

ТРАНСПОРТ ЗАРЯДА В АМОРФНОМ НИТРИДЕ КРЕМНИЯ

Ю. Н. Новиков^{a*}, В. А. Гриценко^{a,b,c}

^a *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

^c *Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 28 апреля 2021 г.,
после переработки 26 мая 2021 г.
Принята к публикации 26 мая 2021 г.

В широком диапазоне электрических полей и температур экспериментально рассмотрен перенос заряда в аморфном нитриде кремния (Si_3N_4). Экспериментальные результаты сравниваются с численными расчетами. Для описания ионизации глубоких центров (ловушек) в Si_3N_4 использовались эффект Френкеля с учетом термически облегченного туннелирования и многофононный механизм. Показано, что эффект Френкеля с учетом термически облегченного туннелирования формально описывает эксперимент, но в расчетах при этом необходимо использовать аномально малый частотный фактор (10^9 с^{-1}) и большую эффективную туннельную массу ($3m_0$). Удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом получено при использовании теории многофононной ионизации ловушек со следующими параметрами: $W_T^{e,h} = 1.6 \text{ эВ}$, $W_{opt}^{e,h} = 3.2 \text{ эВ}$, $W_{ph}^{e,h} = 0.064 \text{ эВ}$, $m_{e,h}^* = 0.6m_0$ и $N^{e,h} = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует термической энергии, оптической энергии, энергии фонона, эффективной туннельной массе и концентрации электронных и дырочных ловушек.

DOI: 10.31857/S0044451021100138

1. ВВЕДЕНИЕ

Диэлектрические пленки широко используются в кремниевых приборах [1]. Большинство аморфных диэлектриков, таких как Si_3N_4 [1–4], BN [5], Al_2O_3 [6], GeO_2 [7] и др., имеет высокую плотность (более 10^{18} см^{-3}) глубоких центров (ловушек). В сильных электрических полях (10^6 – 10^7 В/см) из контактов в диэлектрик инжектируются неравновесные электроны и дырки, которые захватываются на ловушки. Перенос заряда (ток утечки) в электрическом поле в диэлектриках происходит при помощи ловушек. Аморфный нитрид кремния обладает эффектом памяти [1, 8], который заключается в локализации электронов и дырок на ловушках с гигантским временем удержания (более 10 лет при 300 К). Эффект памяти в Si_3N_4 используется для хранения за-

ряда в современных трехмерных приборах флэш-памяти терабитного масштаба [8].

Ток утечки диэлектрических пленок экспоненциально возрастает с ростом электрического поля (закон Пула) [9]. Для объяснения экспоненциальной зависимости тока от электрического поля Френкель предложил простую наглядную модель, основанную на ионизации кулоновских ловушек в электрическом поле [10, 11]. Эффект Френкеля широко применяется для объяснения ионизации ловушек в Si_3N_4 [2–4]. Как правило, перенос заряда в полупроводниках интерпретируется с использованием теории многофононной ионизации ловушек [12–14]. В последнее время теория многофононной ионизации ловушек применяется для описания переноса заряда в различных диэлектриках (BN [5], Al_2O_3 [6], GeO_2 [7], HfO_2 [15] и др.).

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение механизма переноса заряда в Si_3N_4 в широком диапазоне температур (130–600 К) и электрических полей ($2 \cdot 10^6$ – $7 \cdot 10^6 \text{ В/см}$). Экспериментальные результаты сопоставляются с чис-

* E-mail: nov@isp.nsc.ru

ленными расчетами. В расчетах используется биполярная модель проводимости, т. е. в переносе заряда учитываются электроны и дырки. Для описания вероятности ионизации ловушек использованы следующие модели: эффект Пула – Френкеля с учетом термически облегченного туннелирования (thermally assisted tunneling, TAT) и многофононный механизм ионизации ловушек. Для описания многофононного механизма ионизации ловушек используется модель из работы [12] и модель, предложенная Карпусом в работе [14] для высоких электрических полей.

2. ОБРАЗЦЫ, МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РАСЧЕТА

Аморфный Si₃N₄ толщиной 92 нм выращен на подложке *n*-Si методом пиролиза смеси силана и аммиака в потоке водорода при 850 °С. На поверхность Si₃N₄ через маску были осаждены контакты из Al площадью 5 · 10⁻³ см². Измерение температурных зависимостей структур *n*-Si/Si₃N₄/Al (при фиксированном потенциале на Al-электроде) проводились в криостате в диапазоне температур 130–600 К. Скоростью изменения температуры составляла около 20 К/мин.

Энергетическая диаграмма структуры Si/Si₃N₄/Al показана на рис. 1 без приложен-

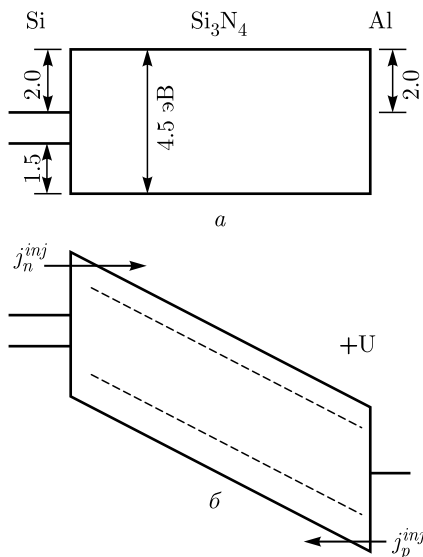


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры Si/Si₃N₄/Al: *a* — без приложенного электрического поля; *b* — при положительном потенциале на Al. Штрихами отмечены электронные и дырочные ловушки, стрелками — инжекционные токи

ного напряжения и при положительном потенциале на Al.

Для рассмотрения переноса заряда в Si₃N₄ использовалась одномерная двухзонная модель. Перезарядка ловушек описывалась с помощью статистики Шокли – Рида – Холла. Неоднородное электрическое поле в Si₃N₄ рассчитывалось с использованием уравнения Пуассона. С учетом сказанного выше уравнения для описания переноса заряда в Si₃N₄ имеют следующий вид:

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

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

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

$$\frac{\partial p_t(x,t)}{\partial t} = \sigma^h v p(x,t)(N^h - p_t(x,t)) - p_t(x,t)P^h(x,t) - \sigma_r^e v p_t(x,t)n(x,t), \quad (4)$$

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

где n и n_t — концентрации свободных и захваченных на ловушки электронов, p и p_t — концентрации свободных и захваченных дырок, $P^{e,h}$ — темп ионизации при заданных величинах электрического поля (F) и температуры (T), $N^{e,h}$ — концентрация пустых ловушек, $\sigma^{e,h}$ — сечение захвата и $\sigma_r^{e,h}$ — сечение рекомбинации между свободными и захваченными на ловушку носителями противоположного знака, $\varepsilon = 7.5$ — низкочастотная диэлектрическая проницаемость Si₃N₄ [2], ε_0 — электрическая постоянная, e — заряд электрона, v — дрейфовая скорость. Дрейфовые скорости электронов и дырок связаны с плотностью тока соотношениями $j_n(x) = en(x)v$ и $j_p(x) = -ep(x)v$.

В качестве граничных условий в Si₃N₄ для уравнения (5) используется величина прикладываемого к Al-контакту импульса внешнего напряжения U ; для уравнений (1)–(4) —

$$n_0(t) = \frac{j_n^{inj}}{ev}, \quad p_0(t) = \frac{j_p^{inj}}{ev},$$

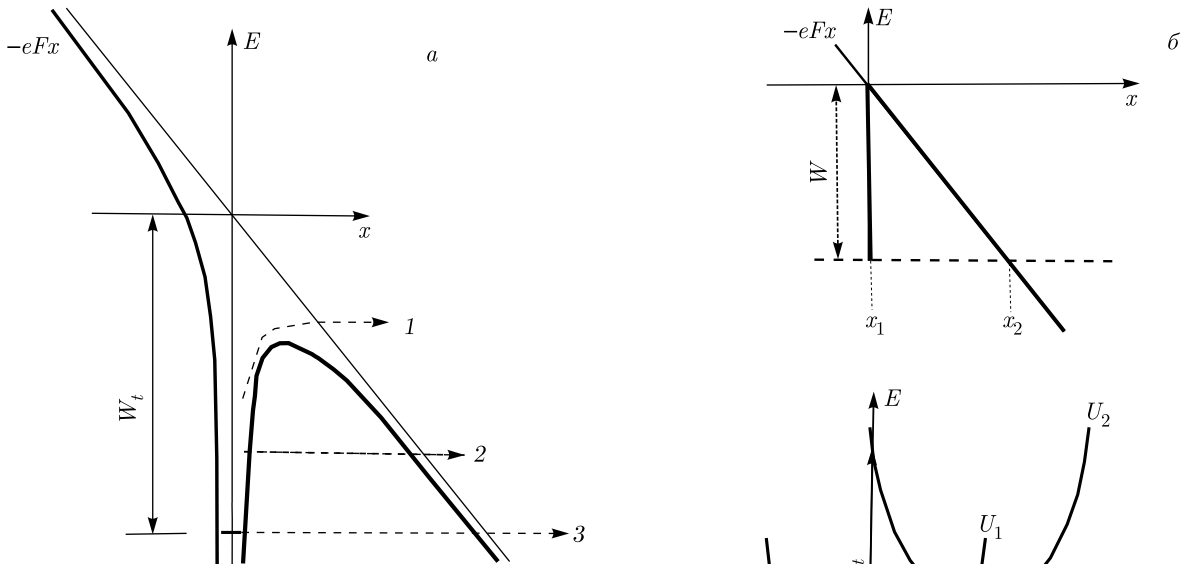


Рис. 2. Энергетические диаграммы для двух моделей ионизации ловушек. *а)* Модель Френкеля с учетом ТАТ: 1 — эффект Френкеля; 2 — ТАТ; 3 — прямое туннелирование. *б)* Многофонный механизм ионизации: сверху — туннелирование электрона сквозь потенциал нулевого радиуса (нейтральная ловушка), внизу — адиабатические термы (U_1 — ловушка с захваченным электроном, U_2 — пустая ловушка, U_W — терм в сильном электрическом поле, Q — конфигурационная координата, W_{opt} — оптическая энергия, W_T — термическая энергия, W — энергия вылетевшего электрона, x_1 и x_2 — классические точки поворота)

где j_n^{inj} и j_p^{inj} — соответственно инжекционные токи электронов из Si-подложки и дырок из Al (рис. 1б), которые рассчитывались на основе механизма Фаулера – Нордгейма с учетом ТАТ [16]. В диэлектриках условно выделяют два вида проводимости: 1) контактно-ограниченную, которая в основном определяется величиной энергетического барьера на границе полупроводник(металл)/диэлектрик; 2) объемно-ограниченную проводимость, которая определяется ловушками (энергией ловушки, вероятностью ионизации, концентрацией, сечением захвата).

Для расчета вероятности ионизации ловушки использовалась модель Френкеля с учетом ТАТ (рис. 2а) и многофонный механизм ионизации (рис. 2б). Согласно эффекту Френкеля, вероятность ионизации ловушки определяется как [10, 11]

$$P_F = \nu \exp\left(-\frac{W_t - \beta\sqrt{F}}{kT}\right), \quad \beta = \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon_\infty\epsilon_0}}. \quad (6)$$

Здесь W_t — энергия ловушки, β — постоянная Френкеля, k — постоянная Больцмана, $\epsilon_\infty = 4.0$ — вы-

сокочастотная диэлектрическая проницаемость [2], ν — частотный фактор.

Кроме термической ионизации ловушки через верх кулоновского барьера (рис. 2а), рассмотренной в оригинальных работах Френкеля, мы учитываем механизм ТАТ [5], который помимо прямого туннелирования предусматривает туннелирование из некоторого возбужденного состояния W :

$$P_{TAT} = \frac{\nu}{kT} \int_0^{W_t - \beta\sqrt{F}} dW \times \exp\left(-\frac{W}{kT} - \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{m^*(eV(x) - W)}\right), \quad (7)$$

$$V(x) = W_t - \frac{e}{4\pi\epsilon_\infty\epsilon_0 x} - Fx.$$

Здесь $V(x)$ — кулоновский барьер, m^* — туннельная эффективная масса. Классические точки поворота рассчитывались по формуле

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \frac{W_t - W}{eF} \times \left(1 \pm \left(\frac{eF}{\pi \varepsilon_\infty \varepsilon_0 (W_t - W)^2} \right)^{1/2} \right). \quad (8)$$

Темп ионизации по механизму Френкеля с учетом ТАТ рассчитывался по формуле

$$P_{F,ТАТ} = P_F + P_{ТАТ}. \quad (9)$$

Для вычисления вероятности ионизации ловушек также используется модель многофононной ионизации [12]. Следуя работе [12], мы предполагаем, что ловушка в незаполненном состоянии является нейтральной и представляет собой осциллятор, встроенный в решетку Si₃N₄. Ловушка может захватывать электрон и дырку. На рис. 2б (внизу) показана потенциальная энергия ядра, так называемая конфигурационная диаграмма. В этой модели ловушка представляет собой гармонический осциллятор с обобщенной координатой Q и частотой ω . Захваченный электрон (дырка) имеют энергию, линейно зависящую от Q :

$$W = -\sqrt{2S} Q \hbar \omega + \text{const}, \quad (10)$$

где S — так называемая константа взаимодействия Хуанга–Риса; с величиной $\hbar \omega$ связывается энергия фонона. Благодаря линейной зависимости от Q , система, состоящая из «ядра» с захваченным электроном, также является гармоническим осциллятором, энергетическая диаграмма которого сдвинута вниз. Во внешнем поле эта составная система может распадаться на пустое «ядро» и свободный носитель (процесс ионизации). Обычно после процесса ионизации конечным состоянием «ядра» является возбужденное состояние. Этот избыток энергии «ядро» тратит на то, чтобы вызвать другие моды колебаний решетки. В рамках этой модели вероятность ионизации ловушки дается выражением [12]

$$P_{ME} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{nW_{ph}}{2kT} - S \text{cth} \frac{W_{ph}}{2kT} \right] \times I_n \left(\frac{S}{\text{sh}(W_{ph}/2kT)} \right) P_i(W_T + nW_{ph}), \quad (11)$$

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

$$S = \frac{W_{opt} - W_T}{W_T},$$

где W_T — термическая энергия ионизации ловушки, W_{opt} — оптическая энергия ионизации ловушки, W_{ph} — энергия фонона, I_n — функция Бесселя.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости электрического тока от обратной температуры в координатах Аррениуса ($\ln(j) - T^{-1}$) для разных величин потенциала на Al-электроде и их расчет с использованием эффекта Френкеля с ТАТ в Si₃N₄. На рисунке видно, что ток слабо зависит от температуры при $T < 200$ К. Слабая зависимость тока от температуры свидетельствует о туннельном механизме ионизации ловушек. С повышением температуры усиливается термостимулированный механизм ионизации ловушек. Наилучшее согласие эксперимента с расчетом было получено при следующих параметрах ловушек:

$$\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad W_t^e = 1.5 \text{ эВ}, \quad m_e^* = 3m_0,$$

$$N^e = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad \sigma^e = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_r^e = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2, \quad W_t^h = 1.5 \text{ эВ}, \quad m_h^* = 3m_0,$$

$$N^h = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad \sigma^h = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_r^h = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2.$$

В оригинальной работе Френкеля [10] частотный фактор рассчитывался по формуле $\nu = W_t/\hbar$. В нашем случае он составляет величину $\nu \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$. В работе [16] была проведена оценка туннельных масс дырки и электрона в Si₃N₄: $m_{h,e} = 0.4m_0$. Таким образом, эффект Френкеля с учетом ТАТ формально описывает эксперименты по переносу заряда в Si₃N₄

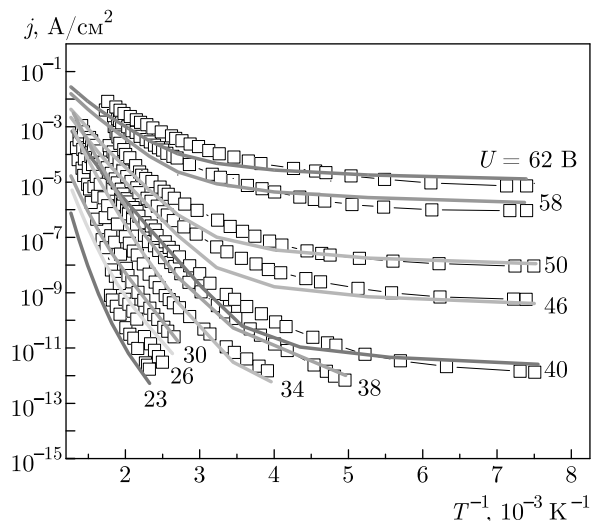


Рис. 3. (В цвете онлайн) Температурные зависимости тока в Si₃N₄ для разных величин потенциала на Al-электроде: квадраты — эксперимент; сплошные линии — расчет (модель Френкеля совместно с ТАТ)

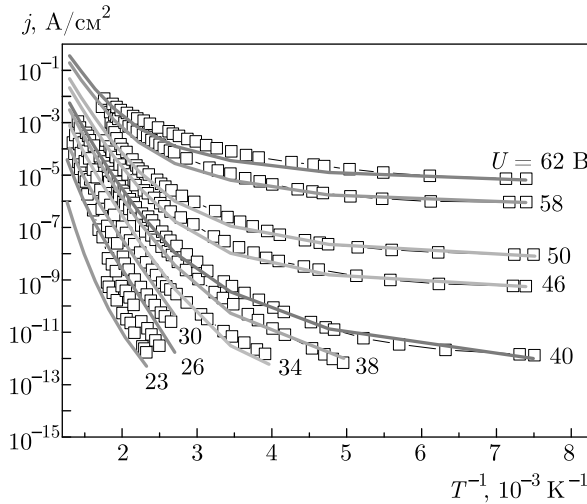


Рис. 4. (В цвете онлайн) Температурные зависимости тока в Si₃N₄ для разных величин потенциала на Al-электроде: квадраты — эксперимент, сплошные линии — расчет (многофононный механизм ионизации ловушек, точная модель [12])

во всем диапазоне электрических полей и температур. При этом величина частотного фактора, применяемого в расчетах, составляет нефизично малую величину. Кроме того, теория ТАТ предсказывает аномально большую туннельную массу для электронов и дырок. Малая величина частотного фактора была получена при описании переноса заряда с использованием модели Френкеля в Si₃N₄ [3], BN [5], Ta₂O₅ [17].

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости электрического тока от обратной температуры для разных величин потенциала на Al-электроде, измеренные в Si₃N₄, и их расчет с помощью теории многофононной ионизации носителей [12]. В расчетах использовались следующие параметры ловушек:

$$\begin{aligned}
 W_T^e &= 1.6 \text{ эВ}, & W_{opt}^e &= 3.2 \text{ эВ}, & W_{ph}^e &= 0.064 \text{ эВ}, \\
 m_e^* &= 0.6m_0, & N^e &= 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, & \sigma^e &= 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2, \\
 \sigma_r^e &= 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2, & W_T^h &= 1.6 \text{ эВ}, & W_{opt}^h &= 3.2 \text{ эВ}, \\
 W_{ph}^h &= 0.064 \text{ эВ}, & m_h^* &= 0.6m_0, & N^h &= 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \\
 \sigma^h &= 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2, & \sigma_r^h &= 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2.
 \end{aligned}$$

Расчет дает удовлетворительное согласие с экспериментом во всем диапазоне электрических полей и температур (рис. 4).

Анализ расчетов свидетельствует о том, что в сильных электрических полях ($F > 3.7$ МВ/см,

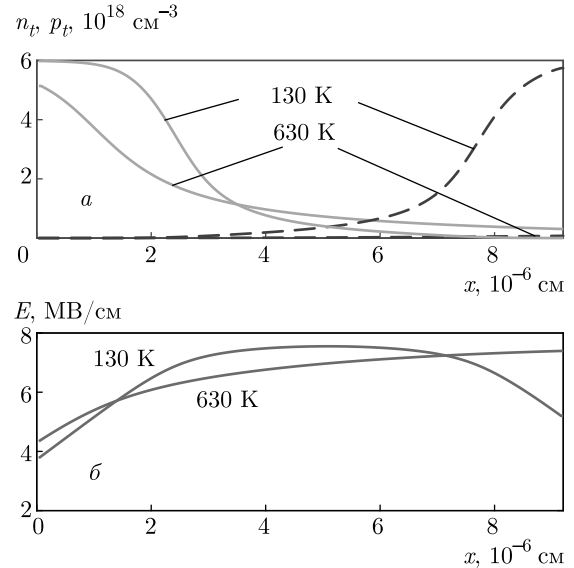


Рис. 5. (В цвете онлайн) Расчет для Si₃N₄ при фиксированном потенциале 62 В на Al-электроде для разных температур: *a* — распределение захваченных на ловушки электронов и дырок; *б* — распределение электрического поля. В расчетах использован многофононный механизм ионизации ловушек [12], как в случае рис. 4

$U > 38$ В) проводимость в Si₃N₄ является объемно-ограниченной. В слабых электрических полях ($F < 2.5$ МВ/см, $U < 26$ В) проводимость контактно-ограниченная. Диапазон электрических полей 2.5–3.7 МВ/см является переходной областью. Расчет показывает, что в слабых электрических полях (менее 2.5 МВ/см) захваченный заряд с концентрацией около 10^{15} см⁻³ распределен равномерно по всему образцу Si₃N₄ при всех температурах. Электрическое поле, создаваемое таким малым зарядом, практически не меняет (не экранирует) внешнее поле, и оно остается постоянным по всей толщине образца Si₃N₄. По этой причине при заданном внешнем электрическом поле вероятность ионизации ловушек одинакова во всем образце Si₃N₄ и изменяется только за счет изменения температуры.

В области электрических полей более 2.5 МВ/см захват инжектированных в Si₃N₄ носителей во всем диапазоне температур происходит преимущественно вблизи контактов (рис. 5*a*). С уменьшением температуры происходит уменьшение вероятности ионизации ловушек. Это приводит к увеличению концентрации захваченных носителей вблизи контактов, к усилению экранирования внешнего электрического поля и, как следствие, к уменьшению тока Фаулера–Нордгейма. На рис. 5*б* показано изменение распределения электрического поля в Si₃N₄ в

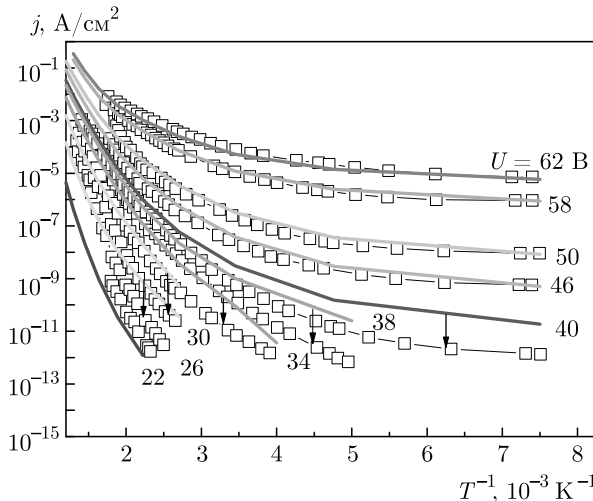


Рис. 6. (В цвете онлайн) Температурные зависимости тока в Si₃N₄ для разных потенциалов на Al-электроде: квадраты — эксперимент, сплошные линии — расчет (многофононный механизм ионизации ловушек, упрощенная модель [14]). Стрелки показывают, какой экспериментальной зависимости соответствует расчетная линия

зависимости от температуры при приложенном потенциале $U = 62$ В на Al-контакте. На рисунке видно, что электрическое поле является неоднородным вблизи границы Si/Si₃N₄, где оно меняется в диапазоне от 4.0 до 7.5 МВ/см.

Для сильных электрических полей в работах [13, 14] предложена упрощенная аналитическая формула расчета вероятности ионизации ловушки (без функции Бесселя):

$$P_K = \frac{F}{2\sqrt{2m^*W_{opt}}} \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar F} W_{opt}^{3/2} + b \frac{m^*\omega}{\hbar} \frac{W_{opt}^2}{F^2} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2kT} \right), \quad (12)$$

$$b = \frac{4(W_{opt} - W_T)}{W_{opt}}, \quad \omega = \frac{W_{ph}}{\hbar}.$$

Минимальное электрическое поле F_{min} , необходимое для туннелирования электрона (дырки), определяются из соотношения [14]

$$F > \frac{\omega \sqrt{2m^*W_{opt}}}{e}, \quad (13)$$

где ω — частота колебаний «ядра» ловушки, которая может быть оценена из выражения $\omega \approx W_{ph}/\hbar$. Оценка дает $F_{min} = 4.3$ МВ/см ($U = 40$ В). На рис. 6 представлены результаты расчета по этой модели с использованием следующих параметров:

$$W_T^e = 1.65 \text{ эВ}, \quad W_{opt}^e = 3.3 \text{ эВ}, \quad W_{ph}^e = 0.05 \text{ эВ},$$

$$m_e^* = 0.6m_0, \quad N^e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad \sigma^e = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_r^e = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2, \quad W_T^h = 1.65 \text{ эВ}, \quad W_{opt}^h = 3.3 \text{ эВ},$$

$$W_{ph}^h = 0.05 \text{ эВ}, \quad m_h^* = 0.6m_0, \quad N^h = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

$$\sigma^e = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2, \quad \sigma_r^h = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2.$$

Расчет демонстрирует хорошее согласие с экспериментом для электрических полей более 5 МВ/см (46 В). При более слабых электрических полях наблюдается расхождение эксперимента и расчета.

Рассмотрим возможную причину возникновения anomalously большой эффективной туннельной массы и малого частотного фактора при использовании эффекта Френкеля с учетом ТАТ в сравнении с многофононным механизмом ионизации. При использовании эффекта Френкеля с учетом ТАТ экспериментальные результаты соответствуют ловушке, энергия которой составляет $W_t \approx 1.5$ эВ, т.е. электрон при ионизации ловушки туннелирует сквозь барьер с энергией менее 1.5 эВ (см. рис. 2а). В то же время электрон при многофононном механизме ионизации туннелирует сквозь барьер, величина которого изменяется в диапазоне от 0 до W_{opt} (см. рис. 2б) в зависимости от электрического поля и температуры. В частности, в режиме сильных электрических полей электрон туннелирует сквозь барьер с энергией W_{opt} (формула (12)), т.е. с энергией примерно 3.2 эВ. Аналогичный эффект наблюдался в SiO₂ в работе [18], где было показано, что ловушка для электрона имеет энергию около 3.0 эВ. Рассуждения для захваченной на ловушку дырки будут аналогичными.

Многофононный механизм ионизации ловушек в Si₃N₄ предполагает сильный поляронный эффект (большая разница между термической и оптической энергиями ионизации). Ранее поляронная модель электронных и дырочных ловушек в Si₃N₄ обсуждалась в работах [19, 20]. Согласно этой модели, захват электронов и дырок в Si₃N₄ осуществляется на минимальный кластер кремния: связь Si-Si. Поляронная модель предполагает, что Si-Si-связь или кремниевый кластер, состоящий из нескольких атомов кремния, является глубоким центром захвата для электронов (дырок) и рекомбинационным центром. Квантово-химическое моделирование Si-Si-связи в Si₃N₄ качественно подтверждает эту гипотезу [21–23].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе изучен механизм транспорта заряда в аморфном Si_3N_4 . Результаты эксперимента (зависимости тока от температуры, измеренные при разных величинах потенциала на Al-контакте) сравнивались с расчетами. Модель на основе эффекта Френкеля с учетом ТАТ формально описывает экспериментальные результаты, но при этом в расчетах необходимо использовать аномально большую эффективную туннельную массу и нефизично малый частотный фактор. Многофононный механизм удовлетворительно описывает экспериментальные результаты при разумных физических параметрах ловушек. Упрощенная модель, основанная на многофононном механизме ионизации ловушек, также описывает экспериментальные результаты в режиме сильных электрических полей (более 4.3 МВ/см). Для электронных и дырочных ловушек использовались одинаковые параметры.

Финансирование. Изготовление образцов проводилось при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-03018), эксперименты — Российского научного фонда (грант № 19-19-00286), моделирование экспериментальных данных — в рамках государственного задания ИФП СО РАН (№ 0242-2021-0003).

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. В. Перевалов, В. А. Гриценко, УФН **180**, 257 (2010).
2. S. Manzini, J. Appl. Phys. **62**, 3278 (1987).
3. H. Bachhofer, H. Reisinger, E. Bertagnolli et al., J. Appl. Phys. **89**, 2791 (2001).
4. S. M. Sze, J. Appl. Phys. **18**, 2951 (1967).
5. Yu. N. Novikov and V. A. Gritsenko, J. Non-Cryst. Sol. **544**, 120213 (2020).
6. Yu. N. Novikov, V. A. Gritsenko, and K. A. Nasyrov, Appl. Phys. Lett. **94**, 222904 (2009).
7. A. V. Shaposhnikov, T. V. Perevalov, V. A. Gritsenko et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 243506 (2012).
8. B. Prince, *Vertical 3D Memory Technologies*, John Wiley & Sons, Chichester, United Kingdom (2014).
9. H. H. Pool, Phil. Mag. **34**, 112 (1916).
10. Я. И. Френкель, ЖЭТФ **8**, 1292 (1938).
11. J. Frenkel, Phys. Rev. B **54**, 647 (1938).
12. S. S. Makram-Ebeid and M. Lannoo, Phys. Rev. B **25**, 6406 (1982).
13. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, Изд-во ПИЯФ РАН, Санкт-Петербург (1997).
14. В. Карпус, Письма ЖЭТФ **44**, 334 (1986).
15. Yu. N. Novikov, J. Appl. Phys. **113**, 024109 (2013).
16. V. A. Gritsenko, E. E. Meerson, and Yu. N. Morokov, Phys. Rev. B **57**, R2081 (1998).
17. V. A. Gritsenko, T. V. Perevalov, V. A. Voronkovskii et al., ACS Appl. Mater. Interfaces **10**, 3769 (2018).
18. K. Yamabe and Y. Miura, J. Appl. Phys. **51**, 6258 (1980).
19. В. А. Гриценко, П. А. Пундур, ФТТ **28**, 3239 (1978).
20. P. A. Pundur, J. G. Shvalgin, and V. A. Gritsenko, Phys. Stat. Sol. (a) **94**, k701 (1986).
21. V. A. Gritsenko, H. Wong, J. B. Xu et al., J. Appl. Phys. **86**, 3234 (1999).
22. M. Petersen and Y. Roizin, Appl. Phys. Lett. **89**, 053511 (2006).
23. M.-E. Grillo and S. D. Elliott, Phys. Rev. B **83**, 085208 (2011).