УДК 651.315

РАРЕНКО І.М., КОРОЛЮК С.Л., КОШКІН В.М.

РОЗПОДІЛ ПОТЕНЦІАЛУ ВНУТРІШНЬОГО ПОЛЯ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДІ ВЛАСНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Розраховано розподіл потенціалу внутрішнього електричного поля в гетеропереході двох довільних власних напівпровідників.

Ядерні енергетика та промисловість, особливо при виникненні екстремальних умов (аварія на ЧАЕС), потребують створення напівпровідникових (НП) сенсорних і силових електронних пристроїв, стійких до великих доз різного типу радіаційного випромінювання. Відомо, що НП з стехіометричними вакансіями [1] (група $A_n^3 B_m^6$) практично не змінюють своїх властивостей при дозах радіації, які в тисячі раз перевищують ті, які допустимі для класичних НП Ge, Si та ін. Характерною рисою цих НП є те, що введення різної природи домішок не змінює типу провідності – вони завжди залишаються власними НП [1,2,3]. Тому використати такі НП для створення радіаційно стійких діодів, транзисторів та інших пристроїв традиційними методами неможливо. В [3] показана принципова можливість створення радіаційно стійких елементів електроніки на основі гетеропереходів (ГП) з власних НП. Важливість цієї проблеми вимагає дальших досліджень, як теоретичних, так і експериментальних.

Дана робота присвячена розрахунку внутрішнього електричного поля, яке виникає на ГП двох довільних НП. В [3] ця задача розв'язана в наближенні $e|\varphi_к| / kT >> 1$ ($\varphi_к$ – контактна різниця потенціалів між НП 1 та 2, e – абсолютне значення заряду електрона, k – постійна Больцмана, T- температура).

Розглянемо контакт двох власних НП, зонна структура яких до встановлення термодинамічної рівноваги зображена на рис.1. Тут E_0 – енергетичний рівень вакууму, χ_i , Φ_i , E_{gi} , E_{v0i} , E_{c0i} , F_{0i} - відповідно електронна спорідненість, робота виходу, ширина забороненої зони, границі валентної зони і зони провідності, рівень Фермі i-го НП (i =1,2).

Якщо $\Phi_1 > \Phi_2$, то при встановленні контакту НП 1 зарядиться від'ємно, НП 2 – додатньо, і на границі двох НП виникне електричне поле, скалярний потенціал якого $\varphi_i(x)$ задовольняє рівнянню

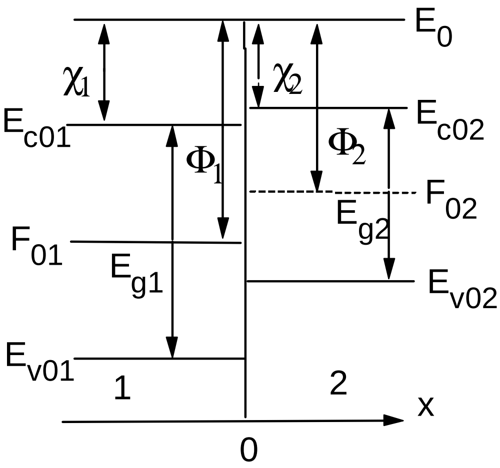

Рис.1

$$\frac{d^2 \ j_i(x)}{dx^2} = -\frac{r_i(x)}{e_i e_0}, \quad i = 1{,}2 \ , \qquad (1)$$

де ε_0 - діелектрична стала, ε_i - діелектрична проникливість i-го НП. Густина заряду

$$\rho_i(x) = -e[n_i(x) - p_i(x)],$$

де концентрація електронів та дірок рівна

$$n_i(x) = N_{ci} \exp(\frac{F - E_{c0i} + ej_i(x)}{kT}),$$

$$p_i(x) = N_{vi} \exp(\frac{E_{voi} - ej_i(x) - F}{kT}).$$

Тут N_{ci} ,N_{vi} - ефективні густини станів в зонах, F - рівень Фермі системи. Оскільки внутрішнє поле зосереджено поблизу контакту, граничні умови для (1) мають вид

$$\lim_{x\to-\infty} j_1(x) = j_k, \ \lim_{x\to-\infty} \frac{dj_1(x)}{dx} = 0, \tag{2}$$

$$\lim_{x\to+\infty} j_2(x) = 0, \ \lim_{x\to+\infty} \frac{dj_2(x)}{dx} = 0 \tag{3}$$

(початок системи координат вибраний на контакті двох НП). При x=0 маємо

$$j_1(0) = j_2(0), e_1 \frac{dj_1(0)}{dx} = e_2 \frac{dj_2(0)}{dx} \quad . \tag{4}$$

При $x \to \pm\infty$

$$n_i(x) = p_i(x) = n_{0i} = p_{0i}, \tag{5}$$

де n_{0i}=p_{0i} – концентрація електронів та дірок далеко від контакту, де внутрішнє поле відсутнє

$$n_{0i} = p_{0i} = \left(N_{ci} N_{vi}\right)^{1/2} \exp(-\frac{E_{gi}}{2kT}).$$

Із умови (5) знаходимо значення F , виражене через параметри НП 1 та 2

$$F = \frac{E_{v01} + E_{c01}}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_{v1}}{N_{c2}} - e j_k \ ,$$

$$F = \frac{E_{v02} + E_{c02}}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_{v2}}{N_{c2}} \quad .$$

Тоді рівняння для $j_i(x)$ матимуть вид

$$\frac{d^2 j_1(x)}{dx^2} = \frac{2en_{01}}{e_1 e_0} sh \frac{e[j_1(x) - j_k]}{kT},$$

$$\frac{d^2 j_2(x)}{dx^2} = \frac{2en_{02}}{e_2 e_0} sh \frac{e j_2(x)}{kT}.$$

Їх розв’язки, що задовольняють граничним умовам (2), (3) мають вид [4]

$$\ln th\frac{e[j_1(x)-j_k]}{4kT}=\frac{x}{l_1}+C_1\ ,\tag{6}$$

$$\ln\left|th\frac{ej_2(x)}{kT}\right|=-\frac{x}{l_2}+C_2\ ,\tag{7}$$

де C_i – константи інтегрування,

$$l_i=\left(\frac{e_i e_0 kT}{2e^2 n_{0i}}\right)^{1/2}$$

– довжина екранування Дебая. Із (6), (7) одержуємо

$$j_1(x)=j_k+\frac{2kT}{e}\ln\frac{1+\exp(\frac{x}{l_1}+C_1)}{1-\exp(\frac{x}{l_1}+C_1)}\ ,\tag{8}$$

$$j_2(x)=\frac{2kT}{e}\ln\frac{1-\exp(-\frac{x}{l_2}+C_2)}{1+\exp(-\frac{x}{l_2}+C_2)}\ .\tag{9}$$

Константи C_i знаходимо із граничних умов (4), які можна записати

$$p\frac{1+u}{1-u}=\frac{1-v}{1+v},\ s\frac{u}{1-u^2}=\frac{v}{1-v}\ ,\tag{10}$$

де введено позначення

$$u=\exp C_1,\ v=\exp C_2,\ s=\frac{e_1 l_2}{e_2 l_1},\ p=\exp\frac{ej_k}{2kT}.$$

Фізичний зміст мають корені системи (10), які менші 1 (в іншому випадку аргумент логарифма в (8), (9) буде від’ємний). Як показує аналіз системи (10), ці корені рівні

$$u_1=\frac{1+p^2+2ps}{1-p^2}-\left(\frac{(1+p^2+2ps)^2}{(1-p^2)^2}-1\right)^{1/2},$$

$$v_1=\frac{1-p-u_1(1+p)}{1+p-u_1(1-p)}.$$

Таким чином, остаточно розподіл потенціалу вздовж системи двох НП визначається співвідношеннями

$$j_1(x) = j_k + \frac{2kT}{e} \ln \frac{1 + u_1 \exp \dfrac{x}{l_1}}{1 - u_1 \exp \dfrac{x}{l_1}}, x \le 0 \ , \qquad (11)$$

$$j_2(x) = \frac{2kT}{e} \ln \frac{1 - v_1 \exp(-\dfrac{x}{l_2})}{1 + v_1 \exp(-\dfrac{x}{l_2})}, x \ge 0 \, . \qquad (12)$$

Можна показати, що в наближенні $\frac{e|j_k|}{kT} >> 1$, $\frac{e_1 n_{01}}{e_2 n_{02}} \approx 1$ одержані результати співпадають з [3].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1.Koshkin V.M., Dmitriev Yu.N. Chemistry and physics of compaunds with loose crystal structure // Chemistry Reviews.-1994.-**19**, pt.2.-P.1-138.

2.Жузе В.П., Сергеева В.М., Шелых А.И. Электрические свойства In_2Te_3–полупроводника с дефектной структурой // ФТТ.-1960.-**2**, №11.-С.2858-2872.

3.Gurevich Yu. G., Koshkin V. M., Volovichev I. N. The heterocontact of two intrinsic semiconductors and radiation stable electronics // Solid State Electr.-1955.-**38**,№1.-P.235-242.

4.Киреев П.С. Физика полупроводников.-М.: Высшая школа, 1975.-584 с.

SUMMARY

RARENKO I.M., KOROLJUK S.L., KOSHKIN V.M.

THE HETEROCONTACT OF THE INTRINSIC SEMICONDUCTORS

In this paper the inner electrical potential in the heterocontact of two intrinsic semiconductors have been calculated.