07

Модель поведения МОП-структур при радиационно-термических обработках

© О.В. Александров, С.А. Мокрушина

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Aleksandr_ov@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2024 г.
В окончательной редакции 19 сентября 2024 г.
Принято к публикации 26 сентября 2024 г.

Разработана количественная модель влияния радиационно-термических обработок на стойкость МОП-структур к ионизирующему облучению. В основе модели лежат реакции взаимодействия дырок, образующихся при ионизирующем облучении, с водородосодержащими и безводородными ловушками в подзатворном диэлектрике. Захват дырок водородосодержащими ловушками стимулирует разрыв водородной связи и превращение их в безводородные ловушки с меньшим сечением захвата. Модель позволила описать повышение радиационной стойкости МОП-структур при последовательных циклах облучение–отжиг при сохранении интегральной концентрации ловушек.

Ключевые слова: МОП-структуры, радиационно-термические обработки, ионизирующее облучение, радиационная стойкость.

DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59101.234-24

Введение

При воздействии ионизирующего облучения (ИО) в диэлектрике МОП-структур генерируются электронно-дырочные пары. Электроны, обладающие высокой подвижностью в диоксиде кремния, стекают в затвор и в полупроводниковую кремниевую подложку, а менее подвижные дырки захватываются на дырочные ловушки, образуя положительный объемный заряд в диэлектрике (см. монографии [1,2] и обзоры [3–5]). На межфазной границе (МФГ) $Si-SiO_2$ образуются поверхностные состояния [3–5].

Одним из способов повышения радиационной стойкости кремниевых МОП интегральных схем являются радиационно-термические обработки (РТО) (ИО + отжиг) [6–8]. Эффект связывался с релаксацией механических напряжений при ионизирующем облучении (ИО) в результате разрыва валентных связей Si–O. При последующей термообработке происходит восстановление разорванных связей с образованием более стабильной атомной структуры диоксида кремния [6,8]. Показано, однако, что воздействие ИО на МОП-структуры не связано с прямым взаимодействием радиации с межфазной границей $Si-SiO_2$ или структурной модификацией SiO_2, а связано с генерацией электронно-дырочных пар и транспортом дырок [9]. В работе [8] полагалось, что наблюдаемое при РТО смещение сток-затворных характеристик МОП-транзисторов связано с уменьшением плотности ловушечных центров в оксиде кремния. Однако в ряде работ [10–12] было показано, что изменение сдвига напряжения плоских зон МОП-структур или порогового напряжения МОП-транзисторов при отжиге после ИО связано с релаксацией накопленного при ИО положительного объемного заряда при сохранении плотности ловушечных центров. С учетом этого обстоятельства, полагаем, что причиной повышения радиационной стойкости МОП-структур при РТО может быть преобразование водородосодержащих ловушек в безводородные ловушки с меньшим сечением захвата.

Целью настоящей работы является разработка количественной модели поведения МОП-структур при РТО на основе механизма преобразования водородосодержащих ловушек в безводородные.

1. Описание эксперимента

Для исследования использовались *n*- и *p*-канальные МОП-транзисторы, изготовленные по стандартной планарной технологии с поликремниевым затвором. Подзатворный оксид толщиной 120 nm выращивался в атмосфере сухого кислорода с добавлением паров HCl при температуре 1050°C в течение 80 min. Облучение проводилось на установке ГОТ с источником γ-излучения ^{137}Cs ($E_\gamma = 0.66$ MeV) при мощности излучения 80 rad/s. Облучение проводилось дозой $D = 10^6$ rad (SiO_2) с контролем порогового напряжения при дозе $5 \cdot 10^4$ rad. На каждом этапе облучения–отжига снимались сток-затворные характеристики и определялся сдвиг порогового напряжения. Разделение сдвига порогового напряжения на объемную ΔV_{ot} и поверхностную ΔV_{it} составляющие проводилось методом середины запрещенной зоны [13]. Отжиги после ИО проводились при температуре 400°C в течение 30 min. Влияние

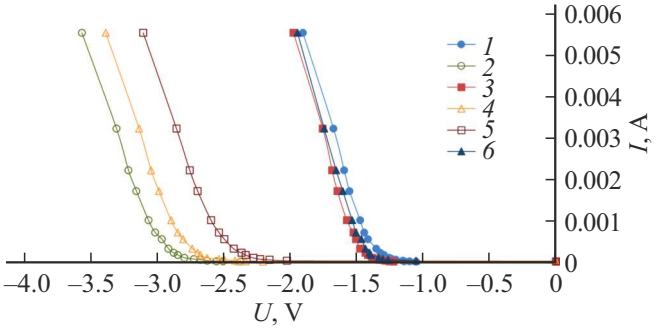

Рис. 1. Влияние циклов облучение–отжиг на сток-затворные характеристики p-МОП-транзисторов: *1* — исходная характеристика; **2** — после первого облучения ($D = 10^6$ rad); *3* — после первого отжига; *4* — после третьего облучения; *5* — после шестого облучения; *6* — после шестого отжига.

циклов облучение–отжиг на сток-затворные характеристики p-МОП транзисторов показано на рис. 1.

Как видно из рисунка, с увеличением числа циклов сдвиг порогового напряжения в результате облучения уменьшается (кривые *2, 4, 5*). Каждый отжиг приводит к возвращению сток-затворных характеристик (кривые *3, 6*) практически до первоначальной (кривая *1*). Т.е. при используемом отжиге происходит полное восстановление объемного заряда и поверхностных состояний, введенных облучением. Отметим, что, как показано в [14], облучение МОП-структур γ-квантами с энергией ~ 1 MeV эквивалентно низкоэнергетическому (10 keV) рентгеновскому облучению, т.е. является ионизирующим и не приводит к генерации дефектов смещения и пар Френкеля в подзатворном диэлектрике SiO_2.

2. Описание модели

При воздействии ионизирующего облучения в подзатворном диэлектрике МОП-структуры генерируются подвижные носители заряда — электроны и дырки, которые взаимодействуют со структурными дефектами — электронными и дырочными ловушками. В аморфном термическом диоксиде кремния SiO_2 основными структурными дефектами являются кислородные вакансии $O_3 \equiv Si\bullet$ (знак $\equiv$ означает насыщенные химические связи кремния с тремя атомами кислорода, а знак $\bullet$ — ненасыщенную оборванную связь кремния) [15]. В термическом диоксиде кремния содержится высокая концентрация водорода (до 10^{19}–$10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [16,17]). Взаимодействуя с дефектами структуры (T), водород образует водородосодержащие центры (TH). Показано [18,19], что такие водородосодержащие дефекты $O_3 \equiv Si{-}H$ являются основными дырочными ловушками в термическом диоксиде кремния. При ИО в подзатворном диэлектрике происходят следующие реакции. При захвате дырок безводородными и водородосодержащими ловушками образуется положительный объемный заряд:

$$T^0 + h^+ \overset{k1}{\to} T^+. \tag{1}$$

$$T\mathrm{H}^0 + h+ \overset{k2}{\to} T\mathrm{H}^+. \tag{2}$$

Захват дырки водородосодержащими ловушками стимулирует разрыв водородной связи и преобразование их в безводородные ловушки с освобождением положительного иона водорода:

$$T\mathrm{H}^0 + h^+ \overset{k3}{\to} T^0 + H^+. \tag{3}$$

Положительно заряженные дефекты $T\mathrm{H}^+$ и T^+ становятся электронными ловушками:

$$T\mathrm{H}^+ + e^- \overset{k4}{\to} T\mathrm{H}^0, \tag{4}$$

$$T^+ + e^- \overset{k5}{\to} T_0. \tag{5}$$

Ион водорода, образующийся по реакции (3), может быть захвачен обратно на ловушку T^0:

$$T^0 + \mathrm{H}^+ \overset{k6}{\to} T\mathrm{H}^+, \tag{6}$$

что замедляет миграцию ионов водорода в диоксиде.

Процессы (1)–(6) описываются следующей системой диффузионно-кинетических уравнений и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial}{\partial x}(pE) - (k_2 - k_3)C^0_{TH}p - k_3 C^0_T p + G, \tag{7}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial}{\partial x}(nE) - (k_4 C^+_{TH} + k_5 C^+_T)n + G, \tag{8}$$

$$\frac{\partial C^+_H}{\partial t} = D^+_H \frac{\partial^2 C^+_H}{\partial x^2} - \mu^+_H \frac{\partial}{\partial_x}(C^+_H E) + k_2 C^0_{TH}p - k_6 C^0_T C^+_H, \tag{9}$$

$$\frac{\partial C^+_{TH}}{\partial t} = k_2 C^0_{TH}p - k_4 C^+_{TH}n + k_6 C^0_T C^+_H, \tag{10}$$

$$\frac{\partial C^0_{TH}}{\partial t} = -(k_2 + k_3)C^0_{TH}p + k_4 C^+_{TH}n, \tag{11}$$

$$\frac{\partial C^0_T}{\partial t} = k_3 C^0_{TH}p - k_1 C^0_T p - k_6 C^0_T C^+_H, \tag{12}$$

$$\frac{\partial C^+_T}{\partial t} = k_1 C^0_T p, \tag{13}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}(C^+_{TH} + C^+_T + C^+_H + p - n), \tag{14}$$

где x — координата, отсчитываемая от границы диоксида с кремнием ($0 \le x \le d$, d — толщина диэлектрика); t — время облучения; n и p — концентрации электронов и дырок соответственно; D и μ с соответствующими индексами — коэффициенты диффузии и подвижности подвижных компонентов ($\mu_n = 20\,\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V{\cdot}s})$, $\mu_p = 4 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V{\cdot}s})$,

$D_H^+ = 1.0 \cdot \exp(-0.73/kT)\,\mathrm{cm^2/s}$ [20], k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура), V — потенциал, E — напряженность электрического поля, $E = -dV/dx$; q — заряд электрона; ε — относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния ($\varepsilon = 3.9$); ε_o — электрическая постоянная, G — темп генерации электронно-дырочных пар при ИО, который определяется мощностью радиационной дозы F, коэффициентом генерации электронно-дырочных пар k_g и вероятностью разделения пар электрическим полем до их начальной рекомбинации: $G = F \cdot k_g \cdot f_y(E)$ [14].

Граничные условия для подвижных компонентов соответствуют поглощающим межфазным границам при $x = 0$ и $x = d$:

$$n(0,t) = n(d,t) = p(0,t) = p(d,t) = 0, \tag{15}$$

$$C_H^+(0,t) = C_H^+(d,t) = 0. \tag{16}$$

Напряжение на затворе без подачи внешнего смещения соответствует контактной разнице потенциалов затвора и подложки, $V_g = \varphi$ (полагали $\varphi = 0.5\,\mathrm{V}$):

$$V(0,t) = 0, \qquad V(d,t) = \varphi. \tag{17}$$

В начальный момент времени концентрации всех компонентов нулевые:

$$n(x,0)=p(x,0)=C_{TH}^+(x,0)=C_T^+(x,0)=C_H^+(x,0)=0, \tag{18}$$

кроме исходных концентраций водородосодержащих и безводородных дырочных ловушек, распределенных экспоненциально вблизи межфазной границы (МФГ) $\mathrm{Si{-}SiO_2}$:

$$\mathrm{C}_{TH0}^0(x,0) = \frac{Q_{TH0}^0}{l}\exp\left(-\frac{x}{l}\right), \tag{19}$$

$$\mathrm{C}_{T0}^0(x,0) = \frac{Q_{T0}^0}{l}\exp\left(-\frac{x}{l}\right), \tag{20}$$

где Q_{TH0}^0 и Q_{T0}^0 — начальные интегральные концентрации (количества) водородосодержащих и безводородных ловушек, l — ширина распределения (полагалось $l = 5\,\mathrm{nm}$). Сдвиг порогового напряжения за счет образования объемного заряда под действием ИО определяется выражением

$$\Delta V_{ot} = Q_{ot}/C_{ox}, \tag{21}$$

где Q_{ot} — эффективный объемный заряд,

$$Q_{ot} = q\int_0^d \rho(1 - x/d)dx, \tag{22}$$

C_{ox} — удельная емкость диэлектрика, $C_{ox} = \varepsilon\varepsilon_0/d$, ρ — плотность объемного заряда, $\rho = C_{TH}^+ + C_T^+ + C_H^+ + p - n$.

Полагаем, что при используемых после ИО отжигах в соответствии с рис. 1 происходит полная релаксация объемного заряда:

$$TH^+ \to TH^0, \qquad T^+ \to T^0 \tag{23}$$

и полный уход подвижных ионов водорода из объема диэлектрика МОП-структуры:

$$C_H^+ = 0 \tag{24}$$

при сохранении суммарной интегральной концентрации ловушек ($Q_{TH} + Q_T$).

Параметрами модели являются константы скоростей реакций (1)–(6): $k_i = \sigma_{pi}V_{th}(D_p/D_n)$, $i = 1, 2, 3$; $k_{4,5} = \sigma_{n4,5}V_{th}$, $k_6 = 4\pi r_6 D_H^+$, где V_{th} — тепловая скорость электронов ($V_{th} \cong 10^7\,\mathrm{cm/s}$), σ_p и σ_n — сечения захвата дырок и электронов (в слабых полях $\sigma_p = 1.4 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{cm^2}$, $\sigma_n = 1.6 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{cm^2}$ [21,22]); r_6 — радиус захвата. Полагаем $\sigma_{p2} = \sigma_{p3} = \sigma_p$, $\sigma_{n4} = \sigma_{n5} = \sigma_n$, $r_6 = 10\,\text{Å}$. Помимо дырочных ловушек с относительно большим сечением захвата ($\sigma_p \cong 10^{-14}\,\mathrm{cm^2}$), в термическом оксиде кремния обнаружены центры с меньшим сечением захвата ($\sigma_p \cong 10^{-15}\,\mathrm{cm^2}$) [23]. Полагаем, что такое сечение захвата имеют безводородные центры T^0, т.е. $\sigma_{p1} = 10^{-15}\,\mathrm{cm^2}$.

3. Расчеты по модели и их обсуждение

Уравнения модели (7)–(14) с граничными условиями (15)–(17), начальными условиями (18)–(20), с учетом (21)–(24) решались численно с использованием явных и неявных разностных схем.

Зависимость количества центров TH^0, TH^+, T^0 и T^+ и ионов водорода H^+ от числа циклов облучение–отжиг N показана на рис. 2. Как видно из рисунка, после каждого цикла происходит уменьшение количества центров TH^0 (1) и TH^+ (2) и увеличение количества центров T^0 (3) и T^+ (4). Это происходит вследствие уменьшения количества ионов водорода H^+ в объеме диэлектрика (5), стекающих на МФГ $\mathrm{SiO_2{-}Si}$ (подложка)

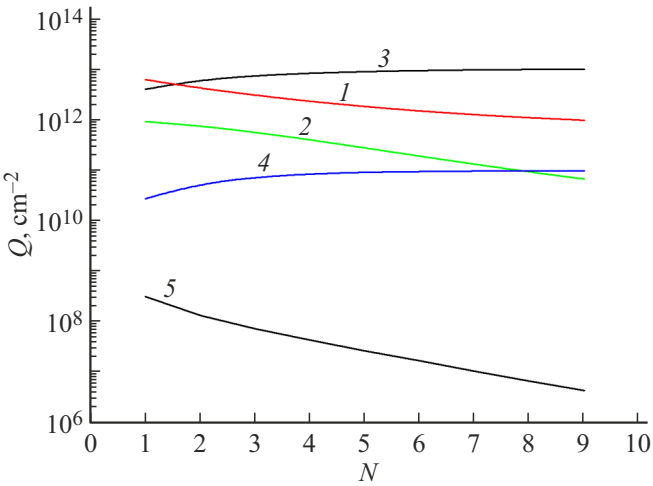

Рис. 2. Влияние числа циклов облучение–отжиг на количество центров TH^0 (*1*), TH^+ (*2*), T_0 (*3*), T^+ (*4*) и H^+ (*5*) (параметры модели даны в подписи к рис. 3).

и МФГ SiO_2-затвор как при ИО, так и особенно при термоотжигах. Т. е. происходит преобразование TH-центров в T-центры при сохранении их суммарного количества. Количество заряженных T^+ центров после восьми циклов становится больше количества заряженных $T\mathrm{H}^+$ центров.

На рис. 3 проведено сравнение экспериментальной зависимости сдвига порогового напряжения (точки *1*), усредненного для *n*- и *p*-МОПТ, с расчетной зависимостью (кривая *2*) при начальном количестве водородосодержащих ловушек $Q^0_{TH0} = 1.1 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ и отсутствии безводородных ловушек $Q^0_{T0} = 0$. Как видно из рисунка, при увеличении числа циклов облучение–отжиг, начиная со второго, наблюдается уменьшение сдвига порогового напряжения (по абсолютной величине) при ИО с тенденцией выхода на постоянный уровень. Это объясняется тем, что водород, освобождающийся при ИО по реакции (3), уходит на обе МФГ при ИО и последующих термоотжигах, что ускоряет превращение водородосодержащих ловушек в безводородные. Отметим, что сдвиг поверхностной составляющей порогового напряжения весьма мал ($\Delta V_{it} \approx 0.06\,\mathrm{V}$) и мало меняется при увеличении числа циклов. Это можно объяснить тем, что при промежуточных отжигах (400°C, 30 min) поверхностные состояния полностью исчезают (т. е. не накапливаются).

Модель позволяет также описать экспериментальные данные работы [7], в которой циклы облучение–отжиг проводились на МОП-структурах с Al-затвором. Оксид толщиной 35 nm получался термическим окислением при температуре 900°C в сухом кислороде с 3% HCl. Рентгеновское облучение проводилось с мощностью 200 Krad/min в течение 5 min. Температура и время отжигов составляли 400°C и 30 min. На рис. 4 показаны экспериментальные (точки *1*) и расчетные (кривая *2*) зависимости сдвига напряжения плоских зон от числа циклов облучение–отжиг при начальном количестве

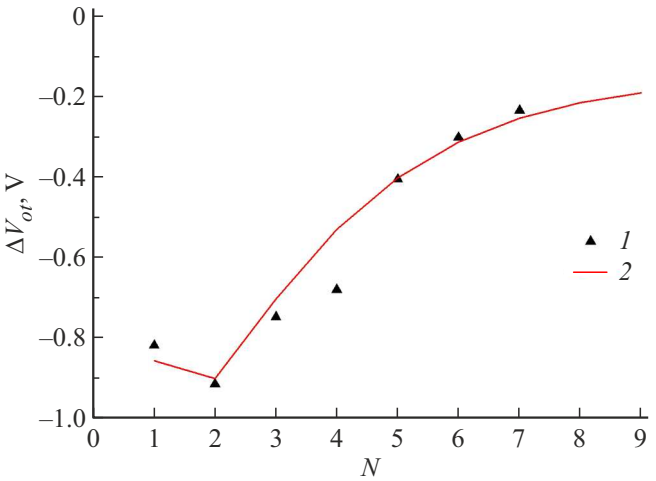

Рис. 3. Зависимость сдвига порогового напряжения от числа циклов облучение–отжиг: *1* — эксперимент, *2* — расчет по модели при $Q^0_{TH0} = 1.1 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $Q^0_{T0} = 0$, $d = 120\,\mathrm{nm}$.

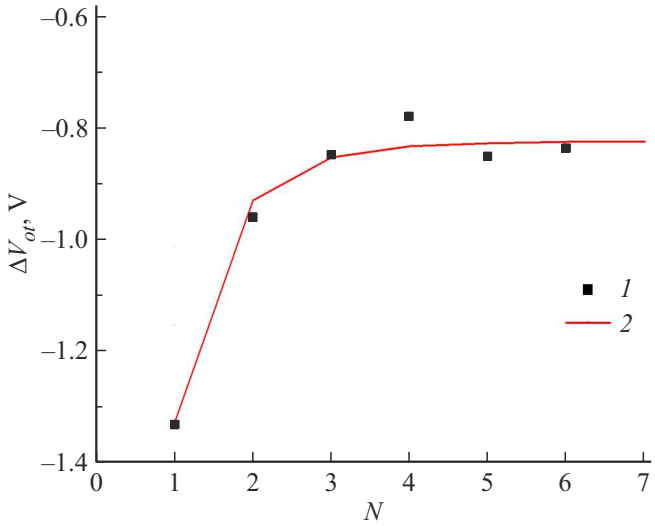

Рис. 4. Зависимость сдвига напряжения плоских зон от числа циклов облучение–отжиг: *1* — эксперимент [7], *2* — расчет по модели при $Q^0_{TH0} = 8 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $Q^0_{T0} = 3.4 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $d = 35\,\mathrm{nm}$.

водородосодержащих ловушек $Q^0_{TH0} = 8 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$, а безводородных — $Q^0_{T0} = 3.4 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Как видно из рисунка, расчет по модели удовлетворительно описывает экспериментальные данные работы [7].

Зависимость сдвига порогового напряжения от числа циклов облучение–отжиг после некоторого числа циклов, зависящего от количества водородосодержащих ловушек ($N = 7$ при $Q^0_{TH0} = 1.1 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ на рис. 3 и $N = 3$ при $Q^0_{TH0} = 8 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$ на рис. 4) выходит на постоянный уровень. Относительная величина постоянного уровня определяется соотношением начальных концентраций водородосодержащих и безводородных ловушек.

Заключение

Разработана количественная модель поведения МОП-структур при РТО. Модель основана на захвате дырок, образующихся при ИО, безводородными и водородосодержащими ловушками. Согласно модели, захват дырок водородосодержащими ловушками стимулирует разрыв водородной связи и превращение их в безводородные ловушки с меньшим сечением захвата. При последующих термоотжигах объемный заряд релаксирует, а образующийся при ИО свободный водород покидает МОП-структуру. Модель позволяет описать экспериментальные данные по повышению радиационной стойкости МОП-структур при последовательных циклах облучение–отжиг при сохранении интегральной концентрации ловушек.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] К.И. Таперо, В.Н. Улимов, А.М. Членов. *Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения* (БИНОМ, М., 2012)

[2] В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. *Поверхностные радиационные эффекты в ИМС* (Энергоатомиздат, М., 1988)

[3] T.R. Oldham, F.D. McLean. IEEE Trans. Nucl. Sci., **50** (3), 483 (2003). DOI: 10.1109/TNS.2003.812927

[4] J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, D.M. Fleetwood, J.A. Felix, P.E. Dodd, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois. IEEE Trans. Nucl. Sci., **55** (4), 1833 (2008). DOI: 10.1109/TNS.2008.2001040

[5] D.M. Fleetwood. IEEE Trans. Nucl. Sci., **65** (8), 1465 (2018). DOI: 10.1109/TNS.2017.2786140

[6] В.Д. Попов, Г.А. Протопопов. *Радиационно-термическая обработка МОП-приборов и интегральоных схем* (Palmarium Academic Press, 2013)

[7] J.-G. Hwu, Sh.-L. Fu. Solid-State Electron., **32** (8), 615 (1989). DOI: 10.1016/0038-1101(89)90139-1

[8] Г.М. Воронкова, В.Д. Попов, Г.А. Протопопов. ФТП, **41** (8), 977 (2007). DOI: 10.1134/S1063782607080179

[9] P.S. Winokur, M.M. Sokoloski. Appl. Phys. Lett., **28** (10), 627 (1976). DOI: 10.1063/1.88592

[10] P.J. McWhorter, S.L. Miller, W.M. Miller. IEEE Trans. Nucl. Sci., **37** (6), 1682 (1990). DOI: 10.1109/23.101177

[11] A.J. Lelis, T.R. Oldham, H.E. Boesch, F.B. McLean. IEEE Trans. Nucl. Sci., **36** (6), 1808 (1989). DOI: 10.1109/23.45373

[12] О.В. Александров. ФТП, **55** (2), 152 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2022.12.54516.3947

[13] P.J. McWhorter, P.S. Winokur. Appl. Phys. Lett., **48** (2), 133 (1986). DOI: 10.1063/1.96974

[14] J.M. Benedetto, H.E. Boech. IEEE Trans. Nucl. Sci., **33** (6), 1318 (1986). DOI: 10.1109/TNS.1986.4334599

[15] P.M. Lenahan, P.V. Dressendorfer. J. Appl. Phys., **55** (10), 3495 (1984). DOI: 10.1063/1.332937

[16] D.L. Griscom. J. Appl. Phys., **58** (7), 2524 (1985). DOI: 10.1063/1.335931

[17] A.G. Revesz. J. Electrochem. Soc., **126** (1), 122 (1979). DOI: 10.1149/1.2128967

[18] V.V. Afanas'ev, G.J. Andriaenssens, A. Stesmans. Microelectron. Eng., **59** (1–4), 85 (2001). DOI: 10.1016/S0167-9317(01)00651-7

[19] A. Rivera, A. van Veen, H. Schut, J.M.M. de Nijs, P. Balk. Solid State Electron., **46** (11), 1775 (2002). DOI: 10.1016/S0038-1101(02)00150-8

[20] S.R. Hofstein. IEEE Trans. Electron Dev., **11** (11), 749 (1967). DOI: 10.1109/TED.1967.16102

[21] R.J. Krantz, L.W. Aukerman, T.C. Zietlow. IEEE Trans. Nucl. Sci., **34** (6), 1196 (1987). DOI: 10.1109/TNS.1987.4337452

[22] H.E. Boesch, F.B. McLean, J.M. Benedetto, J.M. McGarrity. IEEE Trans. Nucl. Sci., **33** (6), 1191 (1986). DOI: 10.1109/TNS.1986.4334577

[23] J.F. Zhang, H.K. Sii, G. Groeseneken, R. Degraeve. IEEE Trans. El. Dev., **48** (6), 1127 (2001). DOI: 10.1109/16.925238