

Релаксация тока в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ : эксперимент и численное моделирование© Ю.Н. Новиков<sup>1</sup>, В.А. Гриценко<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

E-mail: nov@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 7 июня 2016 г.)

Экспериментально измерена релаксация тока в структуре металл–нитрид–оксид–полупроводник. Эксперимент сравнивается с расчетом, основанным на двухзонной модели проводимости и многофононном механизме ионизации ловушек. Из сравнения эксперимента с расчетом для величины сечения рекомбинации получена оценка сверху, которая составила  $5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ .

DOI: 10.21883/FTT.2017.01.43949.234

## 1. Введение

В современных кремниевых приборах применяются два ключевых диэлектрика: аморфный оксид ( $\text{SiO}_2$ ) и нитрид кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) [1]. Нитрид кремния имеет высокую концентрацию глубоких электронных и дырочных ловушек ( $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) с гигантским временем удержания электронов и дырок в локализованном состоянии (десять лет при  $85^\circ\text{C}$ ) [1]. Это свойство нитрида кремния используется в современной флеш-памяти.

Проводимость диэлектриков основана на переносе заряда по ловушкам. Ранее для описания переноса заряда в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  использовалась однозонная модель [2–4]: проводимость описывается одним типом носителей — электронами или дырками. Позднее для переноса заряда стала использоваться двухзонная модель [5–11]. В двухзонной модели в переносе заряда участвуют электроны и дырки. Из отрицательно смещенного контакта инжектируются электроны, а из положительно смещенного — дырки. Необходимость использования двухзонной модели при рассмотрении переноса заряда в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  иллюстрирует следующий пример. В режиме „перепрограммирования“ в элементе памяти кремний–оксид–нитрид–оксид–полупроводник из Si-подложки инжектируются дырки, а из поликремниевое затвора — электроны (паразитная инжекция электронов). Одной из главных задач в этом случае является уменьшение паразитной инжекции электронов из поликремниевое затвора. Паразитная инжекция электронов из поликремниевое затвора приводит к уменьшению окна памяти в режиме перепрограммирования информации [12]. Для подавления паразитной инжекции электронов из поликремниевое затвора было предложено оксид кремния заменить на high-k диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью [9,10]. Применение high-k диэлектрика вместо  $\text{SiO}_2$  приводит к уменьшению электрического поля в блокирующем диэлектрике и, следовательно, к подавлению инжекции электронов из затвора. Вместо поликремниевое

затвора было предложено использовать нитрид тантала ( $\text{TaN}$ ) с большой работой выхода в структуре  $\text{TaN}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Si}_3\text{N}_4-\text{SiO}_2-\text{Si}$  [10]. В настоящее время на основе указанных структур разрабатываются трехмерные флеш-матрицы памяти [13].

Двухзонная модель описывает инжекцию электронов и дырок из контактов, захват электронов и дырок на ловушки, ионизацию ловушек и рекомбинацию свободных электронов с локализованными дырками и свободных дырок с локализованными электронами [5,6,8–11]. Ранее для описания ионизации ловушек в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  использовалась модель Пула–Френкеля [2–5,7]. Однако в [6,8] было продемонстрировано, что интерпретация проводимости  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в рамках модели Френкеля дает anomalously малое значение частотного фактора  $\nu \approx 10^6 - 10^9 \text{ s}^{-1}$ . Согласно данным Френкеля, частотный фактор оценивается на уровне  $\nu \approx 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . Кроме того, согласие с моделью Френкеля может быть получено только при anomalously большом значении эффективной туннельной массы в  $\text{Si}_3\text{N}_4$   $m^* = 4m_e$  [6,8]. Эксперимент дает величину эффективной массы электронов и дырок  $m^* = 0.4m_e$  [14].

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение кинетики релаксации тока в структуре металл–нитрид–оксид–полупроводник (МНОП), а также сравнение эксперимента с расчетом, основанным на двухзонном механизме проводимости и многофононном механизме ионизации ловушек. Явление релаксации тока заключается в следующем: после подачи на МНОП-структуру поляризующего импульса напряжения ток, имеющий в начальный момент времени максимальное значение, со временем уменьшается (нестационарный режим) и через некоторое время принимает минимальное значение. После этого ток или не изменяется (стационарный режим) или продолжает медленно со временем уменьшаться (режим медленной релаксации). На основе сравнения эксперимента с расчетом далее оценено сечение рекомбинации свободных электронов с захваченными на ловушки дырками и свободных дырок с захваченными на ловушки электронами в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

## 2. Методика эксперимента и расчета

В МНОП-структуре в качестве полупроводниковой подложки использовался кремний *n*-типа. На подложке с помощью термического окисления в закиси азота выращивался туннельно-тонкий слой оксида кремния толщиной 1.9 нм. На оксид кремния в реакторе пониженного давления из смеси дихлорсилана ( $\text{SiH}_2\text{Cl}_2$ ) и аммиака ( $\text{NH}_3$ ) при температуре  $750^\circ\text{C}$  осаждался слой аморфного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 75 нм. В качестве металлического электрода к  $\text{Si}_3\text{N}_4$  использовался алюминий. На рис. 1 приведена энергетическая диаграмма МНОП-структуры, используемой в расчете при положительном потенциале на Al. Стрелками указаны электронные и дырочные составляющие токов. Измерение релаксации тока в МНОП-структуре проводилось при комнатной температуре.

В настоящей работе для рассмотрения переноса заряда использовалась одномерная двухзонная модель. Для описания процессов перезарядки ловушек использована статистика Шокли–Рида–Холла [6,9–11]. Неоднородное электрическое поле в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  рассчитывалось с использованием уравнения Пуассона. В работах по переносу заряда в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  значения параметров ловушек для электронов и дырок или совпадают, или очень близки [5–11]. В настоящей работе предполагается, что электронные и дырочные ловушки имеют одинаковые параметры:  $P$  — темп ионизации при заданных величинах электрического поля  $F$  и температуры  $T$ ,  $N$  — концентрация,  $\sigma$  — сечение захвата,  $\sigma_r$  — сечение рекомбинации между свободными и захваченными на ловушку носителями противоположного знака. С учетом отмеченного выше уравнения для описания переноса заряда в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n(x, t)}{\partial x} - \sigma v n(x, t) (N_t - n_t(x, t)) + n_t(x, t) P(x, t) - \sigma_r v n(x, t) p_t(x, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_t(x, t)}{\partial t} = \sigma v n(x, t) (N_t - n_t(x, t)) - n_t(x, t) P(x, t) - \sigma_r v p(x, t) n_t(x, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_p(x, t)}{\partial x} - \sigma v p(x, t) (N_t - p_t(x, t)) + p_t(x, t) P(x, t) - \sigma_r v p(x, t) n_t(x, t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_t(x, t)}{\partial t} = \sigma v p(x, t) (N_t - p_t(x, t)) - p_t(x, t) P(x, t) - \sigma_r v p(x, t) n_t(x, t), \quad (4)$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = -e \frac{(n_t(x, t) - p_t(x, t))}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (5)$$

где  $n$  и  $n_t$  — концентрации свободных и захваченных на ловушки электронов,  $p$  и  $p_t$  — концентрации свободных и захваченных дырок,  $e$  — заряд электрона,

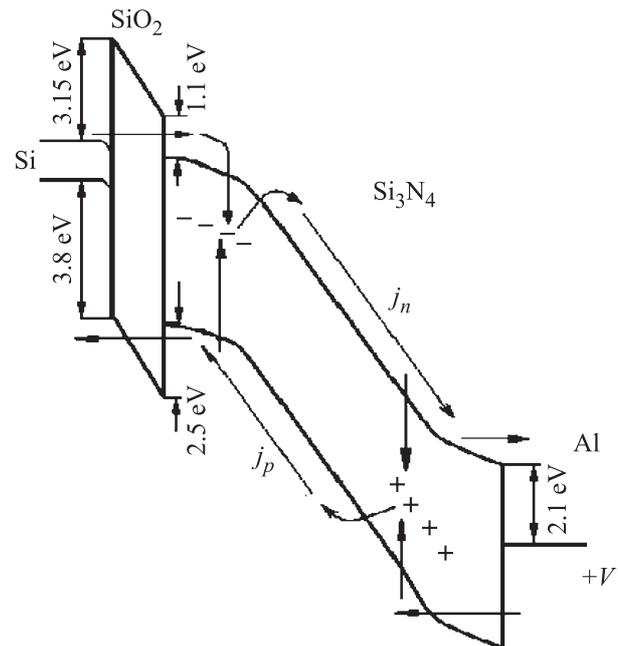


Рис. 1. Энергетическая диаграмма МНОП-структуры при положительном потенциале на Al-электроде.

$v = 10^7$  cm/s — дрейфовая скорость [6,8],  $\varepsilon = 7.5$  — низкочастотная диэлектрическая проницаемость  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Дрейфовые скорости электронов и дырок связаны с плотностью тока соотношениями  $j_n = env$  и  $j_p = -epv$ . Для вероятности ионизации ловушки используется модель многофононной ионизации ловушек, которая показала хорошее согласие с экспериментом для переноса заряда в МНОП-структуре [6,8–11]. В рамках этой модели [15] темп ионизации ловушек дается выражением

$$P = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp \left[ \frac{nW_{ph}}{2kT} - S \coth \frac{W_{ph}}{2kT} \right] \times I_n \left( \frac{S}{\sinh(W_{ph}/2kT)} \right) P_i(W_T + nW_{ph}),$$

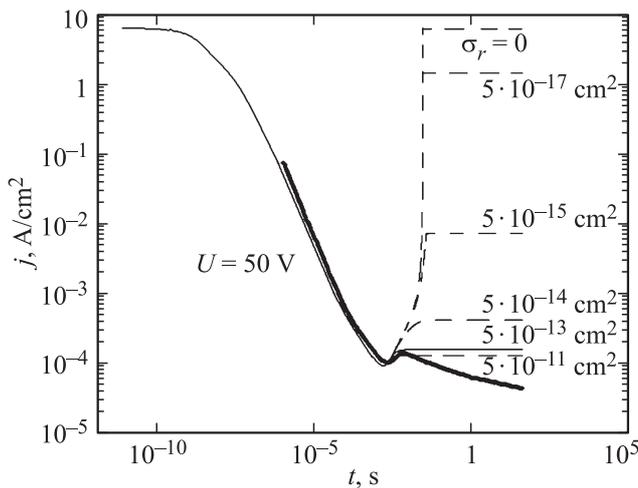
$$P_i(W) = \frac{eF}{2\sqrt{2m^*W}} \exp \left( -\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar eF} W^{3/2} \right),$$

$$S = \frac{W_{opt} - W_T}{W_T}, \quad (6)$$

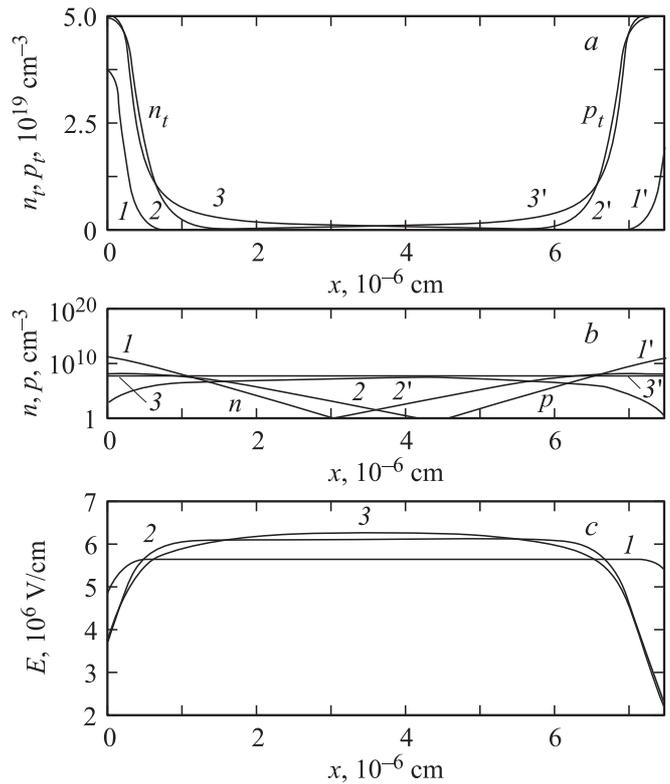
где  $W_T$  — термическая энергия ионизации,  $W_{opt}$  — оптическая энергия ионизации ловушки,  $W_{ph}$  — энергия фотона,  $k$  — постоянная Больцмана. В представленной модели предполагаются одинаковые величины  $W_T$ ,  $W_{opt}$ ,  $W_{ph}$  для электронных и дырочных ловушек. Для инжекции электронов и дырок из Si-подложки и Al использовался механизм Фаулера–Нордгейма.

### 3. Сравнение эксперимента с расчетом, обсуждение результатов

На рис. 2 показано сравнение эксперимента (сплошная жирная линия) с расчетом (тонкие линии) релаксации тока для напряжения на Al-электроде (50 V). Наилучшее согласие эксперимента с расчетом (рис. 2) получено при следующих параметрах ловушек:  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 2.8 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ . Эти значения параметров ловушек близки к полученным в работах [5–8]. В литературе для описания экспериментов по проводимости  $\text{Si}_3\text{N}_4$  используются как сечение захвата  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$  [5–10,16], так и сечения захвата на два-три порядка меньше [4,11,17,18]. Если предположить, что в качестве ловушек для электронов (дырок) выступает азотная вакансия (Si–Si-связь) [1], то малое сечение захвата, возможно, связано с тем, что захват электронов или дырок происходит на нейтральную Si–Si-связь. В то же время в работе [19] высказано предположение, что нейтральная Si–Si-связь может обладать большим сечением захвата благодаря поляронному эффекту. На основе эксперимента, проведенного в настоящей работе, нельзя однозначно оценить сечение захвата ловушек. Расчеты, выполненные в настоящей работе, показывают, что для малого сечения захвата  $\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  для согласия с экспериментом необходимо использовать более „глубокие“ ловушки ( $W_T = 1.6 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 3.2 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ) с



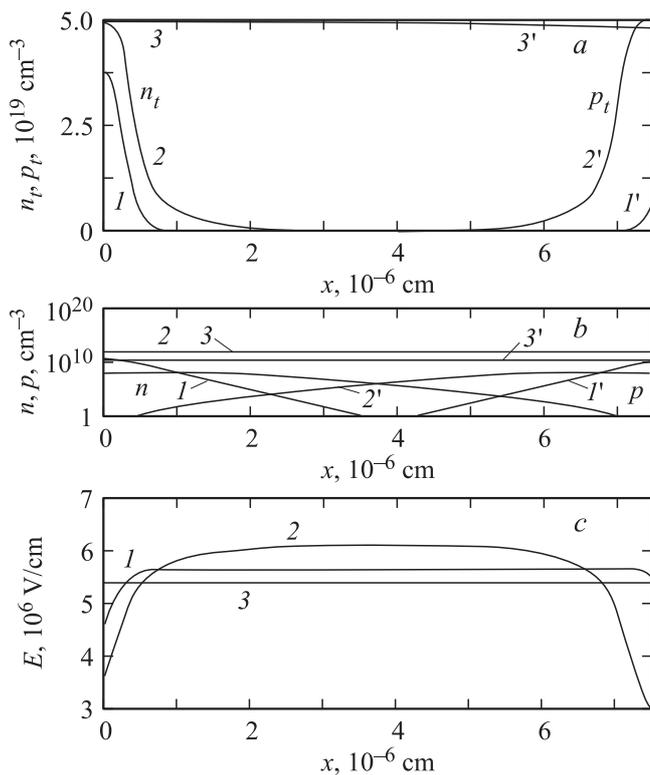
**Рис. 2.** Сравнение экспериментальной кинетики релаксации тока (сплошная жирная линия) с рассчитанной (тонкая сплошная и штриховые линии) для МНОП-структуры. Параметры ловушек:  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 2.8 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ . Толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$  составляет 75 nm, а  $\text{SiO}_2$  — 1.9 nm. Величина поляризирующего импульса на структуре  $U = 50 \text{ V}$ . В расчетах использованы различные значения сечений рекомбинации  $\sigma_r$  (указаны на рисунке).



**Рис. 3.** Расчет в МНОП-структуре при  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ : *a* — концентрации ловушек с захваченными электронами  $n_t$  и дырками  $p_t$ ; *b* — концентрации свободных электронов  $n$  и дырок  $p$ ; *c* — электрическое поле в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Параметры ловушек:  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 2.8 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ . Толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$  составляет 75 nm, а  $\text{SiO}_2$  — 1.9 nm. Величина поляризирующего импульса на структуре  $U = 50 \text{ V}$ . Расчет проводился для моментов времени  $10^{-6}$  (1),  $10^{-3}$  (2),  $10^2 \text{ s}$  (3). Линии, помеченные штрихами, — распределения для дырок, линии без штрихов — распределения для электронов.

концентрацией  $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [11]. В дальнейшем в расчетах для сечения захвата, если не указано другое, использовано значение  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ .

Расчет предсказывает (рис. 2), что в начальные моменты времени ( $t \sim 10^{-10} \text{ s}$ ) ток практически не меняется. Это связано с тем, что электрическое поле заряда (рис. 3, *c*) захваченного на ловушки (рис. 3, *a*), является незначительным по сравнению с внешним полем. Основная часть инжектированных из контакта свободных носителей захватывается вблизи контактов (рис. 3, *a*), так как длина захвата  $L = (1/N\sigma)$  при заданных параметрах ловушек составляет  $\sim 0.3 \text{ nm}$ . В более поздние времена электрическое поле захваченного на ловушки заряда начинает экранировать внешнее поле, и ток начинает уменьшаться по закону  $j \sim t^{-1}$ . В то же время электрическое поле внутри пленки  $\text{Si}_3\text{N}_4$  возрастает. Инжектируемые из контактов в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  свободные носители, а также носители, образовавшиеся в результате ионизации ловушек, проходят в глубь пленки  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (рис. 3, *b*), где



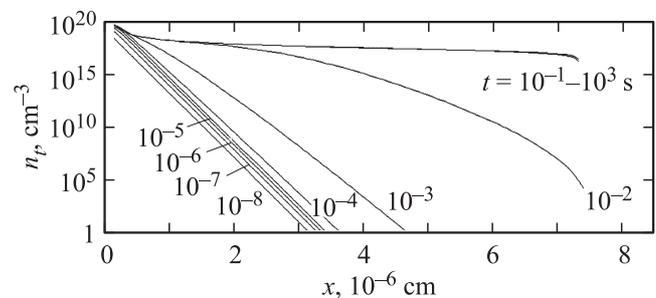
**Рис. 4.** Расчет в МНОП-структуре при  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ : *a* — концентрации ловушек с захваченными электронами  $n_t$  и дырками  $p_t$ ; *b* — концентрации свободных электронов  $n$  и дырок  $p$ ; *c* — электрического поля в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Параметры ловушек:  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 2.8 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ . Толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$  составляет 75 nm, а  $\text{SiO}_2$  — 1.9 nm. Величина поляризирующего импульса на структуре  $U = 50 \text{ V}$ . Обозначение линий то же, что на рис. 3.

они рекомбинируют с захваченными на ловушки носителями противоположного знака. Процесс рекомбинации „мешает“ накапливаться носителям противоположного знака вблизи инжектирующих электродов. В момент времени ( $\sim 10^{-2} \text{ s}$ ), как показывает расчет, ток перестает зависеть от времени (рис. 2). В этот момент времени процессы захвата на ловушки, ионизации и рекомбинации уравнивают (компенсируют) друг друга.

Для оценки сверху величины сечения рекомбинации  $\sigma_r$  были проведены расчеты с использованием разных его значений (рис. 2, штриховые линии). Для ловушек использовались следующие параметры:  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 2.8 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ . На рис. 4 показан расчет для  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ . При отсутствии рекомбинации (или „слабой“ рекомбинации  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ ) после подачи на структуру поляризирующего импульса (50 V) до времен  $t \sim 10^{-8} \text{ s}$  ток не меняется, так как поле захваченного на ловушки заряда мало по сравнению с внешним полем. В более поздние времена электрическое поле (рис. 4, *c*) захваченного на ловушки заряда (рис. 4, *a*) начинает экранировать внешнее

поле, и ток начинает уменьшаться до минимального значения (при  $t \sim 10^{-3} \text{ s}$ ). Далее происходит резкий рост тока. Носители, инжектируемые из контактов в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , а также носители, образовавшиеся в результате ионизации ловушек, проходят в глубь пленки (рис. 4, *b*) и накапливаются вблизи электродов, а именно электроны, инжектируемые из Si-подложки, приходят к металлу и захватываются в области, где находятся захваченные на ловушки дырки, а дырки, инжектируемые из Al, захватываются в области, где захвачены электроны. В результате этого электрическое поле вблизи контактов возрастает, что ведет к увеличению тока (рис. 2). Этот процесс идет до тех пор, пока все ловушки в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  не заполнятся и ток не вырастет до значения, соответствующего току в начальный момент времени после подачи поляризирующего импульса. Постепенное увеличение сечения рекомбинации приводит к установлению новых стационарных значений тока по истечении длительных промежутков времени (рис. 2, штриховые линии). Из сравнения эксперимента с расчетом следует, что для сечения рекомбинации наиболее подходит величина  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ .

В эксперименте (рис. 2), а также в расчетах после спада тока до величины  $10^{-4} \text{ A/cm}^2$  наблюдается минимум тока при  $t \sim 10^{-3} \text{ s}$ . После этого минимума ток немного возрастает со временем (рис. 2) и затем переходит в стационарный режим (расчет) и режим медленной релаксации (эксперимент). Для объяснения минимума и небольшого роста тока после минимума на рис. 5 в полулогарифмическом масштабе представлены распределения ловушек с захваченными электронами в разные моменты времени, рассчитанные с параметрами, соответствующими тонкой сплошной линии на рис. 2. Для наглядности на рис. 5 не представлено распределение ловушек с захваченными дырками, которое имеет примерно такой же вид, как в случае с электронными ловушками. Расчет показывает (рис. 5), что в начальное время ( $10^{-8} - 10^{-4} \text{ s}$ ) после подачи поляризирующего импульса заряд захватывается на ловушки, расположенные



**Рис. 5.** Расчет концентрации ловушек с захваченными электронами  $n_t$  в МНОП-структуре в разные моменты времени. Параметры ловушек:  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{opt}} = 2.8 \text{ eV}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ . Толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$  составляет 75 nm, а  $\text{SiO}_2$  — 1.9 nm. Величина поляризирующего импульса на структуре  $U = 50 \text{ V}$ .

вблизи контакта. Значения электрического поля вблизи контакта и внутри образца практически не различаются (рис. 3, *c*). Для этого электрического поля характерна некоторая ионизация ловушек во всем образце  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . В более поздние времена электрическое поле в объеме начинает значительно превосходить электрическое поле вблизи контакта (рис. 3, *c*). В это время происходит заполнение ловушек внутри объема ( $t = 10^{-3} - 10^{-1}$  с на рис. 5). Такая перестройка захваченного на ловушки заряда ведет к небольшому падению электрического поля внутри образца и соответствующему небольшому увеличению поля на границе  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Al}$ . Последнее обстоятельство приводит к небольшому возрастанию электрического тока и далее к переходу в стационарный режим (расчет) и к медленной релаксации (эксперимент). Отметим, что во временном интервале ( $10^{-2} - 10^{-1}$  с), как показывает расчет (рис. 5), происходит уже незначительное заполнение ловушек в объеме  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и увеличение тока на рис. 2 (тонкая сплошная линия) после  $10^{-2}$  с практически не наблюдается.

Для времен более  $10^{-2}$  с после воздействия поляризирующего импульса расчет предсказывает постоянное по времени значение тока. В эксперименте наблюдается медленное уменьшение тока со временем (медленная релаксация). Ранее это явление наблюдалось в [20]. Одномерная модель Шокли–Рида–Холла не описывает медленную релаксацию тока в нитриде кремния. Мы предполагаем, что медленная релаксация, наблюдаемая в эксперименте, возможно, связана с переносом диффузионно-дрейфовым механизмом ловушек (азотных вакансий) внутри образца  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , как это было, например, продемонстрировано для кислородных вакансий в  $\text{TiO}_2$  [21]. Также явление медленной релаксации, возможно, связано с присутствием в объеме  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ловушек с некоторым распределением по энергии, концентрации и сечению захвата.

#### 4. Заключение

В работе проведено измерение кинетики релаксации тока в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Эксперимент сравнивается с расчетом, в котором учитывается одновременный перенос электронов и дырок. Получены следующие параметры ловушек в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ :  $m^* = 0.4m_0$ ,  $W_T = 1.4$  eV,  $W_{\text{opt}} = 2.8$  eV,  $W_{\text{ph}} = 0.06$  eV,  $N = 5 \cdot 10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-13}$   $\text{cm}^2$ . Если предположить, что сечение захвата электронных и дырочных ловушек имеет малую величину ( $\sim 10^{-16}$   $\text{cm}^2$ ), то для согласия с экспериментом в расчетах необходимо использовать более „глубокие“ ловушки ( $W_T \sim 1.6$  eV) с большей концентрацией ( $5 \cdot 10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Оценка сверху для сечения рекомбинации между свободными и захваченными на ловушку носителями противоположного знака дает величину  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13}$   $\text{cm}^2$ . Полученные результаты будут полезны при разработке современной флеш-памяти.

#### Список литературы

- [1] В.А. Гриценко. Строение и электронная структура аморфных диэлектриков в кремниевых МДП-структурах. Наука, Новосибирск (1993). 278 с.
- [2] S.M. Sze. J. Appl. Phys. **18**, 2951 (1967).
- [3] S. Manzini. J. Appl. Phys. **62**, 3278 (1987).
- [4] Y.C. Jeon, H.Y. Lee, S.K. Joo. J. Appl. Phys. **75**, 979 (1993).
- [5] Г.В. Гадияк, М.С. Обрехт, С.П. Синеца. Микроэлектроника **14**, 512 (1985).
- [6] K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko, Yu.N. Novikov, E.-H. Lee, S.Y. Yoon, C.W. Kim. J. Appl. Phys. **96**, 4293 (2004).
- [7] H. Bachhofer, H. Reisinger, E. Bertagnolli. J. Appl. Phys. **89**, 2791 (2001).
- [8] A.V. Veshnykov, Yu.N. Novikov, V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov. Solid-State Electron. **53**, 251 (2009).
- [9] V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov, Yu.N. Novikov, A.L. Aseev, S.Y. Yoon, J.-W. Lee, E.-H. Lee, C.W. Kim. Solid-State Electron. **47**, 1651 (2003).
- [10] Yu.N. Novikov, V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov. Optoelectronics **45**, 80 (2009).
- [11] Yu.N. Novikov. J. Appl. Phys. **117**, 154103 (2015).
- [12] J. Bu, M.H. White. Solid-State Electron. **45**, 113 (2001).
- [13] G.W. Burr, M.J. Breitwisch, M. Franceschini, D. Garetto, K. Gopalakrishnan, B. Jackson, B. Kurdi, C. Lam, L.A. Lastras, A. Padilla, B. Rajendran, S. Raoux, R.S. Shenoy. Vac. Sci. Technol. B **28**, 223 (2010).
- [14] V.A. Gritsenko, E.E. Meerson, Yu.N. Morokov. Phys. Rev. B **57**, R2081 (1997).
- [15] S.S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. Phys. Rev. B **25**, 6406 (1982).
- [16] F.L. Hampton, J.R. Cricchi. Appl. Phys. Lett. **35**, 802 (1979).
- [17] S.D. Tzeng, S. Gwo. J. Appl. Phys. **100**, 023711 (2006).
- [18] Y.J. Seo, K.C. Kim, H.D. Kim, G. Kim, H.-M. An. J. Korean Phys. Soc. **53**, 3302 (2008).
- [19] А.А. Карпушин, А.Н. Сорокин, В.А. Гриценко. Письма в ЖЭТФ **103**, 188 (2016).
- [20] V.A. Gritsenko, E.E. Meerson, S.P. Sinita. Phys. Status. Solidi. A **48**, 31 (1978).
- [21] D.S. Jeong, H. Schroeder, R. Waser. Phys. Rev. B **79**, 195317 (2009).