

НЕКОТОРЫЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ОСОБЕННОСТИ ОБЫЧНЫХ И
ТРАНСМУТАЦИОННО ЛЕГИРОВАННЫХ
КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ



Баранский П.И.

Баранский П.И.¹, Гайдар Г.П.²

¹Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарёва НАН Украины,
просп. Науки, 45, Киев, 03028, Украина;

²Институт ядерных исследований НАН Украины,
просп. Науки, 47, Киев, 03680, Украина)



Гайдар Г.П.

- В работе определен параметр анизотропии термоЭДС увлечения M в монокристаллах n -Si ($\rho_{300K} \cong 150 \div 170$ Ом·см), легированных примесью фосфора через расплав и в трансмутационно легированных образцах, недеформированных и одноосно упруго деформированных. Оказалось, что в ТЛ образцах n -Si $\langle P \rangle$ $M^{TL} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 5$, а в обычных кристаллах кремния $M^{3B} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 6.8$. Представлены компоненты тензора термоЭДС в термоэлектрически-анизотропной пластине с градиентом температуры, ориентированным вдоль нормали к ее продольной оси и отклоненным на угол ϕ от оси анизотропии этой пластины, а также приведено (по литературным данным) выражение для максимального коэффициента полезного действия анизотропного термоэлемента. Получено пьезосопротивление и пьезотермоЭДС обычных и трансмутационно легированных кристаллов, которые измерялись (при температуре $T = 85$ К) при условиях $X // J // [001]$ и $X // \nabla T // [001]$ соответственно.

Введение

Резкий рост требований к качеству кристаллов кремния связан не только с нарастающим темпом автоматизации производственной и социально-бытовой сфер в любой технически развитой стране, а обусловлен также появлением и стремительным усовершенствованием в области полупроводниковой техники приборов с зарядовой связью разного назначения, сверхбольших интегральных схем сверхвысокого быстродействия, сверхмощных высоковольтных тиристоров и т.п. Все это определяет срочную необходимость поиска новых технологических процессов получения кристаллов кремния повышенного качества. Одним из принципиально важных путей улучшения качества полупроводниковых кристаллов является разработка и практическое освоение методов их легирования, которые могли бы обеспечивать однородное по объему распределение легирующих примесей при сохранении структурного совершенства кристалла.

Фосфор, как известно, наиболее широко употребляемая легирующая примесь при производстве монокристаллов кремния n -типа (n -Si $\langle P \rangle$). Но многолетний опыт показывает, что такие методы легирования, как введение фосфора из газовой фазы или в виде твердой лигатуры непосредственно в тигель при выращивании кристаллов методом Чохральского или в поликристаллическую заготовку для бестигельной зонной плавки и др., не позволяют получать в условиях массового производства монокристаллы с разбросом удельного сопротивления по объему меньше $10 \div 20$ % и по поперечному сечению меньше $5 \div 7$ % [1].

В связи с вышеупомянутым, заслуживает внимания одно из важных направлений технологии получения однородных по распределению фосфора кристаллов кремния – метод ТЛ (трансмутационного легирования). Суть этого метода сводится к тому, что в процессе облучения тепловыми нейтронами изотоп кремния ^{30}Si вначале переходит в ^{31}Si , а затем – в

фосфор ^{31}P в соответствии с ядерной реакцией [2 – 4]



Период полураспада промежуточного продукта (то есть, β -радиоактивного изотопа ^{31}Si) равен 26 часам. Следует заметить, что реакция трансмутации (n, γ) при взаимодействии тепловых нейтронов с кремнием, реализуется для всех его естественных изотопов: ^{28}Si (92.18 %), ^{29}Si (4.70 %) и ^{30}Si (3.12 %), однако лишь реакция (1) приводит к образованию примесных атомов фосфора.

Однородность удельного сопротивления по объему ТЛ монокристаллов кремния диаметром ~ 80 мм и длиной 600 мм в среднем составляет ± 5 % от заданной величины [5]. При этом типичный разброс по объему находится в пределах $3 \div 10$ %, а по радиусу слитка не превышает 1%.

В качестве источников тепловых нейтронов (с энергией $E_n \leq 100$ кэВ) используются исследовательские атомные реакторы или атомные реакторы АЭС, которые всегда характеризуются наличием потоков тепловых нейтронов высокой плотности. Облучение кремния тепловыми нейтронами сопровождается также облучением быстрыми нейтронами и γ -компонентой реакторного спектра. В результате получают монокристаллы кремния, насыщенные всеми известными на данное время радиационными дефектами (РД), чему содействуют чрезвычайно интенсивные интегральные потоки нейтронов ($\sim 10^{18} \div 10^{19}$ н/см²) в каналах ядерных реакторов. Поэтому, независимо от исходного типа материала и его параметров, ТЛ кремний непосредственно после облучения характеризуется проводимостью p -типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^5 \div 10^6$ Ом·см и очень малым временем жизни неосновных носителей заряда. Кроме того, после облучения кремния нейтронами ядерного реактора атомы ^{31}Si (которые спонтанно переходят в ^{31}P) оказываются, как правило, в межузельном положении, которое, как известно, соответствует электрически-неактивному состоянию. Таким образом, для отжига РД и для активации атомов ^{31}P , которые в объеме кремния проявляют донорные свойства лишь в узлах решетки, ТЛ кремний необходимо подвергать термообработке.

Термоотжиг после трансмутационного легирования

Механизмы возникновения РД и специфика их термоотжига (ТО), а также причины, которые обеспечивают их термостойкость в облученных кристаллах, детально обсуждались в специализированной литературе [6 – 10] и в ряде книг справочного характера [11, 12].

Считают, что те дефекты, которые возникают в ТЛ кристаллах Si при их облучении тепловыми нейтронами могут быть почти полностью устранены из объема кристалла путем отжига при $T = 800 \div 850$ °С на протяжении $1 \div 2$ часа (так называемый технологический ТО).

ТЛ кристаллы Si за счет облучения тепловыми нейтронами отличаются от обычных (ЗВ) кристаллов Si , легированных примесью фосфора через расплав, не только повышенной однородностью в распределении легирующей примеси по объему кристалла [13 – 15], но также и более высокими значениями подвижности μ при прочих равных условиях.

Возникал вопрос, находят ли свое проявление в ТЛ кристаллах Si подобные преимущества (по сравнению с ЗВ кристаллами) и тогда, когда в качестве пробных будут использованы явления, связанные с рассеянием фононов, а не электронов. Такой методический подход (в случае его действительности) будет эквивалентным, в принципе, расширению эвристических возможностей методики, поскольку де бройлевская длина волн фононов

удовлетворяет неравенству $\lambda_\phi < \lambda_\sigma$.

Действительно, когда речь идет о рассеянии определенных квазичастиц, например, электронов или фононов, то оценивать препятствия для их движения в кристалле удобно путем сравнения размеров этих препятствий с длиной волн де Бройля, которые характеризуют соответствующие объекты. В связи с этим нужно заметить, что технологический ТО, который проходят ТЛ кристаллы *n-Si <P>*, устраняет из объема кристалла РД, которые соизмеримы по своим размерам с электронной волной де Бройля, и подвижность носителей тока в таких отоженных кристаллах существенно возрастает. Но это совсем не означает, что при таком (технологическом) отжиге устраняются абсолютно все РД: намного меньшие по размеру дефекты могут оставаться при таком отжиге, а электронная волна де Бройля при своем распространении в кристалле их будет просто "не замечать", легко огибая. Для обнаружения меньших по размерам дефектов необходимо воспользоваться намного менее короткими волнами. Если электронная волна де Бройля в кристалле перекрывает сотню или несколько сотен межатомных расстояний, то фононы, которые ответственны за формирование термоэлектродвижущей силы (термоЭДС) увлечения электронов фононами (в интервале температур $T \approx 20 \div 80$ К в случае *Si* и *Ge*), имеют длину волны на $1.5 \div 2$ порядка меньшую, чем электронная волна де Бройля.

Исследование термоЭДС увлечения электронов фононами

Данные работ [16–18] свидетельствуют о том, что при заданной поляризации длинноволновых фононов (*l* или *t*) увлечение электронов фононами в направлении длинной (главной) оси изоэнергетического эллипсоида является определяющим, то есть

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

а при заданном направлении по отношению к осям эллипсоида превосходящая роль в увлечении электронов фононами принадлежит фононам продольной поляризации, то есть

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

Вследствие этого, сопоставление термоэлектрических свойств разных образцов (легированных, например, разными способами) нужно проводить именно по компоненте $\alpha_{\parallel}^{(l)}$, и потому, согласно результатам, полученным в [16],

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

Отсюда следует, что продольные фононы (которыми преимущественно определяется фононная составляющая термоЭДС увлечения электронов фононами вдоль длинной оси изоэнергетического эллипсоида $\alpha_{\parallel}^{\phi} \sim \alpha_{\parallel}^{(l)}$) эффективнее рассеиваются в ТЛ (что прошли лишь технологический отжиг) кристаллах, чем в ЗВ кристаллах кремния, легированных примесью фосфора в той же концентрации через расплав.

Используя экспериментально измеренные (при $T \approx 80 \div 85$ К) значения термоЭДС в недеформированных α_0 и в деформированных α_{∞} ТЛ образцах *n-Si* (значения удельного сопротивления при комнатной температуре $\rho_{300\text{К}} \approx 150 \div 170$ Ом·см), а также отделив эти данные от вклада электронной (диффузной) компоненты термоЭДС $\alpha^e = 1170$ мкВ/К, можно получить значение термоЭДС, связанной с проявлением эффекта увлечения электронов фононами, а именно: $\alpha_{\parallel}^{\phi} = 29200$ мкВ/К и $\alpha_{\perp}^{\phi} = 5830$ мкВ/К ($\alpha_{\parallel}^{\phi}$, α_{\perp}^{ϕ} – фононные

составляющие термоЭДС вдоль и поперек длинной оси изоэнергетического эллипсоида соответственно). Отсюда находим параметр анизотропии термоЭДС увлечения M , который характеризует фононную подсистему:

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

Оказывается, что существенно снижая (в связи с отмеченной выше причиной) параметр анизотропии термоЭДС увлечения $M^{TL} \approx 5$ в сравнении с $M^{3B} \approx 6.8$, указанные дефекты (что целиком не устраняются технологическим ТО) не снижают, однако, значений подвижности в ТЛ образцах (μ^{TL}), о чем свидетельствует выполнение неравенства $\mu^{TL} > \mu^{3B}$. Этот результат хорошо согласовывается с данными, полученными в работе [16].

Следует заметить, что параметр анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами M можно определить как непосредственно (по данным $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ и α_{\perp}^{ϕ}), так и путем использования формулы [19]:

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

где $\alpha^e = \frac{k}{e} \left[2 + \ln \frac{2(2\pi m^* k T)^{3/2}}{n_0 h^3} \right]$ – электронная (диффузная) составляющая термоЭДС

(формула Писаренко) [20]; n_0 – концентрация носителей заряда; e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура; h – постоянная Планка; $m^* = N^{2/3} \sqrt[3]{m_{\parallel} m_{\perp}^2}$ – эффективная масса плотности состояний; N – число изоэнергетических эллипсоидов, в частности 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} – эффективные массы вдоль и поперек

длинной оси изоэнергетического эллипсоида соответственно; $K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}^{<001>}}{\rho_0} - \frac{1}{2}$ – параметр

анизотропии подвижности электронов в рамках отдельно взятого изоэнергетического эллипсоида, параметр K характеризует электронную подсистему; μ_{\parallel} , μ_{\perp} – подвижности носителей заряда вдоль и поперек длинной оси изоэнергетического эллипсоида соответственно; ρ_0 , $\rho_{\infty}^{<001>}$ – удельные сопротивления недеформированного $\rho(X=0) \equiv \rho_0$ и одноосно упруго деформированного $\rho(X \rightarrow \infty) \equiv \rho_{\infty}$ (что соответствует области насыщения $\rho = \rho(X)$ кристалла Si в кристаллографическом направлении $\langle 001 \rangle$ (то есть, при условии $X // J // [100]$, где X – механическая нагрузка, J – ток); α_0^{ϕ} , α_{∞}^{ϕ} – фононные составляющие термоЭДС без давления ($X=0$) и в насыщении ($X \rightarrow \infty$), которые равны исследовательским данным (α_0 и α_{∞}) без электронной составляющей:

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

Символом (∞) обозначены величины, полученные при значениях механической нагрузки

X , которые соответствующий параметр выводят на насыщение.

На рис. 1 и 2 представлены типичные зависимости пьезосопротивления и пьезотермоЭДС от механического напряжения X соответственно. Измерения проводились при $T = 85$ К в широком диапазоне X . При этом необходимо принимать во внимание существенную зависимость значений соответствующих α и K от тепловой предыстории исследуемых образцов, как это было показано в работе [21]. Ведь при высокотемпературной обработке, которую неизбежно испытывает кристалл даже в процессе его выращивания, наблюдаемые комплексы получаются при взаимодействии остаточных атомов углерода, кислорода (а, возможно, и других электрически-нейтральных примесей) с точечными дефектами типа вакансий и межузельных атомов. Тем более, что концентрация точечных дефектов в значительной степени сама определяется содержанием как легирующих, так и остаточных примесей в кристалле.

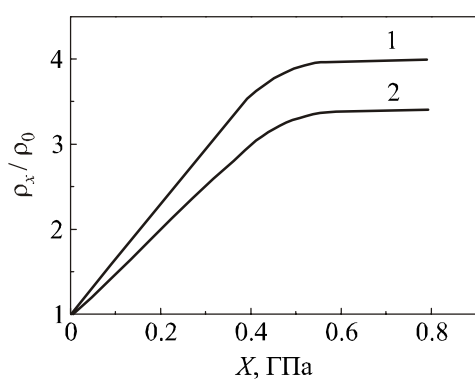


Рис. 1. Зависимости пьезосопротивления ρ_x / ρ_0 от величины одноосного механического напряжения $X // J // [001]$ при $T = 85$ К для обычного (1) и ТЛ (2) n -Si.

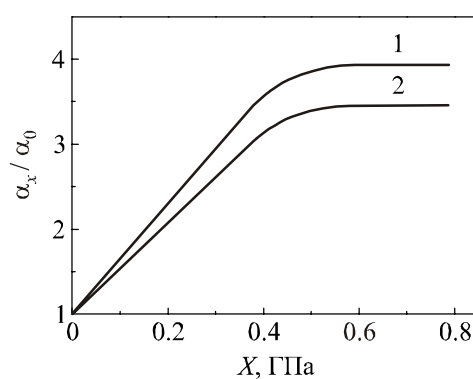


Рис. 2. Зависимости пьезотермоЭДС α_x / α_0 от величины одноосного механического напряжения $X // \nabla T // [001]$ при $T = 85$ К для обычного (1) и ТЛ (2) n -Si.

Термоэлектрически-анизотропные среды

Из тех вопросов, с которыми имеют дело термоэлектрики, необходимо, в первую очередь, выделить три наиболее актуальных, на наш взгляд, вопроса, а именно:

- фундаментальные проблемы физики термоэлектрических явлений;
- проблемы материаловедческого плана, то есть задачи, связанные с технологией получения термоэлектрически эффективных материалов с заранее заданными свойствами;
- вопрос оптимального проектирования термоэлектрических приборов разного функционального назначения.

Одну из актуальных задач в этой области составляет фактическое отсутствие пригодных к практическому использованию в диапазоне криогенных температур термоэлектрически-анизотропных материалов. В связи с этим изучение проблемы, связанной с возможностью использования многодолинных полупроводников (типа Ge и n -Si) в области термоэлектрического приборостроения можно считать малоисследованной и практически важной, которая, несомненно, заслуживает внимания.

Действительно, рассмотрим термоэлектрически-анизотропную среду (а именно такой является направленно-деформированный кристалл Ge или Si n -типа), тензор термоЭДС которого в кристаллографических осях (x, y) имеет вид

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

Если из такого термоэлектрически-анизотропного материала изготовить плоскопараллельную пластину таким образом, чтобы ее термоэлектрическая ось составляла угол ϕ с направлением градиента температуры ($\text{grad } T$), ориентированным вдоль нормали к ее продольной оси (ось a на рис. 3), тогда тензор термоЭДС будет иметь следующий вид

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

Если в пластине существует одномерное температурное поле с $\text{grad } T$, которое ориентировано в направлении одноосного напряжения, то, как показали авторы [22],

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

где $\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp} = \Delta\alpha$ – анизотропия термоЭДС пластины; V – термоэлектрическое напряжение.

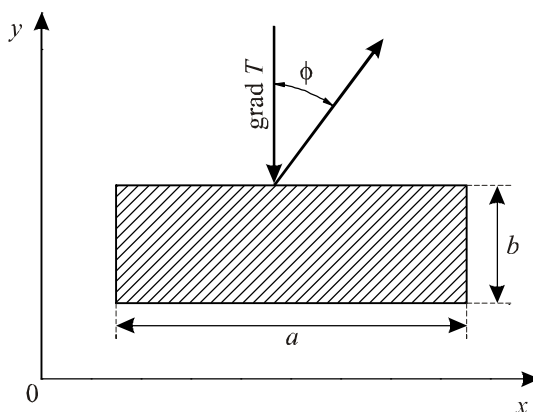


Рис. 3. Расположение $\text{grad } T$ по отношению к оси анизотропии в термоэлектрически-анизотропном кристалле (схематическое изображение анизотропного термоэлектротреброобразователя).

Вопрос о коэффициенте полезного действия (КПД) анизотропного термоэлемента детально был рассмотрен в работах [23, 24], и здесь мы приведем лишь его максимальное значение по результатам этих работ:

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

где $\eta_K = \frac{T_1 - T_0}{T_1}$ – КПД цикла Карно; $\bar{M} = \sqrt{1 + Z \bar{T}}$; $\bar{T} = \frac{T_1 + T_0}{2}$; а $Z = \frac{\alpha_{12}^2}{\chi_{22} \rho_{11}}$ – добротность

анизотропного термоэлемента; α_{12} , χ_{22} , ρ_{11} – компоненты тензоров термоЭДС, коэффициента теплопроводности и удельного сопротивления соответственно.

В заключение необходимо отметить, что, как было показано в [25], продольная фоновая составляющая $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ ТЛ кристаллов n -Si (в отличие от α_{\perp}^{ϕ}) проявляет повышенную чувствительность к ТО в области $800 \div 1200$ °С, возрастая по абсолютной величине при повышении температуры отжига почти в 1.4 раза, тогда как α_{\perp}^{ϕ} при таком же повышении температуры ТО проявляет лишь слабую тенденцию к снижению. В обычных (а не ТЛ)

кристаллах *n-Si* эти изменения довольно незначительны даже при наивысших температурах термоотжигов.

Выводы

В работе рассмотрен механизм ТЛ кристаллов кремния примесью фосфора последующим технологическим ТО, который является неотъемлемой составляющей такого способа легирования.

Исследована анизотропия термоЭДС увлечения электронов фононами и фононная составляющая пьезотермоЭДС кристаллов *n-Si*, легированных примесью фосфора обычным образом через расплав и ТЛ, а также представлен общий вид тензора термоЭДС в термоэлектрически-анизотропной среде, в качестве которой рассматривались направленно-деформированные кристаллы *Si* или *Ge n*-типа.

Найдено численное значение параметра термоЭДС увлечения электронов фононами ($M^{TL} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 5$) в направленно-деформированных ТЛ кристаллах *n-Si* с $\rho_{300\text{K}} \approx 150 \div 170$ Ом·см и величина этого параметра сопоставлена с аналогичным параметром, полученным в опытах с обычными (легированными через расплав) кристаллами ($M^{3B} = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \approx 6.8$).

Литература

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: Наукова 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. Ефекти радіації в інфрачервоному поглинанні та структурі кремнію / Гроза А. А., Литовченко П. Г., Старчик М. І. – Київ: Наукова думка, 2006. – 124 с.
11. Баранский П. И. Полупроводниковая электроника / Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. – Справочник. – Киев: Наукова думка, 1975. – 704 с.
12. Физика твердого тела. Энциклопедический словарь. Том II. (под ред. В. Г. Барьяхтара). –

- Киев: Наукова 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 [и др.] // 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 [и др.] // ФТП. – 1980. – Т. 14, В. 8. – С. 1546 – 1549.
 22. Анизотропные термоэлементы / С.Л. Королюк, И.М. Пилат, А.Г. Самойлович [и др.] // 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.

Поступила в редакцию 23.01.2012.