

Модель колебаний тока в структуре металл–тонкий диэлектрик–полупроводник

© И.И. Абрамов, А.Л. Данилюк

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220027 Минск, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 2 февраля 1998 г.)

Предложена модель колебаний тока в структуре металл–тонкий диэлектрик–полупроводник *p*-типа, возникающих в результате самоорганизации процессов переноса носителей заряда через состояния диэлектрика.

Рассмотрим электронный транспорт в структуре металл–тонкий диэлектрик–полупроводник *p*-типа при условии, что барьер на границе металл–диэлектрик низкий, плотность поверхностных состояний мала, диэлектрик содержит на расстоянии *s* от границы раздела с металлом донорные и акцепторные моноэнергетические состояния. Ток в структуре определяется туннельными переходами носителей заряда через акцепторные и донорные состояния в диэлектрике (СД) и зоны полупроводника. Распределение заряда на состояниях в диэлектрике моделируется заряженной плоскостью. Энергия акцепторных состояний E_{nt} при приложении постоянного внешнего потенциала соответствует запрещенной зоне, а энергия донорных состояний E_{pt} — валентной зоне.

Учитывая принятые предположения и исходя из модели захвата электронов путем туннелирования на состояния диэлектрика на границе полупроводник–диэлектрик [1], запишем систему уравнений для скоростей изменения плотностей электронов и дырок на СД

$$\frac{dn_t}{dt} = \alpha_{na}N_{nt}T_{na}n_m[1 - (n_t/N_{nt})(N_m/n_m)] - \beta_n n_t - k_R n_t p_t, \quad (1)$$

$$\frac{dp_t}{dt} = \alpha_p N_{pt} T_{pd} [p_{s0} \exp(-\delta Y_S) - (p_t/N_{pt})N_V] - \beta_p p_t - k_R n_t p_t - \alpha_{nd} k_R p_t T_{nd} n_m, \quad (2)$$

где α_{na} , α_{nd} — коэффициенты захвата электронов на акцепторные и донорные СД; α_p — коэффициент захвата дырок на донорные СД; N_{nt} , N_{pt} — плотности акцепторных и донорных СД; β_n , β_p — коэффициенты тепловой эмиссии электронов и дырок с СД; T_{na} , T_{nd} — прозрачности туннельных барьеров при переходе электронов из металла на акцепторные и донорные СД; T_{pd} — прозрачность туннельного барьера при переходе дырок из валентной зоны на донорные СД; k_R — коэффициент рекомбинации электронов и дырок на СД; N_m , n_m — плотность состояний и плотность электронов в металле, соответствующие энергии акцепторных СД; p_{s0} — плотность дырок у поверхности полупроводника в отсутствие колебаний заряда СД; δY_S — изменение поверхностного потенциала полупроводника при изменении заряда на СД ($\delta Y_S < 0$); N_V — плотность состояний в валентной зоне полупроводника.

Прозрачности туннельных барьеров определяем в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна. При наличии в диэлектрике заряженной плоскости запишем его как

$$T_n = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_a^s \sqrt{2m\{U(x) - E - q^2[a - s|(n_t - p_t) \times (1/2\varepsilon_0\varepsilon_d)[1 - \psi(x)]]\}} dx \right], \quad (3)$$

где \hbar — постоянная Планка; E , $U(x)$ — энергия туннелирования и потенциальный профиль туннельного барьера в отсутствие заряда на СД; m — эффективная масса электрона, где ε_0 , ε_d — абсолютная и относительная диэлектрические проницаемости вакуума и диэлектрика; q — заряд электрона; ψ — функция распределения потенциальной энергии заряда СД ($0 < \psi(x) \leq 1$); $a = 0$ при туннелировании электронов из металла на СД; $a = d$ при туннелировании из полупроводника, d — толщина диэлектрика.

Подынтегральное выражение (3) разлагаем в ряд. С точностью до членов первого порядка

$$T_n = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_a^s \sqrt{2m[U(x) - E]} dx \right] \times \exp \left[\frac{q^2 m [a - s|(n_t - p_t)]}{\varepsilon_0 \varepsilon_d \hbar} \int_a^s \frac{[1 - \psi(x)] dx}{\sqrt{2m[U(x) - E]}} \right]. \quad (4)$$

Исходя из (4) получим

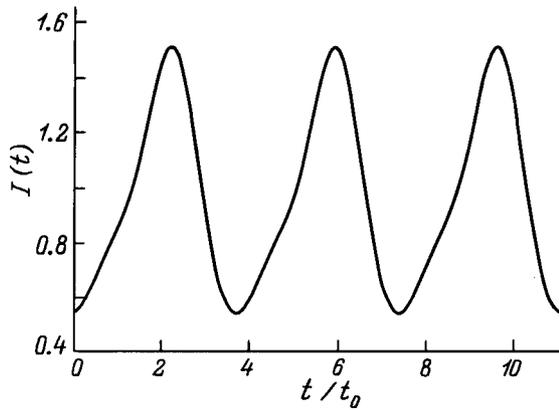
$$\begin{aligned} T_{na} &= T_n \text{ при } m = m_e \text{ и } E = E_{nt}, \\ T_{nd} &= T_n \text{ при } m = m_e \text{ и } E = E_{pt}, \\ T_{pd} &= T_n \text{ при } m = m_p \text{ и } E = E_{pt}, \end{aligned} \quad (5)$$

где m_e , m_p — эффективные массы электронов в металле и дырок в полупроводнике.

Изменение поверхностного потенциала определяем из условия

$$q(n_t - p_t) = \left(\sqrt{2} \varepsilon_0 \varepsilon_S k T / q L_D \right) F(\delta Y_S), \quad (6)$$

где ε_S — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, k — постоянная Больцмана, T — температура, L_D — дебаевская длина дырок в полупроводнике,



Колебания относительной величины тока через СД в структуре Al-SiO₂-p-Si ($t_0 = 0.045$ s).

$F(\delta Y_S)$ — функция изгиба зон для невырожденного полупроводника.

Ток через СД пропорционален скорости захвата электронов из металла на СД или скорости захвата дырок из полупроводника на СД. Реализация колебаний тока в рассматриваемом случае основана на существовании устойчивых периодических колебаний заряда СД $Q_D = q(n_t - p_t)$. Возникновению автоколебаний из стационарных состояний при математическом описании отвечает бифуркация рождения цикла (или бифуркация Хопфа) [2]. Проведенные расчеты позволили установить, что полученная система уравнений (1)–(6) допускает устойчивые и неустойчивые периодические решения при различных значениях параметров, а относительная величина колебаний тока $I(t)$ через СД составляет 5–100%.

Механизм возникающих колебаний состоит в следующем. Вначале происходит нарастание амплитуды колебаний электронного заряда на СД, так как скорость захвата электронов превышает скорость захвата дырок на СД. С повышением плотности электронов на СД эти скорости возрастают, и в какой-то момент времени оказывается, что $(dp_t/dt) > (dn_t/dt)$ и амплитуда колебаний электронного заряда на СД начинает уменьшаться. Одновременно растет скорость рекомбинации электронов и дырок на СД с ростом их плотностей. Рекомбинация приводит к уменьшению плотностей электронов и дырок на СД, и снова наступают условия, когда скорость захвата электронов становится больше скорости захвата дырок. В качестве примера рассмотрена структура Al-SiO₂-p-Si при комнатной температуре. Концентрация дырок в объеме кремния $2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, толщина диэлектрика $2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$. Плотность СД $1-6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Высота барьера на границе металл-диэлектрик 3.2 eV. Величина прямого постоянного смещения 0.4–0.6 V. В зависимости от параметров структуры колебания характеризуются периодом 0.01–1.0 s, а изменения величины $I(t)$ достигают 50% (см. рисунок).

Для подтверждения проведенных расчетов отметим экспериментальные результаты работы [3], где изучены температурные зависимости низкочастотных флуктуаций сопротивления аналогичной структуры Al-SiO₂-p-Si

и показано, что его изменение достигает 10%. В соответствии с предложенной моделью результаты [3] объясняются тем, что повышение температуры ведет к самоорганизации процессов переноса носителей заряда, которая характеризуется возникновением колебаний заряда и тока через СД. Вклад этих колебаний в величину общего тока зависит от соотношений между током через СД и токами через валентную зону и зону проводимости, которые и определяют амплитуду низкочастотных флуктуаций сопротивления структуры. Заметим, что полученные расчетные данные при определенных значениях параметров согласуются с отмеченными экспериментальными результатами. Провести более детальное сравнение невозможно, так как в [3] не указаны соотношения между токами и значения ряда параметров.

Таким образом, разработана модель колебаний тока в структуре металл-тонкий диэлектрик-полупроводник *p*-типа, возникающих в результате самоорганизации процессов переноса носителей заряда через состояния диэлектрика.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Республиканской межвузовской программы фундаментальных исследований в области естественных наук "Физические основы получения, диагностики, функционирования и применения низкоразмерных элементов и систем", грант № 04.04.

Список литературы

- [1] Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник / Под ред. А.В. Ржанова. М.: Наука, 1976.
- [2] Hassard B.D., Kazarinoff N.D., Wan Y.-H. Theory and Applications of Hopf Bifurcation. Cambridge: Cambridge University Press, 1981.
- [3] Farmer K.R., Rogers, C.T., Buhrman R.A. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 21. P. 2255–2258.