dV/dx$ ;  $q$  — заряд электрона;  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния ( $\epsilon = 3.9$ );  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная.

Уравнения (5)—(8) решались при следующих граничных и начальных условиях. Поток электронов из катода определяется током Фаулера—Нортгейма (1) при напряженности электрического поля вблизи катода при  $x = d$  ( $d$  — толщина ПЗО):

$$j_n(d, t) = I_n(E_c) / q. \quad (9)$$

Поток дырок из анода (2) определяется при напряженности электрического поля вблизи анода при  $x = 0$ :

$$j_p(0, t) = \alpha_p(E_a) \cdot I_n(E_c) / q. \quad (10)$$

Граница диэлектрика с анодом полагается поглощающей для электронов, а граница диэлектрика с катодом — поглощающей для дырок:

$$n(0, t) = p(d, t) = 0. \quad (11)$$

К затвору относительно подложки приложено напряжение  $V_g$ :

$$V(0, t) = 0, \quad V(d, t) = V_g. \quad (12)$$

Полагаем, что в начальный момент времени концентрации всех компонентов нулевые:

$$n(x, 0) = p(x, 0) = C_T^+(x, 0) = 0, \quad (13)$$

кроме исходной концентрации нейтральных дырочных ловушек, распределение которых по толщине оксида в общем случае полагается неоднородным. Как показано в работах [13, 14], дырочные ловушки располагаются вблизи межфазных границ и их концентрация спадает экспоненциально вглубь диэлектрика:

$$C_{T1}(x) = C_{T01} \exp(-x/L_1) = Q_{T1}/L_1 \cdot \exp(-x/L_1) \quad \text{— вблизи анода, (14)}$$

$$C_{T2}(x) = C_{T02} \exp[(x-d)/L_2] = Q_{T2}/L_2 \cdot \exp[(x-d)/L_2] \quad \text{— вблизи катода, (15)}$$

где  $L_1$  и  $L_2$  — ширина распределения дырочных ловушек, полагаем  $L_1 = L_2 = L = 1,2$  нм [14];  $Q_{T1}$  и  $Q_{T2}$  — полные концентрации дырочных ловушек вблизи анода и катода, соответственно. Константы скоростей реакций (1), (2) при диффузионном ограничении определяются коэффициентами диффузии подвижных компонентов:  $k_1 = \sigma_p V_{th} D_p / D_n$ ;  $k_2 = \sigma_n V_{th}$ , где  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  — сечения захвата дырок и электронов соответственно,  $V_{th}$  — тепловая скорость электронов, ( $V_{th} \cong 10^7$  см/с). Учитывалась зависимость сечений захвата от напряженности электрического поля для дырок в виде [15]:

$$\sigma_p(E) = \sigma_{p0} (1 + 1.9 \cdot 10^{-4} E^{0.55})^{-1}, \quad (16)$$

и для электронов в виде [16]:

$$\sigma_n(E) = \sigma_{n0} (1 + 8.3 \cdot 10^{-9} E^{1.5})^{-1} \quad \text{при } E \leq 7 \cdot 10^5 \text{ В/см,} \quad (17a)$$

$$\sigma_n(E) = \sigma_{n0} (1 + 8.7 \cdot 10^{-17} E^{2.865})^{-1} \quad \text{при } E > 7 \cdot 10^5 \text{ В/см,} \quad (17b)$$

где  $\sigma_{p0}$  и  $\sigma_{n0}$  — сечения захвата дырок и электронов, соответственно, в слабых полях ( $\sigma_{p0} = 1.4 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_{n0} = 1.6 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup> [15, 16]).

Система уравнений (5)÷(8) с граничными условиями (9)÷(12), начальными условиями (13)÷(15), с учётом (16), (17) решались численно с использованием неявной разностной схемы. Зависимости электронного потока инжекции от времени при различных напряжениях на затворе показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, при некотором времени выдержки происходит резкое увеличение потока, связанное с пробоем. За время задержки пробоя  $t_{BD}$  принимаем время, при котором электронный ток инжекции увеличивается на порядок по сравнению с начальным значением. Напряжение пробоя  $V_{BD}$  и соответствующая напряженность электрического поля  $E_{BD}$  существенно зависят от

полной концентрации дырочных ловушек  $Q_T$ . Дырочные ловушки вблизи катода  $Q_{T2}$  уменьшают пробивную напряженность (рис. 2, кривые 1—3). Дырочные ловушки вблизи анода оказывают компенсирующее влияние на пробой вблизи  $Q_{T1} \approx Q_{T2}$  (рис. 2, кривые 1'—3'). Ширина распределения ловушек  $L$  не оказывала заметного влияния на напряжение пробоя (при  $L < 0.2 d$ ).

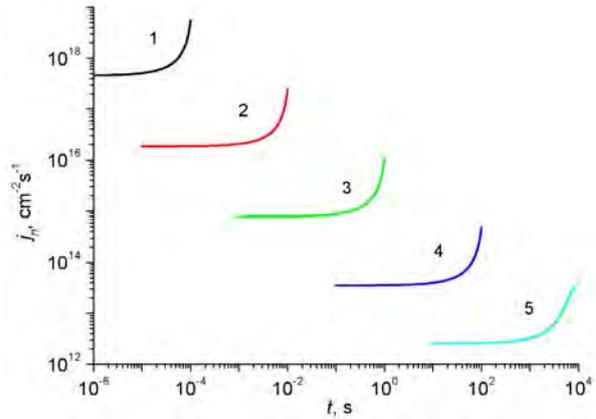


Рис. 1. Зависимость туннельного тока от времени при напряжении на затворе, В:  
1 — 68; 2 — 60; 3 — 53; 4 — 64; 5 — 44 ( $Q_{T2} = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $Q_{T1} = 0$ )

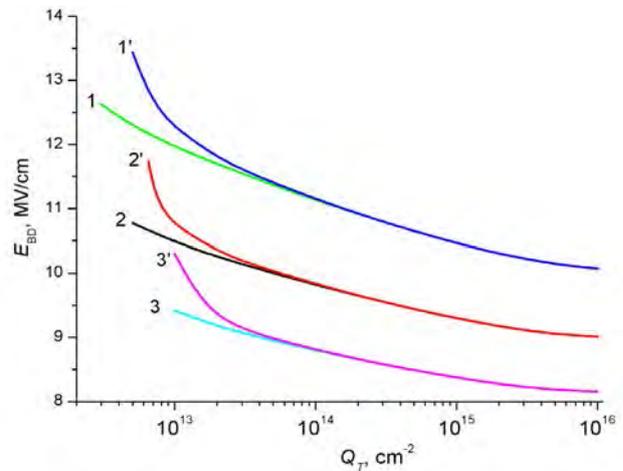


Рис. 2. Зависимости пробивной напряженности поля от  $Q_{T2}$  (вблизи катода) при  $Q_{T1}$  (вблизи анода), см<sup>-2</sup>:  
1, 2, 3 — 0; 1', 2', 3' —  $10^{13}$ . Время, с: 1, 1' —  $10^{-3}$ ; 2, 2' —  $10^{-1}$ ; 3, 3' — 10

При пробое полный заряд электронов  $Q_n^{inj}$ , инжектированных из катода, с увеличением напряженности электрического поля уменьшается, в то время как инжектированный из анода полный заряд дырок  $Q_p^{inj}$  и положительный объёмный заряд на дырочных ловушках  $Q_T^+$  практически не меняются (рис. 3). Этот результат соответствует экспериментальным наблюдениям [5, 8].

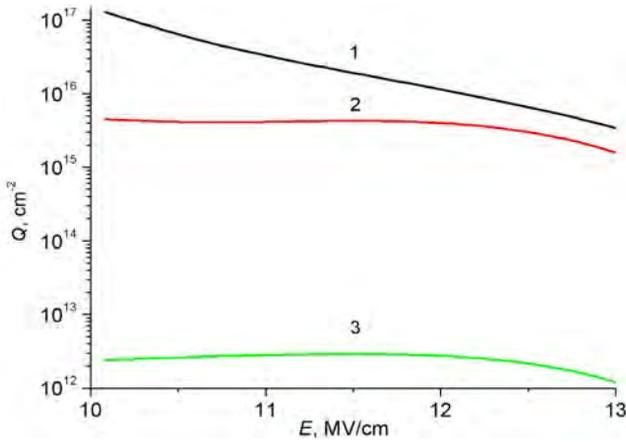


Рис. 3. Зависимость  $Q_n^{inj}$  (1),  $Q_p^{inj}$  (2) и  $Q_T^+$  (3) от напряженности поля при пробое ( $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $Q_{T1} = 0$ )

Время задержки пробоя с увеличением напряженности электрического поля уменьшается в соответствии с экспоненциальной  $1/E$  зависимостью,  $t_{BD} = t_0 \exp(C/E)$ , на участке напряженности поля от 10 МВ/см до 13 МВ/см (рис. 4, кривая 1). Отклонение от  $1/E$  экспоненциальной зависимости при больших напряженностях и малых временах связано с конечным временем захвата дырок на ловушки ( $\tau_p = 1/(k_1 C_T^0) \approx 10^{-6} \text{ с}$  при  $Q_{T1} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ).

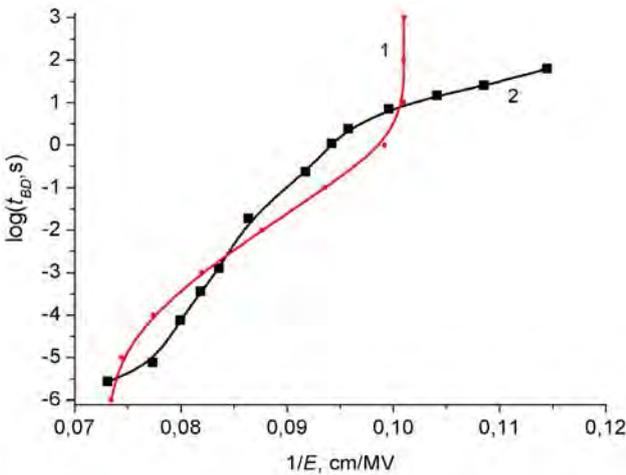


Рис. 4. Зависимость времени задержки пробоя от напряженности поля:  
1 — расчёт при  $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $Q_{T1} = 0$ ,  $d = 60 \text{ нм}$ ; 2 — эксперимент [17]

При малых напряженностях и больших временах рост тока  $I_n$  на основе АДИ механизма мал и не отвечает заданному условию пробоя — росту тока более, чем на порядок. Как было показано в работе [17], пробой плёнки диоксида при малых полях, по-видимому, происходит по другому механизму, чем при высоких полях. Соответствие расчётов по

модели с экспериментальными данными [17] достигается при полной концентрации дырочных ловушек вблизи катода  $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (рис. 4, кривая 2). Отметим, что найденная концентрация по величине вполне соответствует диапазону литературных данных для контакта металл — диоксид кремния.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе АДИ механизма разработана модель численного расчёта напряжения пробоя и времени задержки пробоя МОП-структур. Показано, что напряжение пробоя МОП-структур определяется полной концентрацией дырочных ловушек в объёме подзатворного диэлектрика вблизи катода, при этом ширина распределения не оказывает заметного влияния. Дырочные ловушки вблизи анода оказывают компенсирующее влияние на пробой вблизи  $Q_{T1} \approx Q_{T2}$ . Положительный инжектированный заряд  $Q_p^{inj}$  и объёмный заряд, накапливающийся на дырочных ловушках вблизи катода  $Q_{T2}^+$ , приводящие к пробое, практически не зависят от напряженности электрического поля. Время задержки пробоя в диапазоне напряженностей поля от 10 МВ/см до 13 МВ/см подчиняется  $1/E$  экспоненциальной зависимости. Расчёт по модели удовлетворительно описывает экспериментальные результаты работы [17] при полной концентрации дырочных ловушек вблизи катода  $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. DiStefano T.H., Shatzkes M. // *Appl. Phys. Lett.*, 1974, vol. 25, pp. 685—687.
2. Solomon P. // *J. Vac. Sci. Technol.*, 1977, vol. 14, pp. 1122—1130.
3. Klein N. // *Thin Solid Films*, 1978, vol. 50, pp. 223—232.
4. Fischetti M. V. // *Phys. Rev. B.*, 1985, vol. 31, pp. 2099—2113.
5. Schuegraf K. F., Hu C. // *J. Appl. Phys.*, 1994, vol. 76, pp. 3695—3700.
6. Samanta P. // *Appl. Phys. Lett.*, 1999, vol. 75, pp. 2966—2968.
7. Lenzlinger M., Snow E. H. // *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, pp. 278—283.
8. Chen I. C., Holland S. E., Yong K. K., Chang C., Hu C. // *Appl. Phys. Lett.*, 1986, vol. 49, pp. 669—671.
9. DiMaria D.J., Cartier E., Buchanan D. A. // *J. Appl. Phys.*, 1996, vol. 80, pp. 304—317.
10. Weinberg Z. A., Fischetti M. V. // *J. Appl. Phys.*, 1986, vol. 59, pp. 824—832.
11. Huges R. C. // *Phys. Rev. Lett.*, 1973, vol. 30, pp. 1333—1336.

12. Hofstein S. R. // *IEEE Trans. Electron Dev.*, 1967, vol. 11, pp. 749—759.
13. Adamchuk V. K., Afanas'ev V.V. // *Progr. Surf. Sci.*, 1992, — vol. 41, pp. 111—211.
14. Khosru Q. D.M., Yasuda N., Taniguchi K., Hamaguchi C. // *J. Appl. Phys.*, 1994, vol. 76, pp. 4738—4742.
15. Krantz R. J., Aukerman L. W., Zietlow T. C. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1987, — vol. 34, pp. 1196—1201.
16. Boesch H. E., McLean F.B., Benedetto J. M., McGarrity J. M. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1986, vol. 33, pp. 1191—1197.
17. Шмидт Т. В., Гуртов В. А., Лалэко В. А. // *Микроэлектроника*, 1988, т. 17, с. 244—248.

## INFLUENCE HOLE TRAPS ON THE MOS-STRUCTURE BREAKDOWN

©2016 O. V. Aleksandrov

*St.-Petersburg State Electrotechnical University «LETI», Str. Professor Popov, 5, 197376 St. Petersburg, Russia  
e-mail: aleksandr\_ov@mail.ru*

Received 04.16.2016

**Abstract.** The model of numerical calculation of MOS-structure breakdown voltage and time-to-breakdown is fulfilled on the base of anode hole injection mechanism. Nonuniformity of hole trap distribution on dielectric depth is taken into account. It is shown that breakdown voltage is determined by total hole trap concentration in the gate dielectric near cathode and time-to-breakdown is followed by  $1/E$  exponential dependence.

**Keywords:** MOS-structure, hole trap, breakdown.

### REFERENCES

1. DiStefano T.H., Shatzkes M. // *Appl. Phys. Lett.*, 1974, vol. 25, pp. 685—687. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1655361>
2. Solomon P. // *J. Vac. Sci. Technol.*, 1977, vol. 14, pp. 1122—1130. <http://dx.doi.org/10.1116/1.569344>
3. Klein N. // *Thin Solid Films*, 1978, vol. 50, pp. 223—232. doi:10.1016/0040—6090(78)90108—6
4. Fischetti M. V. // *Phys. Rev. B.*, 1985, vol. 31, pp. 2099—2113. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.31.2099>
5. Schuegraf K. F., Hu C. // *J. Appl. Phys.*, 1994, vol. 76, pp. 3695—3700. <http://dx.doi.org/10.1063/1.357438>
6. Samanta P. // *Appl. Phys. Lett.*, 1999, vol. 75, pp. 2966—2968. <http://dx.doi.org/10.1063/1.125203>
7. Lenzlinger M., Snow E. H. // *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, pp. 278—283. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1657043>
8. Chen I. C., Holland S. E., Yong K. K., Chang C., Hu C. // *Appl. Phys. Lett.*, 1986, vol. 49, pp. 669—671. <http://dx.doi.org/10.1063/1.97563>
9. DiMaria D.J., Cartier E., Buchanan D. A. // *J. Appl. Phys.*, 1996, vol. 80, pp. 304—317. <http://dx.doi.org/10.1063/1.362821>
10. Weinberg Z. A., Fischetti M. V. // *J. Appl. Phys.*, 1986, vol. 59, pp. 824—832. <http://dx.doi.org/10.1063/1.336605>
11. Huges R. C. // *Phys. Rev. Lett.*, 1973, vol. 30, pp. 1333—1336. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1333>
12. Hofstein S. R. // *IEEE Trans. Electron Dev.*, 1967, vol. 11, — pp. 749—759. DOI: 10.1109/T-ED.1967.16102
13. Adamchuk V. K., Afanas'ev V.V. // *Progr. Surf. Sci.*, 1992, vol. 41, pp. 111—211. doi:10.1016/0079—6816(92)90015-A
14. Khosru Q. D.M., Yasuda N., Taniguchi K., Hamaguchi C. // *J. Appl. Phys.*, 1994, vol. 76, pp. 4738—4742. <http://dx.doi.org/10.1063/1.357242>
15. Krantz R. J., Aukerman L. W., Zietlow T. C. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1987, — vol. 34, pp. 1196—1201. DOI: 10.1109/TNS.1987.4337452
16. Boesch H. E., McLean F.B., Benedetto J. M., McGarrity J. M. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1986, vol. 33, pp. 1191—1197. DOI: 10.1109/TNS.1986.4334577
17. Schmidt T. V., Gurtov V. A., Laleko V. A. // *Russian Microelectronics*, 1988, vol. 17, pp. 244—248.

---

*Александров Олег Викторович* — д. ф.-м. н., профессор, кафедра электронного приборостроения, Санкт-Петербургский электротехнический университет «ЛЭТИ»; e-mail: aleksandr\_ov@mail.ru

*Aleksandrov Oleg V.* — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Electronic Device-Construction Department, St.-Petersburg State Electrotechnical University «LETI»; e-mail: aleksandr\_ov@mail.ru