ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 15, № 2 (2011) 2705(4 с.)

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 15, No. 2 (2011) 2705(4 p.)

ВИЗНАЧЕННЯ КОНСТАНТИ ДЕФОРМАЦІЙНОГО ПОТЕНЦІАЛУ Ξ_d В n-Si МЕТОДОМ П'ЄЗООПОРУ

С. Луньов[1], С. Федосов[2]
[1] *Луцький національний технічний університет, вул. Львівська, буд. 75, Луцьк, 43018, Україна*
[2] *Волинський національний університет імені Лесі Українки, проспект Волі, буд. 13, Луцьк, 43000, Україна*

(Отримано 23 червня 2010 р.; в остаточному вигляді — 15 листопада 2010 р.)

На основі вимірювань поздовжнього п'єзоопору для випадку, коли $X//J//[100]$, і теорії анізотропного розсіяння визначено константу деформаційного потенціалу Ξ_d в n-Si. Показано, що при обчисленні параметра анізотропії часів релаксації для n-Si з глибоким енерґетичним рівнем $E_c - 0.17$ еВ необхідно враховувати залежність концентрації йонізованих глибоких центрів від деформації.

Ключові слова: деформація, глибокий рівень, п'єзоопір, анізотропія розсіяння.

PACS number(s): 72.20.Fr

I. ВСТУП

Усі методи, які застосовують для експериментального визначення констант деформаційного потенціалу, базуються, як правило, на дослідженнях, пов'язаних з деформацією кристала. При цьому використовують одновісну або всесторонню деформація. При всесторонній деформації не змінюється симетрія кристалу і також зберігається еквівалентність однотипних долин [1]. Вплив всесторонього тиску, як відомо, характеризує константа деформаційного потенціалу Ξ_d [2].

У літературі досить мало інформації про значення цієї константи деформаційного потенціалу в кремнії. Зокрема відсутність надійних даних про значення константи деформаційного потенціалу Ξ_d не дає змоги точно обчислити зміщення дна зони провідності в n-Si при одновісній пружній деформації, коли механічна напруга X спрямована вздовж кристалографічного напрямку [111], і також зміщення глибокого енерґетичного рівня в цих умовах [3]. У роботі [4] показано, що баричний коефіцієнт зміни величини енерґетичної щілини для n-Si з глибоким енерґетичним рівнем $E_c - 0.17$ еВ, який належить А-центру для випадку, коли $X//J//[111]$ є незначним. Це пояснуємо тим, що при деформації n-Si вздовж кристалографічного напрямку [111] зміщення долин зони провідності та глибокого рівня $E_c - 0.17$ еВ практично однакові за величиною, і, виходячи з цих результатів, важко визначити зміщення самого глибокого рівня $E_c - 0.17\,eB$ через відсутність надійних даних про значення константи деформаційного потенціалу Ξ_d в кремнії.

II. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

У нашій статті досліджуємо п'єзоопір γ-опромінених кристалів n-Si з вихідною концентрацією носіїв струму $n = 1.1 \cdot 10^{14}\,\text{см}^{-3}$ і глибоким енерґетичним рівнем $E_c - 0.17$ еВ в умовах $X//J//[100]$. Як відомо, переважаючим радіаційним дефектом у γ-опроміненому n-Si з високим умістом домішки кисню є глибокий енерґетичний рівень $E_c - 0.17$ еВ, що належить А-центру (комплекс вакансії з міжвузловим атомом кисню) [5].

На рис. 1 показано температурні залежності п'єзоопору γ-опроміненого n-Si для випадку, коли $X//J//[100]$. Зменшення питомого опору n-Si при переході через максимум залежності $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$ пояснюємо зменшенням величини енерґетичної щілини між глибоким енерґетичним рівнем $E_c - 0.17$ еВ і дном зони провідності [6].

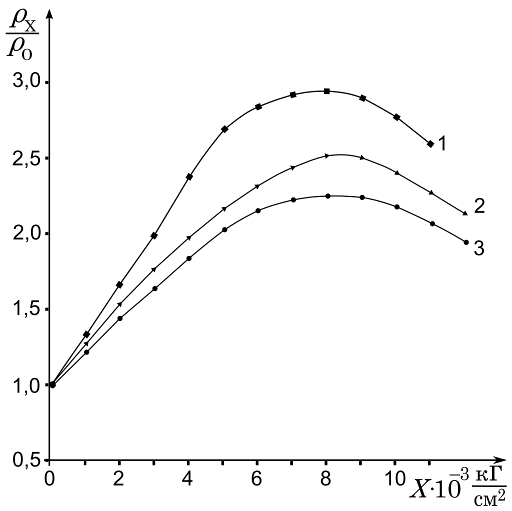

Рис. 1. Залежності п'єзоопору $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$, γ-опроміненого n-Si дозою 10^8 р при умові, коли $X//J//[100]$, для різних температур T, К: 1 — 77; 2 — 110; 3 — 150.

Залежність рухливості носіїв струму від деформації за наявності глибоких енерґетичних рівнів при деякій фіксованій температурі T_0, згідно з [7],

$$\mu = \mu_0 \frac{\left\langle \dfrac{\rho_i}{\rho_{i+1}} \right\rangle^{-\frac{X}{\Delta X}}}{\dfrac{\rho(T_0, X)}{\rho(T_0)}}, \tag{1}$$

де ρ_i та ρ_{i+1} — значення питомого опору, яке відповідає механічній напрузі X_i та X_{i+1} відповідно; X_i,X_{i+1}>X', де X' — механічна напруга, при якій залежність $\dfrac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$ має максимум; μ_0 — рухливість електронів у недеформованому напівпровіднику при деякій фіксованій температурі T_0. Ураховуючи вираз (1) й експериментальні дані рис. 1, отримаємо залежності рухливості носіїв струму від деформації $\dfrac{\mu}{\mu_0} = \varphi(X)$ для n-Si з глибоким енерґетичним рівнем $E_c - 0.17$ еВ при різних фіксованих температурах (рис. 2).

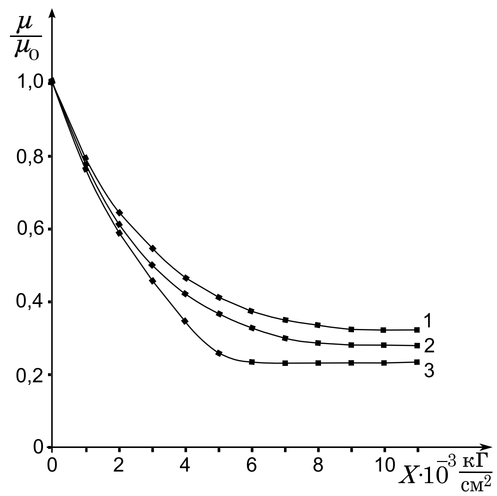

Рис. 2. Залежності $\dfrac{\mu}{\mu_0} = \varphi(X)$, γ-опроміненого n-Si дозою 10^8 р при умові, коли $X//J//[100]$, для різних температур T, K: 1 — 150; 2 — 110; 3 — 77.

Як видно з рис. 2, залежності $\dfrac{\mu}{\mu_0} = \varphi(X)$ при великих X виходять на насичення, що пояснюємо повним переселенням носіїв струму з чотирьох долин, які піднімаються, у дві долини, що опускаються при деформації n-Si, коли $X//J//[100]$. Одночасно глибокий рівень $E_c - 0.17$ еВ обмінюватиметься носіями струму лише з двома долинами, які визначатимуть концентрацію й рухливість носіїв струму в n-Si при сильних одновісних деформаціях [7].

У випадку ізоенерґетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обертання, рухливість носіїв струму в довільному напрямі визначаємо зі співвідношення [8]:

$$\mu = \mu_\perp \sin^2\theta + \mu_\parallel \cos^2\theta, \tag{2}$$

де θ — кут між розгляданим напрямком і головною віссю еліпсоїда; $\mu_\perp$ і $\mu_\parallel$ — рухливість носіїв струму поперек і вздовж осі еліпсоїда.

Для n-Si при $X//[100]$ еліпсоїди перебувають на взаємно перпендикулярних осях, тому, беручи до уваги (2), отримаємо:

$$\mu_1 = \mu_\parallel, \quad \mu_2 = \mu_\perp. \tag{3}$$

Питома електропровідність кристала n-Si при деформації $X//[100]$ має вигляд:

$$\sigma_X = 2en_1(X)\mu_\parallel + 4en_2(X)\mu_\perp = en(X)\mu(X), \tag{4}$$

$n_1(X)$ — концентрація носіїв струму в долинах, які опускаються, $n_2(X)$ — в долинах, що піднімаються при деформації, $n(X)$ — сумарна концентрація носіїв струму в зоні провідності при деформації.

Оскільки концентрація йонізованих центрів із рівнем $E_c - 0.17$ еВ залежатиме від механічної напруги X, то, очевидно, й параметр анізотропії часів релаксації K_τ також залежатиме від X. Тому визначити K_τ для n-Si з глибоким енерґетичним рівнем $E_c - 0.17$ еВ на основі вимірювань поздовжнього п'єзоопору не можна так, як це було зроблено в роботі [9] для мілких рівнів, де необхідною умовою є сталість концентрації носіїв струму в зоні провідності й відсутність міждолинного розсіяння, що активно проявляється при $T > 100$ K.

Запишемо вираз (4) для двох значень механічної напруги X_1 та X_2, які мало відрізняються. При цьому можна вважати, що зі зміною X від X_1 до X_2 концентрація йонізованих центрів із рівнем $E_c - 0.17$ еВ залишається сталою.

$$\sigma_{X_1} = 2en_1(X_1)\mu_\parallel + 4en_2(X_1)\mu_\perp = en(X_1)\mu(X_1), \tag{5}$$

$$\sigma_{X_2} = 2en_1(X_2)\mu_\parallel + 4en_2(X_2)\mu_\perp = en(X_2)\mu(X_2). \tag{6}$$

Можна записати:

$$\begin{cases} 2n_1(X_1) + 4n_2(X_1) = n(X_1) \\ 2n_1(X_2) + 4n_2(X_2) = n(X_2) \end{cases},$$

$$\begin{cases} \dfrac{n_2(X_1)}{n_1(X_1)} = e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} = a_1 \\ \dfrac{n_2(X_2)}{n_1(X_2)} = e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} = a_2 \end{cases}, \tag{7}$$

де ΔE_1, ΔE_2 — енерґетична щілина, що виникає між двома долинами, які опускаються, і чотирма, що піднімаються при різних значеннях деформації X_1 та X_2 n-Si вздовж кристалографічного напрямку [100].

Ураховуючи (5), (6) і (II), отримаємо:

$$\frac{\mu(X_1)}{\mu(X_2)} = \frac{\mu_\parallel + 2\mu_\perp a_1}{\mu_\parallel + 2\mu_\perp a_2} \cdot \frac{1 + 2a_2}{1 + 2a_1} \tag{8}$$

або

$$\frac{\mu(X_1)}{\mu(X_2)} = \frac{1 + 2Ka_1}{1 + 2Ka_2} \cdot \frac{1 + 2a_2}{1 + 2a_1}, \tag{9}$$

де $K = \dfrac{\mu_\perp}{\mu_\|}$ — параметр анізотропії рухливості носіїв струму.

Визначимо K з (9):

$$K = \frac{(1+2a_2)\mu(X_2) - (1+2a_1)\mu(X_1)}{2a_2(1+2a_1)\mu(X_1) - 2a_1(1+2a_2)\mu(X_2)} \tag{10}$$

$$K = \frac{K_m}{K_\tau}, \tag{11}$$

де K_m — параметр анізотропії ефективних мас, K_τ — параметр анізотропії часів релаксації.

Ураховуючи (10) і (11), маємо:

$$K_\tau = K_m \frac{2a_2(1+2a_1)\mu(X_1) - 2a_1(1+2a_2)\mu(X_2)}{(1+2a_2)\mu(X_2) - (1+2a_1)\mu(X_1)}. \tag{12}$$

Визначимо K_τ на основі теорії анізотропного розсіяння [8].

$$K_\tau = \frac{\langle\tau_\|\rangle}{\langle\tau_\perp\rangle}, \tag{13}$$

$$\langle\tau_\|\rangle = \int_0^\infty dx\, x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_\|, \quad \langle\tau_\perp\rangle = \int_0^\infty dx\, x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_\perp. \tag{14}$$

Запишемо вирази для $\tau_\|$ та $\tau_\perp$ в умовах змішаного розсіяння:

$$\tau_\| = \frac{a_\|}{\sqrt{k_B} T^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_\perp = \frac{a_\perp}{\sqrt{k_B} T^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_1}, \tag{15}$$

де

$$a_\| = \frac{\pi c_{11} \hbar^4}{k_B \Xi_d^2 \sqrt{2 m_\| m_\perp^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}},$$
$$a_\perp = \frac{\pi c_{11} \hbar^4}{k_B \Xi_d^2 \sqrt{2 m_\| m_\perp^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}}, \tag{16}$$

$$\Phi_{0a} = 1 + 1.645\frac{\Xi_u}{\Xi_d} + 1.03\frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2},$$
$$\Phi_{1a} = 1 + 0.818\frac{\Xi_u}{\Xi_d} + 0.688\frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2}, \tag{17}$$

$$b_0 = \frac{a_\| \Phi_{0i}}{\sqrt{k_B} T^{\frac{3}{2}} \tau_{0i}(kT)}, \qquad b_1 = \frac{a_\perp \Phi_{1i}}{\sqrt{k_B} T^{\frac{3}{2}} \tau_{0i}(kT)}, \tag{18}$$

$$\tau_{0i}(k_B T) = \frac{\sqrt{2} m_\perp \varepsilon_0^2 (k_B T)^{\frac{3}{2}}}{\pi N e^4 \sqrt{m_\|}}. \tag{19}$$

Тут N — концентрація йонізованих центрів, ε_0 — діелектрична проникність, e — заряд електрона.

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3}\left[\left(\frac{\beta}{1+\beta^2} - a\right)\ln\gamma^2 - a\ln\left(1+\beta^2\right) + 2L(a) + \frac{\beta\gamma^2}{2}\left(\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} + \frac{a(\beta^2+1)}{\beta}\right)\right],$$
$$\Phi_{1i} = \frac{3}{4\beta^3}\Big[\left((1-\beta^2)a - \beta\right)\ln\gamma^2 + 2(\beta^2-1)L(a) - 2\beta^2 a - (\beta^2-1)a\ln(1+\beta^2)$$
$$+ \frac{\gamma^2}{2}\left(\beta(1+3\beta^2) + a(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1)\right)\Big], \tag{20}$$

де $\beta^2 = \dfrac{m_\| - m_\perp}{m_\perp}$, $a = \mathrm{arctg}\beta$, $L(a) = -\int_0^a \ln\cos\varphi\, d\varphi$ — функція Лобачевського, $\gamma^2 = \dfrac{\pi\hbar^2 e^2}{2 m_\| \varepsilon_0 k_B^2} \cdot \dfrac{N}{T^2 x}$, $x = \dfrac{\varepsilon}{k_{\mathrm{B}} T}$.

Ураховуючи (16) і (19), вирази (18) можна записати так:

$$b_0 = \frac{N A \Phi_{0i}}{\Xi_d^2 \Phi_{0a}}, \qquad b_1 = \frac{N A \Phi_{1i}}{\Xi_d^2 \Phi_{1a}}, \tag{21}$$

де $A = \dfrac{\pi^2 c_{11} \hbar^4 e^4}{2 k_B^3 m_\perp T^3}$.

Згідно з (12)–(21), отримаємо:

$$\frac{\Phi_{1a}}{\Phi_{0a}} \cdot \frac{\int_0^\infty dx \dfrac{x^3 e^{-x}}{x^2 + \frac{NA\Phi_{0i}}{\Xi_d^2 \Phi_{0a}}}}{\int_0^\infty dx \dfrac{x^3 e^{-x}}{x^2 + \frac{NA\Phi_{1i}}{\Xi_d^2 \Phi_{1a}}}} = K_m \frac{2a_2(1+2a_1)\dfrac{\mu(X_1)}{\mu_0} - 2a_1(1+2a_2)\dfrac{\mu(X_2)}{\mu_0}}{(1+2a_2)\dfrac{\mu(X_2)}{\mu_0} - (1+2a_1)\dfrac{\mu(X_1)}{\mu_0}}. \tag{22}$$

Рівняння (22) є рівнянням відносно невідомих значень констант деформаційного потенціалу Ξ_u і Ξ_d. У праці [10] для цих же кристалів γ-опроміненого n-Si на основі вимірювань поздовжнього п'єзоопору було визначено константу зсуву деформаційного потенціалу Ξ_u, яка дорівнювала 9.3 еВ, що також добре узгоджується зі значеннями робіт [11–14].

III. ВИСНОВКИ

Розв'язок (22) має два корені: $\Xi_d = -2.12$ еВ та $\Xi_d = 29$ еВ. Корінь рівняння $\Xi_d = 29$ еВ ми повинні відкинути, бо

1. Якщо припустити, що $\Xi_d = 29\,eB$, то при деформації $n-$Si вздовж кристалографічного напрямку [100] чотири долини мали б опускатися вниз за шкалою енерґій. А це суперечить надійно експериментально й теоретично встановленим закономірностям ефекту п'єзоопору Сміта–Херінґа [15, 16].
2. Значення швидкості зміщення глибокого рівня A-центру в n-Si при одновісній деформації для всіх кристалографічних напрямків є значно завищеним.
3. Теоретичне значення рухливості носіїв струму в кристалах n-Si, визначене на основі теорії анізотропного розсіяння, буде значно меншим за експериментальне.

Отже, обидві константи деформаційного потенціалу можна визначити на підставі одних лише даних п'єзоопору.

---

[1] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, Москва, 1972).
[2] А. Л. Полякова, *Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов* (Наука, Москва, 1979).
[3] А. К. Семенюк, *Радіаційні ефекти в багатодолинних напівпровідниках* (Надстир'я, Луцьк, 2001).
[4] А. В. Федосов, С. В Луньов, С. А Федосов, Укр. фіз. журн. **55**, 323 (2010).
[5] И. Д. Конозенко, А. К. Семенюк, В. И. Хиврич, *Радиационные эффекты в кремнии* (Наукова думка, Київ, 1974).
[6] П. І. Баранский, А. В. Федосов, Г. П. Гайдар, *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу* (Надстир'я, Луцьк, 2000).
[7] С. В. Луньов, Сенсорна електроніка і мікросистемні технології **1**, 11 (2010).
[8] П. И. Баранский, И. С. Буда, И. В. Даховский, В. В. Коломоец, *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (Наукова думка, Київ, 1977).
[9] А. В. Федосов, В. С. Тимощук, Л. В. Ящинский, Физ. техн. полупр. **22**, 1704 (1988).
[10] С. В. Луньов, Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. фіз. науки **18**, 12 (2009).
[11] И. П. Акименко, В. А. Вдовенков, Физ. тверд. тела **11**, 658 (1969).
[12] П. И. Баранский, И. В. Даховский, В. В. Коломоец, А. В. Федосов, Физ. техн. полупр. **10**, 1387 (1976).
[13] Г. П. Гайдар, В. А. Гирий, В. Н. Ермаков, В. И. Шаховцов, Физ. техн. полупр. **20**, 1107 (1986).
[14] А. В. Федосов, С. В. Луньов, Д. А. Захарчук, С. А. Федосов, Л. І. Панасюк, Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки **18**, 3 (2009).
[15] G. S. Smith, Phys. Rev. **94**, 42 (1954).
[16] C. Herring, Bell Syst. Tech. J. **34**, 237 (1955).

DETERMINING THE DEFORMATION POTENTIAL CONSTANT Ξ_d IN n-Si BY THE METHOD OF PIEZORESISTANCE

S. V. Luniov[1], S. A. Fedosov[2]
[1]*Lutsk National Technical University, Physics Departament,*
75 L'vivska Avenue, Lutsk, UA–43018, Ukraine
[2]*Lesia Ukrainka Volyn National University, Solid-State Physics Departament,*
13 Voli Avenue, Lutsk, UA–43000, Ukraine

On the basis of the longitudinal piezoresistance in the case of $X//J//[100]$ and the theory of anisotropic scattering a constant of the deformation potential Ξ_d in n-Si is defined. It is shown that while determining the parameter of anisotropy of the relaxation times for n-Si with the deep energetic level $E_c - 0.17$ eV it is necessary to take into account the dependence of concentration of ionized deep centers on deformation.