УДК 519.68:621.382

МОДЕЛЮВАННЯ ТИРИСТОРНИХ СТРУКТУР З УПРАВЛЯЮЧИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

Дудко О.О.

Фізичні процеси у напівпровідникових структурах, які мають більше двох електродів, носять принципово неодномірний характер. Тому для їхнього коректного математичного опису необхідно використовувати як мінімум двохмірну модель. Метою цієї роботи є узагальнення математичної моделі, запропонованої в [1] на неодномірний випадок, для чисельного моделювання вольт-амперних характеристик S-типу тиристорних структур з управляючими електродами.

Як відомо, система, яка описує поведінку носіїв заряду у напівпровіднику в стаціонарному ізотермічному випадкові, має вигляд [2]

$$\frac{1}{q} div\, \vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{n}} = R - G \tag{1}$$

$$\frac{1}{q} div\, \vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{p}} = G - R \tag{2}$$

$$div\, \vec{\mathbf{E}} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}(p - n + N) \tag{3}$$

Вирази для густин електронного та діркового струмів з урахуванням електронно-діркового розсіяння, звуження ширини забороненої зони під час сильного легування та співвідношення Ейнштейна $D = \frac{kT}{q}\mu$ мають вигляд [3]:

$$\vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{n}} = qD_n^n n\left(\vec{\mathbf{E}} - \vec{\nabla}\left(\gamma\frac{\Delta E_g^c}{q}\right)\right) + qD_n^n \vec{\nabla} n - qD_p^n p\left(\vec{\mathbf{E}} + \vec{\nabla}\left((1-\gamma)\frac{\Delta E_g^c}{q}\right)\right) + qD_p^n \vec{\nabla} p\,, \tag{4}$$

$$\vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{p}} = -qD_n^p n\left(\vec{\mathbf{E}} - \vec{\nabla}\left(\gamma\frac{\Delta E_g^c}{q}\right)\right) - qD_n^p \vec{\nabla} n + qD_p^p p\left(\vec{\mathbf{E}} + \vec{\nabla}\left((1-\gamma)\frac{\Delta E_g^c}{q}\right)\right) - qD_p^p \vec{\nabla} p\,, \tag{5}$$

$$\vec{\mathbf{j}} = \vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{n}} + \vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{p}} \tag{6}$$

У (4) та (5), а також далі з метою спрощення формул під $\vec{\mathbf{E}}$ мається на увазі напруженість електричного поля, поділена на $\varphi_T = \frac{kT}{q}$. За аналогією з [1,3] подамо концентрації носіїв заряду у вигляді:

$$n = n_i \exp(\psi_n + \xi_n) \tag{7}$$

$$p = n_i \exp(\psi_p + \xi_p)$$

та позначимо $D_{nn} = D_n^n n$, $D_{np} = D_n^p n$, $D_{pp} = D_p^p p$, $D_{pn} = D_p^n p$. При цьому, $D_{np} = D_{pn}$ [3].

Тоді вирази для густин струмів (4), (5) перепишуться у вигляді

$$\vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{n}} = qD_{nn}\left(\vec{\mathbf{E}} + \vec{\nabla}\psi_n\right) + qD_{np}\left(-\vec{\mathbf{E}} + \vec{\nabla}\psi_p\right) \tag{8}$$

$$\vec{\mathbf{j}}_p = -qD_{np}\left(\vec{\mathbf{E}} + \vec{\nabla}\psi_n\right) - qD_{pp}\left(-\vec{\mathbf{E}} + \vec{\nabla}\psi_p\right) \tag{9}$$

З (8) та (9) з урахуванням (6) виразимо напруженість електричного поля та густину електронного струму

$$\vec{\mathbf{E}} = \frac{1}{D_{nn} + D_{pp} - 2D_{np}}\left(\frac{\vec{\mathbf{j}}}{q} - (D_{nn} - D_{np})\vec{\nabla}\psi_n + (D_p - D_{np})\vec{\nabla}\psi_p\right) \tag{10}$$

$$\vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{n}} = \frac{q}{D_{nn} + D_{pp} - 2D_{np}}\left((D_{nn} - D_{np})\frac{\vec{\mathbf{j}}}{q} + (D_{nn}D_{pp} - D_{np}^2)(\vec{\nabla}\psi_n + \vec{\nabla}\psi_p)\right) \tag{11}$$

За аналогією з [1] уведемо позначення

$$\Sigma = \frac{D_{nn}D_{pp} - D_{np}^2}{D_{nn} + D_{pp} - 2D_{np}}, \quad \rho = \frac{1}{q(D_{nn} + D_{pp} - 2D_{np})}, \quad \sigma_n = \frac{D_{nn} - D_{np}}{D_{nn} + D_{pp} - 2D_{np}}$$

Рівняння неперервності для повного струму в стаціонарному випадкові

$$div\,\vec{\mathbf{j}} = 0 \tag{12}$$

Замість векторної величини густини електричного струму $\vec{\mathbf{j}}$ зручно увести скалярну функцію ψ_J, яка визначається як

$$\vec{\mathbf{j}} = -\vec{\nabla}\psi_J, \tag{13}$$

тоді (12) матиме вигляд:

$$\Delta\psi_J = 0$$

Підставимо (10) та (11) у (3) та (1) відповідно, тоді остаточно система діференціальних рівнянь відносно невідомих змінних ψ_n, ψ_p, ψ_J матиме вигляд

$$div\left[\Sigma\left(\vec{\nabla}\psi_n + \vec{\nabla}\psi_p\right) - \frac{\sigma_n}{q}\vec{\nabla}\psi_J\right] = R - G \tag{14}$$

$$div\left[\vec{\nabla}\psi_p - \sigma_n\left(\vec{\nabla}\psi_n + \vec{\nabla}\psi_p\right) - \rho\vec{\nabla}\psi_J\right] = \frac{q}{\varphi_t\varepsilon\varepsilon_0}(p - n + N) \tag{15}$$

$$\Delta\psi_J = 0 \tag{16}$$

Таким чином, під час узагальнення моделі [1] на неодномірний випадок, крім рівнянь неперервності (14) та Пуассона (15) необхідно розв'язати ще й рівняння (16). Граничні умови для нього ставляться таким чином. На контактах приладу задаються густини струмів, тобто $(\vec{\nabla}\psi_J\,\vec{\nu})$, де $\vec{\nu}$ - вектор нормалі до контакту. На поверхнях, які вільні від контактів, $(\vec{\nabla}\psi_J\,\vec{\nu}) = 0$.

Розв'язуючи систему (14) – (16), можна знайти концентрації електронів n та дірок p, а також струмовий потенціал ψ_J. З (10), (11), (13) та (6) знаходяться відповідно густина електронного струму

$\vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{n}}$, напруженість електричного поля $\vec{\mathbf{E}}$, повний струм $\vec{\mathbf{j}}$ та густина діркового струму $\vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{p}}$. Розподіл потенціалу разраховується з рівняння Пуассона (3) з використанням співвідношення $\vec{\mathbf{E}} = -\vec{\nabla}\psi$.

ЛІТЕРАТУРА

1. Дудко О.О. Чисельне моделювання напівпровідникових структур з вольт-амперною характеристикою S-типу // Вісник Запорізького державного університету. Фізико-математичні науки. – 1998. - №2 – С.166-171.
2. Польский Б.С. Численное моделирование полупроводниковых приборов. – Рига : Зинатне, 1986. – 168с.
3. Дудко О.О., Бахрушин В.Є. Чисельне моделювання потужних напівпровідникових приладів у провідному стані // Вісник Запорізького державного університету. Фізико-математичні науки. – 1998. - №2 – С.171-175.