



УДК 621.315.592

П. І. Баранський, В. М. Бабич, Г. П. Гайдар

Концентраційна залежність тензоопору монокристалів n -Si

(Представлено членом-кореспондентом НАН України Є. Ф. Венгером)

У широкому інтервалі концентрації носіїв заряду $10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77,4 \text{ К}$ в дослідях з монокристалами n -Si експериментально одержано залежність граничних значень тензоопору $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ від n_e , яка дозволяє проводити розрахунки параметра анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = K_m/K_{\tau}$ (а отже, і параметра анізотропії розсіяння $K_{\tau} = K_m/K$) для області азотних температур у припущенні, що досліджувані кристали є практично не компенсованими. Наведено пояснення наявності мінімуму на залежності $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ в області $n_e \approx 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

На сьогодні основними матеріалами для виробництва широкого класу електронних приладів є багатодолині напівпровідники, чільне місце серед яких посідає кремній. Прилади, виготовлені на його основі, успішно застосовуються як у наукових лабораторіях, так і в промисловій індустрії [1].

Використання монокристалів Si в таких екстремальних умовах як великі навантаження, швидкозмінні температурні режими, значні електричні, магнітні та радіаційні поля, при неухильному підвищенні жорсткості експлуатаційних умов за сукупністю ряду впливів вимагає всебічного докладного вивчення дії вищезгаданих факторів на фізичні властивості кремнію.

Дослідження явищ електронного переносу в наноструктурах і наноб'єктах на сучасному етапі розвитку напівпровідникового матеріалознавства стимулює пошук надійних значень ефективних мас, часу релаксації, констант деформаційного потенціалу та інших важливих для нанофізики параметрів [2–4]. Так, наприклад, у [5, 6] показано, що зменшення розмірності системи істотно впливає не тільки на величину рухливості носіїв заряду, але й констант деформаційного потенціалу кремнієвих напівпровідників.

Одним із найбільш ефективних і поширених способів дослідження властивостей напівпровідників є вимірювання кінетичних коефіцієнтів. Цей спосіб дозволяє відносно просто вивчати як енергетичний спектр носіїв заряду, так і їх взаємодію з кристалічною ґраткою і дефектами (механізми розсіяння).

© П. І. Баранський, В. М. Бабич, Г. П. Гайдар, 2013

За звичайних умов кристали кремнію, маючи кубічну симетрію, проявляють ізотропні властивості. У той же час, завдяки багатодолінності зонної структури, їх ізотропні характеристики (до числа яких належить, зокрема, і питомий опір) при накладанні одновісних механічних напружень вздовж відповідних кристалографічних осей трансформуються в анізотропні.

Зміна симетрії кристалів при одновісній пружній деформації призводить до істотної перебудови зонної структури і, зокрема, до зняття виродження енергетичного спектра носіїв струму. Важливим результатом, який випливає з розгляду трансформації енергетичного спектра електронів у багатодолінних напівпровідниках при одновісній деформації, є те, що екстремуми енергії, які орієнтовані вздовж еквівалентних напрямків у \vec{k} -просторі, в загальному випадку, коли вісь деформації орієнтована довільним чином відносно згадуваних напрямків, будуть мати різний зсув за шкалою енергій. Значна анізотропія рухливості носіїв струму в кожному ізоенергетичному еліпсоїді, яка є характерною для багатодолінних напівпровідників, буде визначати в першу чергу значні за величиною тензоефекти у випадку сильних одновісних пружних деформацій.

Виходячи з уявлень Херрінга [7] про те, що п'єзоопір в наведено деформованих багатодолінних напівпровідниках виникає за рахунок міждолінного перерозподілу носіїв струму (при незмінній загальній їх концентрації в c -зоні), для n -Si при одновісному пружному деформуванні в кристалографічних напрямках [100] і [110] (тобто, в умовах $\vec{X} // \vec{J} // [100]$ і $\vec{X} // \vec{J} // [110]$; X – механічне навантаження; J – струм) між граничними значеннями тензоопору $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ і $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ та параметром анізотропії рухливості

$$K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{K_m}{K_{\tau}} = \frac{m_{\parallel} \langle \tau_{\perp} \rangle}{m_{\perp} \langle \tau_{\parallel} \rangle} \quad (1)$$

(де μ_{\parallel} , μ_{\perp} – рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно; $K_m = m_{\parallel}/m_{\perp}$ – параметр анізотропії ефективної маси; m_{\parallel} і m_{\perp} – циклотронні ефективні маси для окремо взятого ізоенергетичного еліпсоїда вздовж великої осі і перпендикулярно до неї відповідно; $K_{\tau} = \langle \tau_{\parallel} \rangle / \langle \tau_{\perp} \rangle$ – параметр анізотропії розсіяння; τ_{\parallel} і τ_{\perp} – компоненти тензора часу релаксації при відсутності магнітного поля в лінійному наближенні) існує простий зв'язок, що задається такими співвідношеннями [8]:

$$\frac{\rho_{\infty}^{[100]}}{\rho_0} = \frac{1}{3}(2K + 1) \quad (2)$$

і

$$\frac{\rho_{\infty}^{[110]}}{\rho_0} = \frac{2}{3} \left(\frac{2K + 1}{K + 1} \right). \quad (3)$$

Нерідко виникає потреба мати в своєму розпорядженні значення K (а, отже, і K_{τ}) для довільно вибраної концентрації носіїв заряду n_e . З цією метою при $T = 77,4$ К в широкому інтервалі концентрацій $10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 10^{19}$ см⁻³ були знайдені для монокристалів кремнію, легованих домішкою фосфору (n -Si(P)), пружно деформованих в кристалографічному напрямку [100], залежності відносної зміни питомого опору від механічної напруги X

$$\frac{\rho_{X \rightarrow \infty}^{[100]}}{\rho_0} = f(X) \quad (4)$$

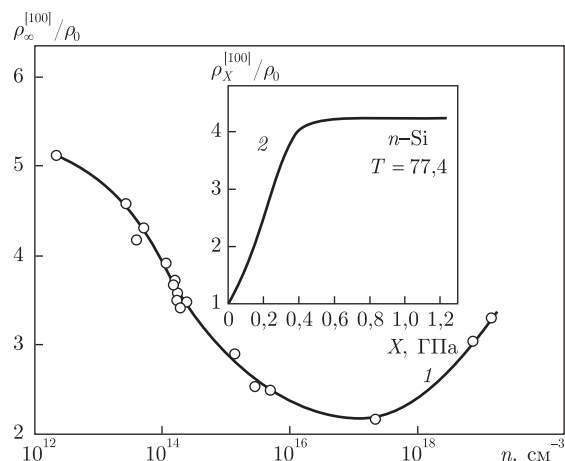


Рис. 1. Залежність тензопору $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ від n_e для зразків n -Si при $\vec{X} // \vec{J} // [100]$ (\vec{J} — струм) у концентраційному інтервалі $10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 10^{19}$ см $^{-3}$ при $T = 77,4$ К (крива 1). На вставці (крива 2) — залежність тензопору від механічного напруження X на досліджуваному кристалі кремнію для $n_e \approx (5 \div 6) \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ при $T = 77,4$ К

(типовий приклад — вставка на рис. 1) і граничні значення цієї функції (що вимірюються при $X \rightarrow \infty$) в області її виходу на насичення у вигляді $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$. Виміри при $X \rightarrow \infty$ забезпечують в n -Si при умові $\vec{X} // \vec{J} // [100]$ повне переселення носіїв струму в два мінімуми, які опускаються вниз по шкалі енергій.

Побудувавши залежність $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$, одержали таку особливість у зміні граничних значень питомого опору з концентрацією носіїв заряду, а саме: наявність мінімуму в області $10^{17} \leq n_e \leq 10^{18}$ см $^{-3}$ (рис. 1).

Монотонне зниження значень $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ з підвищенням рівня легування невироджених кристалів аж до $N_I \equiv n_e \approx 10^{17}$ см $^{-3}$ відбувалося за рахунок зростання анізотропії розсіяння K_{τ} (при підвищенні внеску домішкового розсіяння в цьому концентраційному інтервалі) і зменшення параметра анізотропії рухливості $K = K_m/K_{\tau}$. Однак при подальшому підвищенні N_I , яким забезпечувався перехід від класичної статистики до виродженої, функція $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ досягала мінімуму і потім починала зростати, як це видно з рис. 1. Тобто, концентраційні зміни цієї функції зовні виглядали так, неначе анізотропія K_{τ} з настанням виродження починала зменшуватись і в області гранично високих значень N_I повністю зникала (тобто, $K_{\tau} = \langle \tau_{\parallel} \rangle / \langle \tau_{\perp} \rangle \rightarrow 1$), так само, як і в найбільш чистих кристалах.

Зростання функції $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ в області $n_e > 10^{18}$ см $^{-3}$ можна пояснити, імовірно, проявом деформаційного “виморожування” носіїв заряду із зони провідності (c -зони) на енергетичні рівні домішкової зони, що при цьому виникає, а також проявом часткового виродження електронного газу в сильно легованих кристалах, яке настає при цих умовах.

Наведене вище співвідношення (2), з урахуванням отриманої залежності 2 (рис. 1, вставка), забезпечує визначення величини параметра анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = K_m/K_{\tau}$, а отже, і параметра анізотропії розсіяння $K_{\tau} = K_m/K$, оскільки величину параметра анізотропії ефективної маси $K_m = m_{\parallel}/m_{\perp} = 0,91 : 0,191 = 4,76$, як добре відомо для n -Si з даних вивчення циклотронного резонансу (див., наприклад, роботи [9, 10]), можна вважати в розглядуваному випадку n -Si практично незалежною від величини механічного напруження X .

На зміну спаду залежності $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ (крива 1, рис. 1), пов'язаного, як уже було відзначено, з проявом підвищеного внеску домішкового розсіяння (подібно до кристалів n -Ge [11]), що супроводжується зниженням "деформаційної чутливості" зразків більш високого рівня легування (тобто, при наближенні електронного газу в кристалах до виродженого стану), при подальшому підвищенні $n_e > 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і появою домішкової зони (замість домішкового рівня енергії в забороненій зоні слабо легованих кристалів), поряд зі звичайним механізмом деформаційного міжмінімумного перерозподілу носіїв з'являється можливість деформаційного "виморожування" носіїв заряду із c -зони на вільні рівні домішкової зони, енергетичне положення яких в забороненій зоні може проявляти ще й деформаційно-обумовлену залежність. Це й приводить (в області $n_e > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) до зростання $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$.

Як наведені тут, так і опубліковані раніше (див., наприклад, [12]) результати вказують на те, що досліджуване відношення $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$, а отже, і пов'язані з ним значення параметра анізотропії рухливості в окремо взятому ізоенергетичному еліпсоїді

$$K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (5)$$

а також параметра анізотропії термо-ЕРС захоплення електронів фононами, який визначається відповідними компонентами тензора термо-ЕРС для електронів, що належать одному мінімуму енергії

$$M = \frac{\alpha_{\parallel}^{\Phi}}{\alpha_{\perp}^{\Phi}} = \frac{2K}{(2K+1)\frac{\alpha_0^{\Phi}}{\alpha_{\infty}^{\Phi}} - 1} = \frac{2K}{(2K+1)\frac{\alpha_0 - \alpha_{(6)}^e}{\alpha_{\infty} - \alpha_{(2)}^e} - 1} \quad (6)$$

(де $\alpha_{\parallel}^{\Phi}$, α_{\perp}^{Φ} — фононні складові термо-ЕРС захоплення вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно; α_0^{Φ} і α_{∞}^{Φ} — фононні складові термо-ЕРС, виміряні в недеформованому і пружно деформованому кристалі; α_0 і α_{∞} — значення термо-ЕРС в недеформованих і в деформованих зразках відповідно; $\alpha^e = \frac{k}{e} \left[2 + \ln \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{n_0 h^3} \right]$ — електронна (дифузійна) складова термо-ЕРС (формула Писаренка) [13]; n_0 — концентрація носіїв заряду; e — заряд електрона; k — стала Больцмана; T — температура; h — стала Планка; $m^* = N^{2/3} \sqrt[3]{m_{\parallel} m_{\perp}^2}$ — ефективна маса густини станів; N — число ізоенергетичних еліпсоїдів) можуть проявляти чутливість до термічної передісторії досліджуваних кристалів. Саме з урахуванням цієї обставини описані в даній роботі досліди були виконані на зразках, виготовлених із одного і того ж зливка, що певною мірою гарантувало тотожність їх термічної передісторії.

На закінчення можна зробити такі висновки.

1. У широкому інтервалі концентрацій носіїв заряду $1 \cdot 10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77,4 \text{ К}$ в дослідах з n -Si знайдено граничні значення тензоопору $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ залежно від n_e . З'ясовано, що досліджена функція має чітко виражений мінімум в області $n_e \approx 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, виникнення якого зумовлене проявом початку виродження електронного газу, пов'язаного з достатньою для цього концентрацією n_e .

2. Виявлений мінімум дослідженої функції характеризує початок перекриття домішкової зони з нижньою межею зони провідності.

3. Експериментально отримана залежність $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ дозволяє проводити розрахунки параметра анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = K_m/K_{\tau}$ (а отже, і $K_{\tau} = K_m/K$) для області азотних температур і використаного в досліді діапазону n_e в припущенні, що $n_e = N_I \equiv N_{\text{донорів}}$, тобто, що досліджувані кристали є практично не компенсованими.

1. Мильвідский М. Г. Полупроводниковый кремний на пороге XXI века // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. – 2000. – № 1. – С. 1–14.
2. Thompson S. E., Sun G., Choi Y. S., Nishida T. Uniaxial process induced strained Si: Extending the CMOS Roadmap // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2006. – **53**, No 5. – P. 1010–1020.
3. Герасименко Н. Н., Пархоменко Ю. Н. Кремний – материал нанoeлектроники. – Москва: Техносфера, 2007. – 352 с.
4. Restrepo O. D., Varga K., Pantelides S. T. First principles calculations of electron mobilities in silicon: Phonon and Coulomb scattering // Appl. Phys. Lett. – 2009. – **94**, No 21. – P. 212103–212105.
5. Murphy A. F., Fagas G., Greer J. C. Deformation potentials and electron-phonon coupling in silicon nanowires // Nano Lett. – 2010. – **10**, No 3. – P. 869–873.
6. Niquet Y. M., Delerue C., Krzeminski C. Effects of strain on the carrier mobility in silicon nanowires // Ibid. – 2012. – **12**, No 7. – P. 3545–3550.
7. Herring C. Transport properties of a many valley semiconductor // Bell System Techn. J. – 1955. – **34**, No 2. – P. 237–290.
8. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках / Под ред. П. И. Баранского. – Киев: Наук. думка, 1977. – 270 с.
9. Samuelsen M. R. Deformation potential constants for electrons in silicon and germanium from cyclotron resonance experiments // Phys. stat. sol. (b). – 1971. – **43**, No 1. – P. K83–K86.
10. Hensel J. C., Hasegawa H., Nakayama M. Cyclotron resonance in uniaxially stressed silicon. II. Nature of the covalent bond // Phys. Rev. – 1965. – **138**. – P. A225–A238.
11. Баранський П. І., Венгер Є. Ф., Гайдар Г. П. З'ясування причин зниження параметра анізотропії $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ в n -Ge при підвищеному внеску домішкового розсіяння // Доп. НАН України. – 1999. – № 9. – С. 84–86.
12. Баранский П. И. Нетрадиционные механизмы пьезосопротивления в одноосно деформированных многодолинных полупроводниках // Неорган. материалы. – 1997. – **33**, № 2. – С. 147–152.
13. Стильбанс Л. С. Физика полупроводников. – Москва: Сов. радио, 1967. – 452 с.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Надійшло до редакції 16.01.2013

П. И. Баранский, В. М. Бабич, Г. П. Гайдар

Концентрационная зависимость тензосопротивления монокристаллов n -Si

В широком интервале концентраций носителей заряда $10^{12} \leq n_e \equiv N_I \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77,4 \text{ K}$ в опытах с монокристаллами n -Si экспериментально получена зависимость предельных значений тензосопротивления $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ от n_e , которая позволяет проводить расчеты параметра анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = K_m/K_{\tau}$ (а следовательно, и параметра анизотропии рассеяния $K_{\tau} = K_m/K$) для области азотных температур в предположении, что исследуемые кристаллы являются практически не компенсированными. Объяснено наличие минимума на зависимости $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ в области $n_e \approx 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

P. I. Baranskii, V. M. Babich, G. P. Gaidar

The concentration dependence of the tensorresistance of n -Si single crystals

In a wide range of concentrations of charge carriers $10^{12} \leq n_e \equiv N_i \leq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ at $T = 77.4 \text{ K}$ in the experiments with the single crystals of n -Si, the dependence of the limit values of tensorresistance $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ on n_e , which allows us to calculate the anisotropy parameter of mobility $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = K_m/K_{\tau}$ (and, hence, the anisotropy parameter of scattering $K_{\tau} = K_m/K$) for the region of liquid nitrogen temperatures in the assumption that the investigated crystals are almost uncompensated, is experimentally obtained. The presence of a minimum on the dependence $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(n_e)$ in the region of $n_e \approx 10^{17} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ is explained.