

*Нанотехнологии и микросистемы***МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ТОКОВ ДЛЯ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА С НЕПРЕРЫВНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ**

Авдеев Н.А., Гуртов В.А., Федосеев А.А.  
Петрозаводский Государственный Университет  
Петрозаводск, Россия

**Введение**

Метод термостимулированных токов (ТСТ) широко используется для исследования электрофизических свойств полупроводниковых и диэлектрических материалов, применяемых при изготовлении дискретных приборов и элементов интегральных схем. Данный метод привлекает исследователей своей высокой информативностью, которая сочетается со сравнительной простотой технической реализации [1].

В запрещенной зоне аморфных и стеклообразных полупроводников и диэлектриков, как правило, имеется квазинепрерывное энергетиче-

ское распределение центров захвата носителей заряда [2]. Энергетическое распределение центров захвата может иметь различную форму и определяться технологией приготовления исследуемых структур. Поэтому аналитическая интерпретация экспериментальных зависимостей ТСТ затруднена.

В данной работе при помощи математического моделирования исследуется влияние вида энергетического распределения центров захвата на адекватное описание экспериментальных зависимостей термостимулированного тока.

**Математическая модель**

Для математического описания процесса ТСТ была выбрана следующая система диффузионно-дрейфовых уравнений. В этой модели учитываются: термическая ионизация носителей, их дрейф и диффузия, повторный захват на ловушки и, наконец, уход через контакты. Учитывается внешнее электрическое поле и внутреннее, создаваемое заряженными носителями.

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \Delta p - \mu_p \nabla(pE) + p_t v \exp\left(-\frac{E_{tp}}{kT}\right) - p v_t S_t (N_{tp} - p_t) \\ \frac{\partial p_t}{\partial t} = p_c v_t (N_{tp} - p_t) - p v \exp\left(-\frac{E_{tp}}{kT}\right) \\ \Delta j = -\frac{q}{e e_0} (p + p_t) \end{cases} \quad (1)$$

граничные и начальные условия описываются системой уравнений (2)

$$\begin{aligned} p(x,0) = 0, p_t(x,0) = P_t(x), \\ \frac{\partial p(x=0,t)}{\partial x} = p \cdot C_p, \frac{\partial p(x=d,t)}{\partial x} = p \cdot C_p \\ j(0) = 0, j(d) = V_G, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $p_t$  – концентрация захваченных дырок,  $p$  – концентрация свободных носителей,  $P_t(x)$  – начальное распределение захваченного заряда,  $N_{tp}(x)$  – распределение концентрации центров захвата,  $\mu_p$  – подвижность,  $D_p$  – коэффициент диффузии,  $v$  – частотный фактор,  $V_t$  – тепловая скорость,  $S_t$  – сечение захвата на ловушки,  $E_{tp}$  – энергия активации ловушек,  $T(t)$  – зависимость абсолютной температуры от времени,  $j$  – потенциал электрического поля,  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – диэлектрическая проницаемость окисла,

$e_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $C_p$  – скорость ухода дырок через контакты. В нашем случае коэффициент  $C_p$  был выбран порядка 10, что означает высокую степень проводимости контактов.

Решение системы уравнений (1) дает распределение концентрации свободных дырок и захваченного заряда по глубине диэлектрика и во времени для одного сорта моноэнергетических ловушек и позволяет рассчитать кинетические зависимости ТСТ по формуле (3).

$$J(t) = q(D_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} - m_p(p(x,t) \cdot E)) \quad (3)$$

Система уравнений (1) справедлива только для моноэнергетических ловушек. В случае непрерывного энергетического спектра центров

захвата введем функцию распределения ловушек по энергиям  $f(E)$  в виде функции Гаусса

$$f(E) = \exp \left[ - \left( \frac{E - E_0}{\Delta E} \right)^2 \right] \quad (4)$$

Тогда, распределение захваченного заряда по энергиям определяется формулой

$$N(E) = N_0 \times f(E) \quad (5)$$

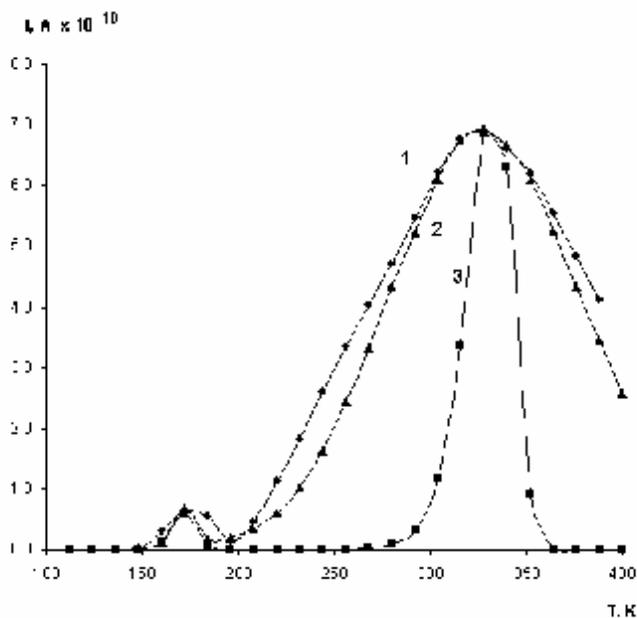
Скорость термической ионизации ловушек находится из выражения (6). Предполагается, что частотный фактор для всех ловушек один и тот же.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = n \cdot N_0 \int_0^{\infty} f(E) \cdot \exp\left(-\frac{E_{tp}}{kT}\right) dE \quad (6)$$

Важным фактором при нахождении численного решения является необходимость учета изменения функции  $N(E)$  со временем, так как ловушки с малой энергией активации будут отжигаться раньше, чем ловушки с большей энергией.

#### Экспериментальные результаты

С помощью приведенной модели производился численный расчет ТСТ при линейной температурной развертке для оксида ниобия  $Nb_2O_5$ . На рис. 1. представлены экспериментальные и теоретические (расчетные) зависимости ТСТ.



**Рис. 1.** Зависимость ТСТ от времени при линейной температурной развертке. 1 – экспериментальная зависимость, 2 – расчетная зависимость для центров захвата с Гауссовым энергетическим распределением, 3 – для моноэнергетических центров захвата

Для расчета приняты следующие электрофизические параметры структуры:

Толщина оксида  $d_{ox} = 100$  нм, приложенное напряжение к контактам  $V_G = 0,5$  В, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_s = 3,0$ , скорость ли-

нейного нагрева  $\beta = 0,5$  C/сек, подвижность порядка  $\mu_n = 10^{-9}$  см<sup>2</sup>/В·, коэффициент диффузии определялся из соотношения Эйнштейна.

Неизвестные параметры подбирались из условия лучшего согласия теоретической и экспериментальной зависимости. Для данной структуры они составили:

$N_{tr} = 2,1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (предполагается равномерное распределение центров захвата по глубине окисла)

$E_{tr1} = 0,43$  эВ, глубина залегания ловушек первого максимума

$E_{tr2} = 0,87$  эВ, расположение максимума энергетического распределения второго пика

$\Delta E = 0,18$  эВ, дисперсия энергетического распределения.

При расчете зависимости ТСТ для моноэнергетических центров захвата (кривая 3) наблюдаются значительные отклонения от экспериментальной кривой. Наилучшее совпадение расчетной и экспериментальной зависимости ТСТ наблюдается для центров с Гауссовым энергетическим распределением (кривая 2). График этого распределения представлен на рис.2.

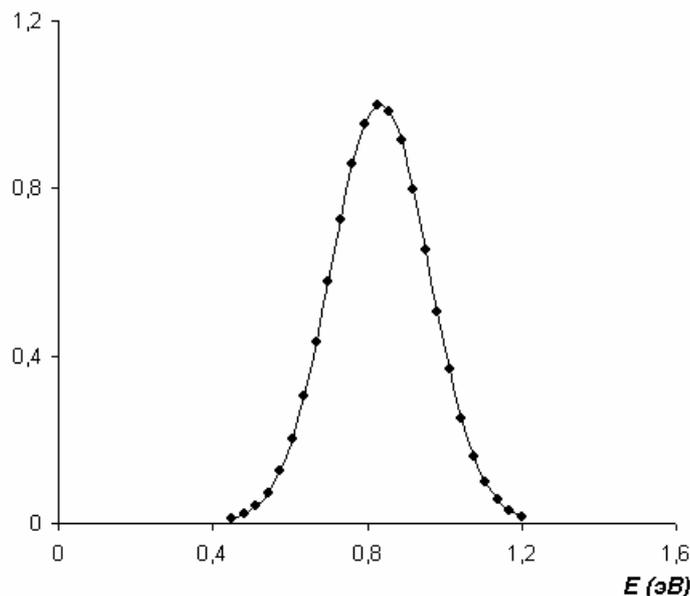


Рис. 2. Функция энергетического распределения центров захвата

### Заключение

1. Предложена математическая модель ТСТ на основе диффузионно-дрейфовых уравнений переноса для центров захвата с Гауссовым энергетическим распределением.

2. Без рассмотрения в модели распределения центров захвата по энергиям не удается достичь хорошего согласия теоретических и экспериментальных данных.

3. Подобраны параметры Гауссова энергетического распределения центров захвата из условия наилучшего совпадения экспериментальной и теоретической зависимостей для оксида ниобия  $Nb_2O_5$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Гороховатский Ю.А. «Основы термодеполяризационного анализа» М.1981 г.
2. Дьяконов М.Н., Замысловский М.Г., Костров Д.В. и др. В сб. Диэлектрические материалы радиотехники.- М.: Изд-во МИРЭА, 1977, с. 60-62.
3. Жданок В.И., Глазырина Т.Д., Гороховатский Ю.А. - В сб.: Электрретретный эффект и электрическая релаксация.-М.: из-во МИЭМ, 1979, вып 1, с 49-59

4. Лобушкин В.Н., Моргунов М.Д., Таиров В.Н и др. - В сб.: Диэлектрические материалы радиоэлектроники.-М.: Изд-во МИРЭА, 1977, с. 68-71.

5. Попов В.Д. Пострадиационный эффект в ИС. Неразрушающий контроль качества ИС. Электроника: наука, технология, бизнес. 2002. № 4. С. 36–39.

6. Гришаков В.В., Попов В.Д. Модель макродефекта в подзатворном оксиде кремния МОП-транзисторов. Научная сессия МИФИ-99. Сб. научн. тр. Т. 6. М.: МИФИ, 1999. С. 76–77.

7. Попов В.Д., Катеринич И.И. Метод определения надежности МОП интегральных схем с применением радиационно-термической обработки. Надежность и качество. Труды междунар. симп. Пенза: Пенз. госуниверситет, 2001. С. 235–236.