



Баранський П.І.

ДЕЯКІ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ
ОСОБЛИВОСТІ ЗВИЧАЙНИХ І
ТРАНСМУТАЦІЙНО ЛЕГОВАНИХ
КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ

Баранський П.І.¹, Гайдар Г.П.²

¹Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,
просп. Науки, 45, Київ, 03028, Україна;

²Інститут ядерних досліджень НАН України,
просп. Науки, 47, Київ, 03680, Україна)



Гайдар Г.П.

- У праці визначено параметр анізотропії термоЕРС захоплення M у монокристаллах n -Si ($\rho_{300K} \cong 150 \div 170$ Ом·см), легованих домішкою фосфору через розплав і в трансмутаційно легованих зразках, недеформованих і одночасно пружно деформованих. Виявилось, що в ТЛ зразках n -Si $\langle P \rangle$ $M^{TL} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 5$, а в звичайних кристалах кремнію $M^{3B} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 6.8$. Розписано компоненти тензора термоЕРС в термоелектрично-анізотропній пластині з градієнтом температури, орієнтованим вздовж нормалі до її поздовжньої осі і відхиленням на кут ϕ від осі анізотропії цієї пластини, а також приведено (за літературними даними) вираз для максимального коефіцієнта корисної дії анізотропного термоелемента. Одержано n' езоопір та n' езотермоЕРС звичайних і трансмутаційно легованих кристалів, які вимірювалися (за температури $T = 85$ К) за умов $X // J // [001]$ та $X // \nabla T // [001]$ відповідно.

Вступ

Різке зростання вимог до якості кристалів кремнію пов'язане не тільки з наростаючим темпом автоматизації виробничої і соціально-побутової сфер у будь-якій технічно розвиненій країні, а зумовлене також появою і стрімким удосконаленням в області напівпровідникової техніки приладів із зарядовим зв'язком різного призначення, надвеликих інтегральних схем надвисокої швидкодії, надпотужних високовольтних тиристорів тощо. Усе це обумовлює нагальну необхідність пошуку нових технологічних процесів одержання кристалів кремнію підвищеної якості. Одним із принципово важливих шляхів покращення якості напівпровідникових кристалів є розробка і практичне освоєння методів їх легування, які могли б забезпечувати однорідний за об'ємом розподіл легуючих домішок зі збереженням структурної досконалості кристалу.

Фосфор, як відомо, найбільш широкоживана легуюча домішка у виробництві монокристалів кремнію n -типу (n -Si $\langle P \rangle$). Але багаторічний досвід показує, що такі методи легування, як уведення фосфору з газової фази або у вигляді твердої лігатури безпосередньо в тигель у вирощуванні кристалів методом Чохральського чи в полікристалічну заготовку для безтигельної зонної плавки та ін., не дають можливість одержати в умовах масового виробництва монокристали з розкидом питомого опору за об'ємом меншому $10 \div 20$ % і з поперечним перерізом меншому $5 \div 7$ % [1].

У зв'язку з вищезазначеним заслуговує на увагу один із важливих напрямків технології отримання однорідних за розподілом фосфору кристалів кремнію – метод трансмутаційного легування. Суть цього методу зводиться до того, що в процесі опромінення тепловими нейтронами ізотоп кремнію ^{30}Si спочатку переходить в ^{31}Si , а потім – у фосфор ^{31}P у відповідності з ядерною реакцією [2 – 4]



Період напіврозпаду проміжного продукту (тобто, β -радіоактивного ізотопу ^{31}Si) дорівнює 26 годин. Слід зауважити, що реакція трансмутації (n, γ) у взаємодії теплових нейтронів з кремнієм, реалізується для всіх його природних ізотопів: ^{28}Si (92,18 %), ^{29}Si (4,70 %) і ^{30}Si (3,12 %), однак лише реакція (1) призводить до утворення домішкових атомів фосфору.

Однорідність питомого опору по об'єму трансмутаційно легованих (ТЛ) монокристалів кремнію діаметром ~ 80 мм і довжиною 600 мм в середньому становить ± 5 % від заданої величини [5]. При цьому типовий розкид по об'єму знаходиться в межах $3 \div 10$ %, а по радіусу зливка не перевищує 1%.

Як джерела теплових нейтронів (з енергією $E_n \leq 100$ кеВ) використовуються дослідницькі атомні реактори або атомні реактори АЕС, які завжди характеризуються наявністю потоків теплових нейтронів високої густини. Опромінення кремнію тепловими нейтронами супроводжується також опроміненням швидкими нейтронами і γ -компонентою реакторного спектру. У результаті отримують монокристали кремнію, насичені всіма відомими на даний час радіаційними дефектами (РД), чому сприяють надзвичайно інтенсивні інтегральні потоки нейтронів ($\sim 10^{18} \div 10^{19}$ н/см²) у каналах ядерних реакторів. Тому, незалежно від вихідного типу матеріалу і його параметрів, ТЛ кремній безпосередньо після опромінення характеризується провідністю p -типу з питомим опором $\rho \approx 10^5 \div 10^6$ Ом·см і дуже малим часом життя неосновних носіїв заряду. Крім того, після опромінення кремнію нейтронами ядерного реактора атоми ^{31}Si (які спонтанно переходять у ^{31}P) виявляються, як правило, у міжвузловому положенні, яке, як відомо, відповідає електрично-неактивному стану. Таким чином, для відпалу РД і для активації атомів ^{31}P , які в об'ємі кремнію проявляють донорні властивості лише у вузлах ґратки, ТЛ кремній необхідно піддавати термообробці.

Термовідпали після трансмутаційного легування

Механізми виникнення радіаційних дефектів і специфіка їх термовідпалу (ТВ), а також причини, що забезпечують їх термостійкість в опроміненних кристалах, детально обговорювалися в спеціалізованій літературі [6 – 10] і в низці книг довідкового характеру [11, 12].

Вважають, що ті дефекти, котрі виникають у трансмутаційно легованих кристалах Si з їх опроміненням тепловими нейтронами можуть бути майже повністю усунені з об'єму кристала шляхом відпалу за $T = 800 \div 850$ °С упродовж $1 \div 2$ години (так званий технологічний ТВ).

Трансмутаційно леговані кристали Si за рахунок опромінення тепловими нейтронами відрізняються від звичайних (ЗВ) кристалів Si , легованих домішкою фосфору через розплав, не тільки підвищеною однорідністю в розподілі легуючої домішки по об'єму кристала [13 – 15], але також і більш високими значеннями рухливості μ за інших рівних умов.

Виникало питання, чи знаходять свій прояв у ТЛ кристалах Si подібні переваги (в порівнянні зі ЗВ кристалами) і тоді, коли як пробні будуть використані явища, пов'язані з розсіянням фононів, а не електронів. Такий методичний підхід (у разі його дієвості) буде еквівалентним, в принципі, розширенню евристичних можливостей методики, оскільки де-Бройлівська довжина хвиль фононів задовольняє нерівності $\lambda_\phi < \lambda_e$.

Справді, коли мова йде про розсіяння певних квазічастинок, наприклад, електронів чи фононів, то оцінювати перешкоди для їх руху в кристалі зручно шляхом порівняння розмірів цих перешкод з довжиною хвиль де-Бройля, що характеризують відповідні об'єкти. У зв'язку з цим потрібно зазначити, що технологічний ТВ, який проходять трансмутаційно-леговані

кристали $n\text{-Si} \langle P \rangle$, усуває з об'єму кристала РД, які в порівнянні за своїми розмірами з електронною хвилею де-Бройля, і рухливість носіїв струму в таких відпалених кристалах суттєво зростає. Але це зовсім не означає, що за такого (технологічного) відпалу усуваються абсолютно всі РД: набагато менші за розміром дефекти можуть залишатися за такого відпалу, а електронна хвиля де-Бройля зі своїм поширенням в кристалі їх буде просто "не помічати", легко огинаючи. Для виявлення менших за розмірами дефектів необхідно скористатися набагато коротшими хвилями. Якщо електронна хвиля де-Бройля в кристалі перекидає сотню чи декілька сотень міжатомних відстаней, то фонони, які відповідальні за формування термоелектрорушійної сили (термоЕРС) захоплення електронів фононами (в інтервалі температур $T \approx 20 \div 80$ К у випадку Si і Ge), мають довжину хвилі на 1.5 ÷ 2 порядки меншу за електронну хвилю де-Бройля.

Дослідження термоЕРС захоплення електронів фононами

Дані праць [16 – 18] свідчать про те, що за заданої поляризації довгохвильових фононів (l або t) захоплення електронів фононами в напрямку довгої (головної) осі ізоенергетичного еліпсоїда є визначальним, тобто

$$\alpha_{\parallel}^{(l,t)} \gg \alpha_{\perp}^{(l,t)},$$

а із заданим напрямком по відношенню до осей еліпсоїда переважаюча роль у захопленні електронів фононами належить фононам поздовжньої поляризації, тобто

$$\alpha_{\parallel,\perp}^{(l)} \gg \alpha_{\parallel,\perp}^{(t)}. \quad (2)$$

Унаслідок цього зіставлення термоелектричних властивостей різних зразків (легованих, наприклад, різними способами) потрібно робити саме за компонентою $\alpha_{\parallel}^{(l)}$, і тому відповідно до результатів, одержаних у [16],

$$\frac{\alpha_{\parallel}^{(l)3B}}{\alpha_{\parallel}^{(l)TL}} \approx 1.7. \quad (3)$$

Звідси випливає, що поздовжні фонони (котрими переважно визначається фононна складова термоЕРС захоплення електронів фононами вздовж довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда $\alpha_{\parallel}^{\phi} \sim \alpha_{\parallel}^{(l)}$) ефективніше розсіюються в ТЛ (що пройшли лише технологічний відпал) кристалах, ніж у ЗВ кристалах кремнію, легованих домішкою фосфору у тій же концентрації через розплав.

Використавши експериментально виміряні (за $T \approx 80 \div 85$ К) значення термоЕРС в недеформованих α_0 і в деформованих α_{∞} ТЛ зразках $n\text{-Si}$ (зі значеннями питомого опору за кімнатної температури $\rho_{300\text{K}} \approx 150 \div 170$ Ом·см), а також звільнивши ці дані від внеску електронної (дифузійної) компоненти термоЕРС $\alpha^e = 1170$ мкВ/К, можна отримати значення термоЕРС, пов'язаної з проявом ефекту захоплення електронів фононами, а саме: $\alpha_{\parallel}^{\phi} = 29200$ мкВ/К і $\alpha_{\perp}^{\phi} = 5830$ мкВ/К ($\alpha_{\parallel}^{\phi}$, α_{\perp}^{ϕ} – фононні складові термоЕРС вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно). Звідси знаходимо параметр анізотропії термоЕРС захоплення M , який характеризує фононну підсистему:

$$M^{TL} = \frac{\alpha_{\parallel}^{\phi}}{\alpha_{\perp}^{\phi}} \cong 5.02. \quad (4)$$

Виявляється, що суттєво знижуючи (у зв'язку з відміченою вище причиною) параметр

анізотропії термоЕРС захоплення $M^{TL} \approx 5$ у порівнянні з $M^{3B} \approx 6.8$, вказані дефекти (що цілком не усуваються технологічним ТВ) не знижують, однак, значень рухливості в ТЛ зразках (μ^{TL}), про що свідчить виконання нерівності $\mu^{TL} > \mu^{3B}$. Цей результат добре узгоджується з даними, отриманими в праці [16].

Слід зауважити, що параметр анізотропії термоЕРС захоплення електронів фононами M можна визначити як безпосередньо (за даними $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ і α_{\perp}^{ϕ}), так і шляхом використання формули [19]

$$M = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0 - \alpha^e}{\alpha_{\infty} - \alpha^e}} = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0^{\phi}}{\alpha_{\infty}^{\phi}} - 1}, \quad (5)$$

де $\alpha^e = \frac{k}{e} \left[2 + \ln \frac{2(2\pi m^* k T)^{3/2}}{n_0 h^3} \right]$ – електронна (дифузійна) складова термоЕРС, (формула

Писаренка) [20]; 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, зокрема для n -Si $N = \begin{cases} 6 \text{ при } X = 0, \\ 2 \text{ при } X = 12 \text{ т / см}^2 \end{cases}$; m_{\parallel} , m_{\perp} – ефективні

маси вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно; $K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}^{<001>}}{\rho_0} - \frac{1}{2}$ –

параметр анізотропії рухливості електронів у рамках окремо взятого ізоенергетичного еліпсоїда, параметр K характеризує електронну підсистему; μ_{\parallel} , μ_{\perp} – рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно; ρ_0 , $\rho_{\infty}^{<001>}$ – питомий опір недеформованого $\rho(X=0) \equiv \rho_0$ і одновісно пружно деформованого $\rho(X \rightarrow \infty) \equiv \rho_{\infty}$, що відповідає області насичення $\rho = \rho(X)$ кристала Si в кристалографічному напрямку $\langle 001 \rangle$, тобто, за умови $X // J // [100]$, де X – механічне навантаження, J – струм); α_0^{ϕ} , α_{∞}^{ϕ} – фононні складові термоЕРС без тиску ($X=0$) і в насиченні ($X \rightarrow \infty$), які дорівнюють дослідним даним (α_0 і α_{∞}) без електронної складової:

$$\begin{aligned} \alpha_0^{\phi} &= \alpha_0 - \alpha^e, \\ \alpha_{\infty}^{\phi} &\equiv \alpha_{\infty} - \alpha^e = \alpha_{\parallel}^{\phi}, \\ \alpha_{\perp}^{\phi} &= \alpha_{\parallel}^{\phi} / M. \end{aligned}$$

Символом (∞) позначені величини, одержані зі значеннями механічного навантаження X , які відповідний параметр виводять на насичення.

На рис. 1 і 2 показані типові залежності п'єзоопору і п'єзотермоЕРС від механічного напруження X відповідно. Виміри проводилися за $T = 85$ К в широкому діапазоні X . При цьому необхідно брати до уваги суттєву залежність значень відповідних α і K від теплової передісторії досліджуваних зразків, як це було показано у праці [21]. Адже за високотемпературної обробки, якої неминує зазнає кристал навіть у процесі його вирощування, спостережувані комплекси утворюються за взаємодії залишкових атомів вуглецю, кисню (а, можливо, й інших електрично-нейтральних домішок) з точковими дефектами типу вакансій і міжвузлових атомів. Тим більше, що концентрація точкових дефектів значною мірою сама визначається вмістом як легуючих, так і залишкових домішок у кристалі.

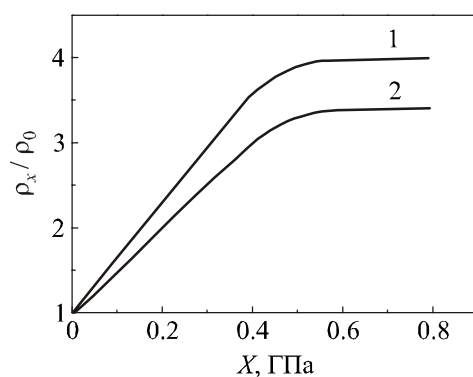


Рис. 1. Залежності н'єзоопору ρ_x/ρ_0 від величини одновісного механічного напруження $X // J // [001]$ за $T = 85 \text{ K}$ для звичайного (1) і ТЛ (2) $n\text{-Si}$.

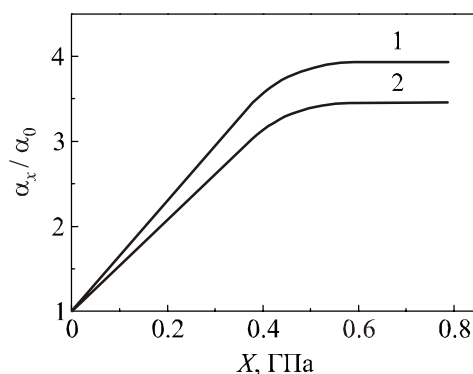


Рис. 2. Залежності н'єзотермоЕРС α_x/α_0 від величини одновісного механічного напруження $X // \nabla T // [001]$ за $T = 85 \text{ K}$ для звичайного (1) і ТЛ (2) $n\text{-Si}$.

Термоелектрично-анізотропні середовища

Із тих питань, з якими мають справу термоелектрики, необхідно в першу чергу виділити три найбільш актуальних, на наш погляд, питання, а саме:

- фундаментальні проблеми фізики термоелектричних явищ;
- проблеми матеріалознавчого плану, тобто задачі, пов'язані з технологією одержання термоелектрично-ефективних матеріалів з наперед заданими властивостями, а також
- питання оптимального проектування термоелектричних приладів різного функціонального призначення.

Одну з актуальних задач у цій галузі становить фактична відсутність придатних до практичного використання в діапазоні криогенних температур термоелектрично-анізотропних матеріалів. У зв'язку з цим вивчення проблеми, пов'язаної з можливістю використання багатодолінних напівпровідників (типу Ge і $n\text{-Si}$) в галузі термоелектричного приладобудування можна вважати малодослідженою і практично важливою, яка, безсумнівно, заслуговує на увагу.

Справді, розглянемо термоелектрично-анізотропне середовище (а саме таким є направлено-деформований кристал Ge чи Si n -типу), тензор термоЕРС якого в кристалографічних осях (x, y) має вигляд

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\perp} & 0 \\ 0 & \alpha_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Якщо з такого термоелектрично-анізотропного матеріалу виготовити плоскопаралельну пластину таким чином, щоб його термоелектрична вісь складала кут ϕ з напрямком градієнта температури ($\text{grad } T$ або ∇T), орієнтованим вздовж нормалі до її поздовжньої осі (вісь a на рис. 3), тоді тензор термоЕРС буде мати такий вигляд:

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} \cos^2 \phi + \alpha_{\perp} \sin^2 \phi & (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \phi \cos \phi \\ (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \phi \cos \phi & \alpha_{\parallel} \sin^2 \phi + \alpha_{\perp} \cos^2 \phi \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Якщо в пластині наявне одномірне температурне поле, $\text{grad } T$ якого орієнтований у напрямку одновісного напруження, то, як показали автори [22],

$$V = \frac{a}{b} (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) (T_1 - T_0) \sin \phi \cos \phi, \quad (8)$$

де $\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp} = \Delta\alpha$ – анізотропія термоЕРС пластини; V – термоелектрична напруга.

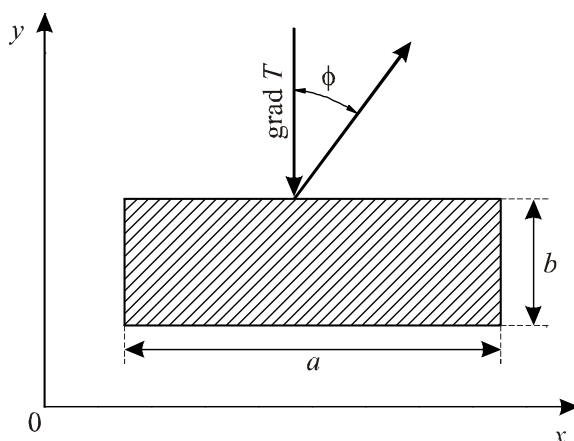


Рис. 3. Розміщення $\text{grad } T$ відносно осі анізотропії в термоелектрично-анізотропному кристалі (схематичне зображення анізотропного термоелектроперетворювача).

Питання про коефіцієнт корисної дії (ККД) анізотропного термоелемента детально було розглянуто у працях [23, 24], і тут ми наведемо лише його максимальне значення за результатами цих праць:

$$\eta_{\max} = \eta_K \frac{1}{1 + \frac{2(1 + \bar{M})}{Z T_1}},$$

де $\eta_K = \frac{T_1 - T_0}{T_1}$ – ККД циклу Карно; $\bar{M} = \sqrt{1 + Z \bar{T}}$; $\bar{T} = \frac{T_1 + T_0}{2}$; а $Z = \frac{\alpha_{12}^2}{\chi_{22} \rho_{11}}$ – добротність анізотропного термоелемента; $\alpha_{12}, \chi_{22}, \rho_{11}$ – компоненти тензорів термоЕРС, коефіцієнта теплопровідності і питомого опору відповідно.

На завершення необхідно відзначити, що, як було показано в [25], поздовжня фононна складова $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ трансмутаційно легованих кристалів n -Si (на відміну від α_{\perp}^{ϕ}) проявляє підвищену чутливість до термовідпалів в області $800 \div 1200$ °С, зростаючи по абсолютній величині за підвищення температури відпалу майже в 1.4 раза, тоді як α_{\perp}^{ϕ} за такого ж підвищення

температури ТВ проявляє лише слабку тенденцію до зниження. У звичайних (а не ТЛ) кристалах n -Si ці зміни досить незначні навіть при найвищих температурах термовідпалів.

Висновки

У праці розглянуто механізм трансмутаційного легування кристалів кремнію домішкою фосфору з наступним технологічним термовідпалом, який є невід'ємною складовою такого способу легування.

Досліджено анізотропію термоЕРС захоплення електронів фононами і фононну складову п'єзотермоЕРС кристалів n -Si, легованих домішкою фосфору звичайним способом через розплав і трансмутаційно легованих, а також подано загальний вигляд тензора термоЕРС у термоелектрично-анізотропному середовищі, в якості якого розглядалися направлено-деформовані кристали Si чи Ge n -типу.

Знайдено числове значення параметра термоЕРС захоплення електронів фононами ($M^{TL} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \cong 5$) у направлено-деформованих ТЛ кристалах n -Si з $\rho_{300K} \approx 150 \div 170$ Ом·см і величина цього параметра зіставлена з аналогічним параметром, одержаним у дослідах зі звичайними (легованими через розплав) кристалами ($M^{3B} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 6.8$).

Література

1. Баранский П. И. Трансмутационное легирование кремния: получение, физические свойства, применение / Баранский П. И., Бугай А. А., Гирий В. А., Фалькевич Э. С., Шаховцов В. И. – К.: Институт физики АН УССР, 1984. – 60 с. – (Препринт / Академия наук УССР, Институт физики; № 28).
2. Lark-Horovitz K. Nucleon-bombarded semiconductors. In: Semiconductor Materials (Ed. by H. K. Henisch). – London, Butterworth, U. K., 1951. – P. 47 – 69.
3. Tanenbaum M., Mills A. D. Preparation of Uniform Resistivity n-Type Silicon by Nuclear Transmutation // J. Electrochemical Soc. – 1961. – V. 108, Is. 2. – P. 171 – 176.
4. Schnoller M. Breakdown behavior of rectifiers and thyristors made from striation-free silicon // IEEE Transaction on Electron Devices. – 1974. – V. 21, Is. 5. – P. 313 – 314.
5. Janus H. M., Malmros O. Application of thermal neutron irradiation for large scale production of homogeneous phosphorus doping of float zone silicon // IEEE Transaction on Electron Devices. – 1976. – V. 23, Is. 8. – P. 797 – 802.
6. Вавилов В.С. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах / В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. – М.: Атомиздат, 1969. – 312 с.
7. Конозенко И. Д. Радиационные эффекты в кремнии / Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. – Киев: Наук. думка, 1974. – 199 с.
8. Легирование полупроводников методом ядерных реакций (под ред. Л. С. Смирнова) / Л.С. Смирнов, С.П. Соловьев, В.Ф. Стась, В.А. Харченко – Новосибирск: Наука, 1981. – 181 с.
9. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники / Вавилов В. С., Кекелидзе Н. П., Смирнов Л. С. – Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 192 с.
10. Гроза А. А. Эффекты радіації в інфрачервоному поглинанні та структурі кремнію / Гроза А. А., Литовченко П. Г., Старчик М. І. – К.: Наук. думка, 2006. – 124 с.
11. Баранский П. И. Полупроводниковая электроника / Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. – Справочник. – К.: Наук. думка, 1975. – 704 с.
12. Физика твердого тела. Энциклопедический словарь. Том II. (под ред. В. Г. Барьяхтара). – К.:

- Наук. думка, 1998. – 645 с.
13. Herrmann H. A., Herzer H. Doping of Silicon by Neutron Irradiation // J. Electrochem. Soc. – 1975. – V. 122, Is. 11. – P. 1568 – 1569.
 14. Миз Дж. Процессы нейтронного трансмутационного легирования – новая реакторная технология. В сб. Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. // Новости физики твердого тела. – Выпуск 11. Под ред. Дж. Миза. (Пер. с англ. под ред. В. Н. Мордковича). – М.: Мир, 1982. – 264 с.
 15. Смит. Т. Нейтронное легирование на исследовательских реакторах в Харруэлле. В сб. Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. // Новости физики твердого тела. – Выпуск 11. Под ред. Дж. Миза. (Пер. с англ. под ред. В. Н. Мордковича). – М.: Мир, 1982. – 264 с.
 16. Баранский П.И. Исследование фонон-фононной релаксации в нейтронно-легированных и обычных кристаллах кремния / П.И. Баранский, В.В. Савяк, Л.А. Щербина // ФТП. – 1980. – Т. 14. – В. 2. – С. 302 – 305.
 17. Фонон-фононная релаксация при эффектах увлечения в *n-Ge* / П.И. Баранский, И.С. Буда, В.В. Коломоец [та ін.] // ФТП. – 1975. – Т. 9. – В. 9. – С. 1680 – 1684.
 18. Баранский П.И. Исследование функциональных параметров, определяющих фонон-фононную релаксацию в *n Si* / П.И. Баранский, В.В. Савяк, Л.А. Щербина // ФТП. – 1980. – Т. 14. – В. 2. – С. 393 – 396.
 19. Баранский П.И. Определение параметров анизотропии термоэдс увлечения в *n*-кремнии / П.И. Баранский, В.В. Савяк, Л.А. Щербина // ФТП. – 1979. – Т. 13. – В. 6. – С. 1219 – 1221.
 20. Стилбанс Л.С. Физика полупроводников / Стилбанс Л.С. – М.: Советское радио, 1967. – 452 с.
 21. Влияние термообработки на электрофизические свойства обычных и нейтронно-легированных кристаллов кремния / П.И. Баранский, В.М. Бабич, Ю.П. Доценко [та ін.] // ФТП. – 1980. – Т. 14. – В. 8. – С. 1546 – 1549.
 22. Анизотропные термоэлементы / С.Л. Королюк, И.М. Пилат, А.Г. Самойлович [та ін.] // ФТП. – 1973. – Т. 7. – В. 4. – С. 725 – 734.
 23. Иоффе А.Ф. Полупроводниковые термоэлементы / Иоффе А.Ф. – М.–Л.: Изд. АН СССР, 1960. – 188 с.
 24. Самойлович А.Г. Вихревые термоэлектрические токи и энергетика анизотропных термоэлементов. В сб. Проблемы современной физики. К 100-летию со дня рождения А.Ф. Иоффе / Самойлович А.Г. – М.: Наука, 1980. – С. 304 – 318. – 586 с.
 25. Баранский П.И. Влияние условий термообработки на пьезотермоэдс увлечения в трансмутационно-легированных и обычных кристаллах кремния / П.И. Баранский, В.В. Савяк, Ю.В. Симоненко // ФТП. – 1985. – Т. 19. – В. 9. – С. 1712 – 1715.

Надійшла до редакції 23.01.2012.