



Гайдар Г.П.

Гайдар Г.П.<sup>1</sup>, Баранский П.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины,  
просп. Науки, 47, Киев, 03680, Украина;

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников  
им. В. Е. Лашкарева НАН Украины,  
просп. Науки, 45, Киев, 03028, Украина



Баранский П.И.

## КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРА АНИЗОТРОПИИ ПОДВИЖНОСТИ $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ И ПАРАМЕТРА АНИЗОТРОПИИ ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНОНАМИ $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$ В *n-Ge* И *n-Si*

В диапазоне  $10^{12} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 83 \text{ K}$  исследованы концентрационные зависимости параметров анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  и анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$  в монокристаллах *n-Ge* и выявлены существенные отличия этих зависимостей от наблюдаемых (при аналогичных условиях) в монокристаллах *n-Si*. Установлено, что монокристаллы *n-Ge* характеризуются значительно более высокими (по абсолютной величине) значениями параметров анизотропии  $M$  и  $K$ , по сравнению с соответствующими значениями этих параметров для *n-Si*. Показано, что параметр  $M$  в *n-Ge* (в отличие от *n-Si*) является малочувствительным к наличию примесей в кристаллах, однако параметр  $K$  монотонно снижается как в *n-Ge*, так и в *n-Si* с ростом концентрации носителей заряда  $n_e$ .

**Ключевые слова:** германий, кремний, параметр анизотропии подвижности, параметр анизотропии термоЭДС, концентрация носителей заряда.

*In the range of  $10^{12} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  at  $T = 83 \text{ K}$  the concentration dependences of the parameters of the mobility anisotropy  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  and the anisotropy of electron-phonon drag thermopower  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi}/\alpha_{\perp}^{\phi}$  in *n-Ge* single crystals were investigated and the significant distinctions in changes of these dependencies from the ones observed (in similar conditions) in *n-Si* single crystals were found. It was found that the *n-Ge* crystals are characterized by significantly higher (absolute) values of anisotropy parameters  $M$  and  $K$  in comparing with the corresponding values of these parameters for *n-Si*. It was shown that the parameter  $M$  in *n-Ge* (as distinct from *n-Si*) is insensitive to the presence of impurities in the crystals, but the parameter  $K$  monotonically decreases both in *n-Ge* and in *n-Si* with increasing the carrier concentration  $n_e$ .*

**Key words:** germanium, silicon, the anisotropy parameter of mobility, the anisotropy parameter of thermopower, charge carrier concentration.

### Введение

Теория кинетики электронных процессов в многодолинных полупроводниках [1] и общая (в том числе посвященная эксперименту) литература в этой области [2-6] широко используют два особенно важных параметра: параметр анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  (где  $\mu_{\parallel}$ ,  $\mu_{\perp}$  –

подвижности носителей заряда вдоль и поперек длинной оси изоэнергетичного эллипсоида соответственно) и параметр анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  (где  $\alpha_{\parallel}^{\phi}$ ,  $\alpha_{\perp}^{\phi}$  – фоонные составляющие термоЭДС увлечения вдоль и поперек длинной оси изоэнергетичного эллипсоида соответственно).

Температурная зависимость параметра анизотропии  $K(T)$  для кристаллов  $n\text{-Ge}$ , экспериментально исследованная в работе [7], была объяснена на основе представлений, связанных с анизотропным характером времени релаксации  $\tau$  [8, 9]. В рамках предположения об анизотропном характере времени релаксации параметр анизотропии рассеяния  $K_{\tau}$  (а также и  $K$ ) преимущественно определяется вкладом примесного рассеяния, который (при заданной температуре кристалла) является эквивалентным зависимости  $K$  от концентрации примеси в его объеме. Уменьшение как  $M$ , так и  $K$  в монокристаллах  $n\text{-Si}$  с повышением температуры от 77.4 К до 350 К выявлено в работе [10].

В работе [11] путем измерений насыщения продольного магнитосопротивления  $\rho_{H}^{\parallel} / \rho_0$  в  $n\text{-Ge}$  в сильных ( $(\mu H)/c \gg 1$ ) магнитных полях (до 250 кЭ) исследована концентрационная зависимость параметра анизотропии подвижности  $K$  в интервале  $5 \cdot 10^{13} \leq n_e \equiv N_{Sb} \leq 1.38 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и при сравнении экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов зависимости  $K = f(n_e)$ , проведенных в рамках теории анизотропного рассеяния, получено их количественное соответствие.

Концентрационная зависимость параметра анизотропии термоЭДС увлечения  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} = f(n_e)$  для монокристаллов  $n\text{-Si}$  была исследована в работе [12]. Разными авторами и даже с помощью разных методик были также найдены значения параметра  $M$  и для  $n\text{-Ge}$ , но лишь для условий преимущественно фоонного рассеяния [13-15].

Однако, принимая во внимание то, что в приборостроении используется кремний и германий, легированные примесями в широком интервале концентраций, при расчетах различных эффектов в таких кристаллах (особенно при расчетах термоэлектрических и термомагнитных явлений на основе теории анизотропного рассеяния, обобщенной в работе [16] на случай электрон-фоонного увлечения и упругой деформации) необходимо также знать значение параметров  $K$  и  $M$  в области смешанного рассеяния.

Целью данной работы было изучение изменений параметров анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  и анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  с повышением концентрации  $n_e \equiv N_d$  в  $n\text{-Ge}$  и в  $n\text{-Si}$  в интервале концентраций носителей заряда  $10^{12} \leq n_e \equiv N_d \leq 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при температуре  $T = 83 \text{ К}$ .

## Результаты и обсуждения

Значение величины параметра  $K$  экспериментально получают, как известно (см., например, [17]), из данных по тензосопротивлению с использованием соотношения

$$K = \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}^{\langle ijk \rangle}}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (1)$$

где  $\rho_0$ ,  $\rho_{\infty}^{\langle ijk \rangle}$  – удельное сопротивление недеформированного  $\rho(X=0) \equiv \rho_0$  и одноосно упруго деформированного  $\rho(X \rightarrow \infty) \equiv \rho_{\infty}$  ( $\rho_{\infty}$  отвечает области насыщения функции  $\rho = \rho(X)$ ) кристалла в кристаллографическом направлении  $\langle ijk \rangle$  (то есть, при условиях

$\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \langle i j k \rangle$ , где  $X$  – механическая нагрузка,  $J$  – ток; а  $\langle i j k \rangle \rightarrow \begin{cases} \langle 111 \rangle & \text{для } n\text{-Ge} \\ \langle 100 \rangle & \text{для } n\text{-Si} \end{cases}$ .

Что касается параметра  $M$ , то, аналогично тому, как это сделано для  $n\text{-Ge}$  в работе [18], для  $n\text{-Si}$ , упруго деформированного в направлении оси  $[001] \parallel \nabla T \parallel \vec{X}$ , на основе общих выражений, представленных в [16], запишем

$$\alpha - \alpha^e = \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{M + \gamma \frac{8K + M}{3}}{1 + \gamma \frac{8K + 1}{3}}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  – отношение концентрации носителей заряда в минимумах, которые поднимаются, к концентрации носителей заряда в минимумах, которые опускаются,  $\alpha$  – экспериментально измеренное значение термоЭДС в области фононного увлечения,

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

вычисляемая по формуле Писаренко;  $n_0$  – концентрация носителей заряда;  $e$  – заряд электрона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $h$  – постоянная Планка;  $m^* = N^{3/2} \sqrt[3]{m_{\parallel} m_{\perp}^2}$  – эффективная масса плотности состояний;  $N$  – число изоэнергетических эллипсоидов.

Из выражения (2) для предельных случаев  $X = 0$  (отсутствие деформации) и  $X \rightarrow \infty$  (что отвечает значениям  $X$ , обеспечивающим полный переход носителей в минимумы, которые опустились) получим систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0^{\phi} \equiv \alpha_0 - \alpha^e &= \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{M + 2K}{1 + 2K} \\ \alpha_{\infty}^{\phi} \equiv \alpha_{\infty} - \alpha^e &= \alpha_{\perp}^{\phi} \cdot M \equiv \alpha_{\parallel}^{\phi} \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где  $\alpha_0$  и  $\alpha_{\infty}$  – значение термоЭДС в недеформированных и деформированных образцах соответственно;  $\alpha_0^{\phi}$  и  $\alpha_{\infty}^{\phi}$  – фононные составляющие термоЭДС, измеренные в недеформированном и упруго деформированном кристалле;  $\alpha_{(0 \text{ або } \infty)} = \alpha_{(0 \text{ або } \infty)}^{\phi} + \alpha_{(0 \text{ або } \infty)}^e$ .

Исключая из системы уравнений (3)  $\alpha_{\perp}^{\phi}$ , будем иметь для кристаллов  $n\text{-Si}$  (как и для  $n\text{-Ge}$ ):

$$M = \frac{2K}{(2K + 1) \frac{\alpha_0 - \alpha^e}{\alpha_{\infty} - \alpha^e} - 1} = \frac{2K}{(2K + 1) \frac{\alpha_0^{\phi}}{\alpha_{\infty}^{\phi}} - 1}. \quad (4)$$

В табл. 1 приведены характеристики исследуемых образцов и результаты обработки экспериментальных и расчетных данных для определения параметра анизотропии термоЭДС увлечения  $M$  в  $n\text{-Ge}$  при  $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Значения параметра анизотропии  $K$  были получены из данных по тензосопротивлению с применением выражения (1) для  $n\text{-Ge}$ .

Таблица 1

Характеристики исследуемых образцов *n*-Ge при температуре  $T = 83$  К  
при условиях  $\vec{X} // \nabla T // [111]$  и  $X \geq 0.6$  ГПа

№ образца	$n_e, \text{см}^{-3}$	$\alpha^e, \text{мкВ/К}$	$\alpha_{\parallel}^{\phi}, \text{мкВ/К}$	$\alpha_{\perp}^{\phi}, \text{мкВ/К}$
1	$9.8 \cdot 10^{11}$	1395	9205	751
2	$1.6 \cdot 10^{13}$	1159	7921	702
3	$1.6 \cdot 10^{13}$	1152	7348	617
4	$6.9 \cdot 10^{13}$	978	7282	632
5	$1.7 \cdot 10^{15}$	757	5668	505

Было показано, что при  $T = 83$  К параметр анизотропии термоЭДС увлечения  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$ , измеренный по тензотермоЭДС (то есть, при условии отсутствия магнитного поля), практически не зависит от концентрации, как видно из рис. 1, хотя все составляющие правой части формулы (4) (а именно:  $K$ ,  $\alpha_0^{\phi}$ ,  $\alpha_{\infty}^{\phi}$  и даже  $\alpha^e$ , которая непосредственно в (4) и не входит, но была использована в системе уравнений (3) при нахождении фоновых составляющих термоЭДС увлечения  $\alpha_0^{\phi}$  и  $\alpha_{\infty}^{\phi}$ ) существенно зависят от  $n_e \equiv N_d$ .

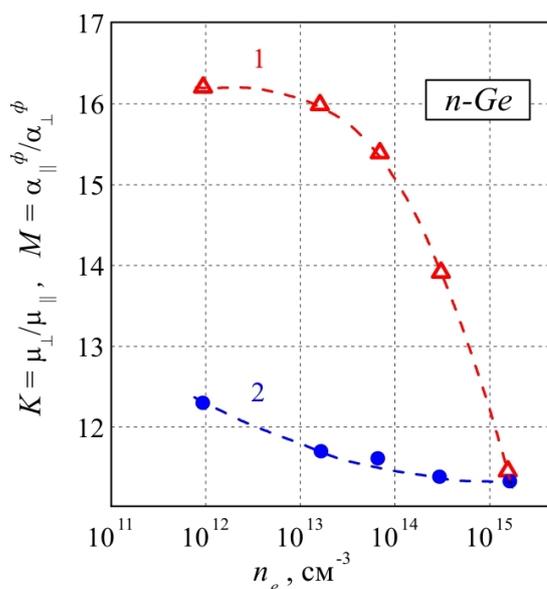


Рис. 1. Концентрационные зависимости параметра анизотропии подвижности  $K = f(n_e)$  (1) и параметра анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M = f(n_e)$  (2) в монокристаллах *n*-Ge при  $T = 83$  К.

Так, параметр анизотропии подвижности  $K$  с повышением концентрации от  $9.8 \cdot 10^{11}$  до  $1.7 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  (то есть, приблизительно в 2000 раз) постоянно снижается от 16.2 до 11.4 (в 1.42 раза), тогда как параметр анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M$  снижается лишь в  $\sim 1.088$  раза (фактически, изменение  $M$  в *n*-Ge составляет всего лишь около 9%), что иллюстрирует рис. 1.

Можно считать, что в пределах точности проведенных опытов параметр  $M$  практически остается неизменным и равным  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \cong 11.7 \pm 0.3$  при температуре  $T = 83$  К, при которой проводилось измерение. Таким образом, в отличие от параметра анизотропии подвижности  $K$ , который формируется комбинацией механизмов рассеяния электронов на колебаниях

кристаллической решетки и на примесных центрах, фононная часть термоЭДС (точнее ее анизотропия, то есть, отношение  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$ ) практически не зависит от концентрации  $n_e \equiv N_d$  (во всяком случае, в исследованных границах  $9.8 \cdot 10^{11} \div 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и полностью определяется колебаниями атомов в узлах кристаллической решетки.

В слабо легированных кристаллах, где рассеяние на колебаниях кристаллической решетки является практически доминирующим, а отношение  $\rho_X / \rho_0$  (во всяком случае, в пределах концентраций  $10^{12} \leq n_e \equiv N_d \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) ощутимого примесного влияния еще не испытывает [10, 19], интересно было сопоставить значения  $K$ , полученные при деформировании кристалла в различных кристаллографических направлениях.

С этой целью для определения параметра анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  было использовано не только соотношение (1) при значениях  $\langle i j k \rangle \rightarrow \langle 111 \rangle$ , а также и соотношение

$$K = 3 \cdot \frac{\rho_{\infty}^{\langle 111 \rangle}}{\rho_{\infty}^{\langle 110 \rangle}} - 2, \quad (5)$$

что связано с необходимостью измерения удельного сопротивления  $\rho$  в двух кристаллографических направлениях образцов *n-Ge*. Причем  $\rho_{\infty}^{\langle 111 \rangle} = \lim_{X \rightarrow \infty} \rho(X)$  и  $\rho_{\infty}^{\langle 110 \rangle} = \lim_{X \rightarrow \infty} \rho(X)$  – значение удельного сопротивления при одноосной упругой деформации  $X$ , которая обеспечивает полное переселение носителей тока в минимумы энергии, расположенные в направлении оси деформации ( $\langle 111 \rangle$  или  $\langle 110 \rangle$ ).

Для постановки эксперимента было использовано две серии образцов *n-Ge* (по четыре образца в каждой) с концентрациями носителей заряда  $1.5 \cdot 10^{13}$  и  $9.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Два образца из каждой серии вырезались в кристаллографическом направлении [111], а другие два – в направлении [110]. Изменения тензосопротивления кристаллов *n-Ge* измерялись при температуре 77.4 К. Результаты проведенных опытов сведены в табл. 2.

Таблица 2

*Результаты обработки экспериментальных данных по тензосопротивлению, полученных при  $T = 77.4 \text{ К}$  на образцах *n-Ge* разного уровня легирования при условиях*

$$\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111] \text{ и } \vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [110]$$

№ серии	$n_e, \text{ см}^{-3}$	$\rho_{\infty}^{[111]} / \rho_0$	$\rho_{\infty}^{[111]} / \rho_{\infty}^{[110]}$	$K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ , найденное по формуле (1)	$K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ , найденное по формуле (5)
1	$1.5 \cdot 10^{13}$	10.93	6.0	15.9	16.0
2	$9.5 \cdot 10^{13}$	10.26	5.66	14.98	15.0

Установлено, что числовые значения параметра анизотропии подвижности  $K$ , найденные как путем использования соотношения (1), так и при применении формулы (5), совпадают между собой. А это, в свою очередь, означает, что при деформировании *n-Ge* в кристаллографических направлениях [111] и [110] изоэнергетичные эллипсоиды испытывают лишь смещения в шкале энергий, оставаясь при этом практически недеформированными (в виде эллипсоидов вращения).

Кроме этого, как видно из проведенных опытов, тождественность значений параметра анизотропии подвижности  $K$  сохраняется не только при разных путях получения (то есть, при

использовании разных формул), но это утверждение остается в силе и при переходе от одной к другой (более высокой) концентрации носителей заряда (см. табл. 2).

На монокристаллах *n-Si* проведено экспериментальное исследование параметров анизотропии термоЭДС увлечения *M* и параметра анизотропии подвижности *K* при  $T = 83$  К и  $1.9 \cdot 10^{13} \leq n_e \leq 2.6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (характеристики образцов приведены в табл. 3).

Таблица 3

*Характеристики исследуемых образцов n-Si при температуре T = 83 К  
 при условиях  $\vec{X} // \nabla T // [001]$  и  $X \geq 0.6$  ГПа*

№ образца	$n_e$ , см <sup>-3</sup>	$\mu_{H_{77K}}$ , см <sup>2</sup> /В·с	$\rho_{300K}$ , Ом·см	$\alpha^e$ , мкВ/К	$\alpha_{  }^\phi$ , мкВ/К	$\alpha_{\perp}^\phi$ , мкВ/К
1	$1.9 \cdot 10^{13}$	19250	230	1227	30770	4650
2	$1.29 \cdot 10^{14}$	18700	27.7	1063	27440	4530
3	$6.55 \cdot 10^{14}$	14550	4.16	923	20180	3500
4	$2 \cdot 10^{15}$	9290	0.9	827	17670	3350
5	$6.21 \cdot 10^{15}$	6370	0.245	729	15530	3530
6	$2.60 \cdot 10^{16}$	1790	0.054	606	7640	2350

Выполняя измерения тензосопротивления  $\rho_X = f(X)$  и тензотермоЭДС  $\alpha_X = \varphi(X)$  на кристаллах *n-Si* в условиях  $\vec{X} // \vec{J} // [001]$  и  $\vec{X} // \nabla T // [001]$  (типичный вид этих данных представлен для одного из исследуемых образцов кремния на рис. 2), а также отнимая от  $\alpha_0$  и  $\alpha_\infty$  диффузную составляющую  $\alpha^e$  (которая практически не зависит от *X*), из выражения (4) для каждого из образцов находим параметр *M*.

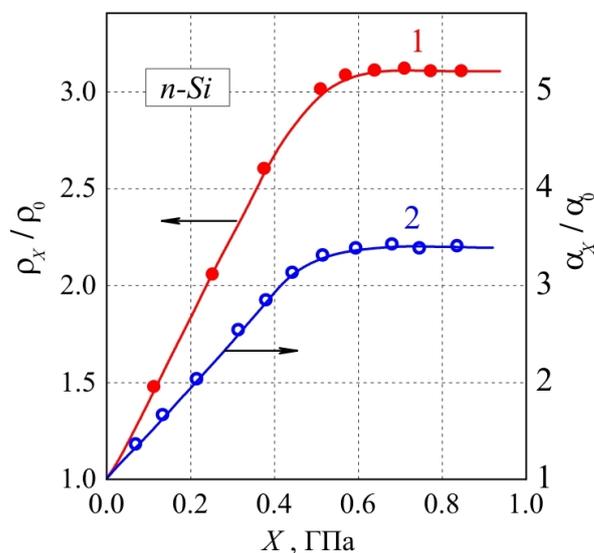


Рис. 2. Типичный вид зависимостей тензосопротивления  $\rho_X/\rho_0$  (1) и тензотермоЭДС  $\alpha_X/\alpha_0$  (2) от механической нагрузки *X* для *n-Si*.

Значение параметра *K* получим из экспериментальных данных по тензосопротивлению и выражения (1) для *n-Si*.

Концентрационные зависимости параметра анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp} / \mu_{||}$  и параметра анизотропии термоЭДС увлечения электронами фононами  $M = \alpha_{||}^\phi / \alpha_{\perp}^\phi$  для

монокристаллов *n-Si* при  $T = 83$  К приведены на рис. 3.

Заметим, что поскольку термоЭДС увлечения пропорциональна длине свободного пробега длинноволновых фононов ( $l^\phi$ ) [20], то наблюдаемое в опытах снижение  $M = \alpha_{\parallel}^\phi / \alpha_{\perp}^\phi$  (связанное с более эффективным уменьшением  $\alpha_{\parallel}^\phi$ , чем  $\alpha_{\perp}^\phi$  с ростом  $n_e \equiv N_d$ ) является следствием "зарезания"  $l^\phi$  возрастающей эффективностью рассеяния фононов на примесных атомах.

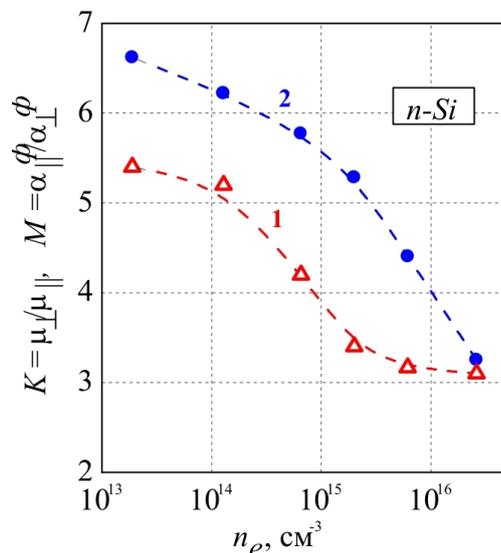


Рис. 3. Концентрационные зависимости параметра анизотропии подвижности  $K = f(n_e)$  (1) и параметра анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M = f(n_e)$  (2) в монокристаллах *n-Si* при  $T = 83$  К.

Снижение параметра анизотропии подвижности  $K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{K_m}{K_{\tau}} = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \frac{\langle \tau_{\perp} \rangle}{\langle \tau_{\parallel} \rangle}$  в

многодолинных полупроводниках с ростом вклада примесного рассеяния связано с повышением анизотропии рассеяния, поскольку примесное рассеяние в таких полупроводниках как кремний и германий довольно анизотропно. Именно это и приводит к снижению значений тензосопротивления  $\rho_{X \rightarrow \infty}^{[001]}$  (в случае *n-Si* (рис. 3)) и значений  $\rho_{X \rightarrow \infty}^{[111]}$  (в случае *n-Ge* (рис. 1)) с повышением уровня легирования кристаллов кремния и германия, а также к монотонному убыванию (в обоих случаях) параметра  $K$  с ростом концентрации носителей заряда  $n_e$ . Следует заметить, что условия рассеяния в кристаллах определяются несколькими основными факторами: концентрацией рассеивателей, их структурой и размещением в кристаллической решетке.

Сопоставление данных для образцов *n-Ge* и *n-Si*, представленных на рис. 1 и рис. 3, указывает на значительно большие (по абсолютной величине) значения  $M$  и  $K$ , которыми характеризуются монокристаллы *n-Ge* по сравнению с соответствующими значениями для *n-Si*. Это связано, в первую очередь, с более высокой анизотропией эффективной массы носителей заряда в *n-Ge*, чем в *n-Si* ( $\frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} = \frac{1.58}{0.082} \cong 19.3$  – в *n-Ge* и  $\frac{0.91}{0.191} \cong 4.75$  – в *n-Si*), что служит причиной появления существенно различных условий рассеяния в кристаллах *n-Ge* и в *n-Si*, а также связано с существенным отличием размещения изоэнергетических эллипсоидов по отношению к осям кристалла в германии и кремнии.

## Выводы

1. Приведены формулы (1), (4) и (5), удобные для обработки экспериментальных данных, получаемых при измерении изменений удельного сопротивления и термоэлектродвижущей силы в направленно упруго деформированных монокристаллах *n-Ge* и *n-Si* известной кристаллографической ориентации.
2. В широком интервале концентраций носителей заряда  $n_e$  ( $10^{12} \div 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) в монокристаллах *n-Ge* и *n-Si* исследованы при температуре  $T = 83$  К параметр анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$  и параметр анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами  $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$  на образцах известной кристаллографической ориентации. Получены изменения исследуемых параметров  $K$  и  $M$  с повышением степени легирования кристаллов германия и кремния примесью донорного типа. Показано, что параметр  $M$  в *n-Ge* (в отличие от *n-Si*) является малочувствительным к наличию примесей в кристаллах, однако параметр  $K$  монотонно снижается как в *n-Ge*, так и в *n-Si* с ростом концентрации носителей заряда  $n_e$ .
3. Установлено, что монокристаллы *n-Ge* характеризуются значительно большими (по абсолютной величине) значениями параметров анизотропии  $M$  и  $K$ , по сравнению с соответствующими значениями для *n-Si*.

## Литература

1. Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках. – К.: Наук. думка, 1987. – 272 с.
2. Баранський П.І., Беляєв О.Є., Гайдар Г.П., Кладько В.П., Кучук А.В. Проблеми діагностики реальних напівпровідникових кристалів. – К.: Наук. думка, 2014. – 462 с.
3. G.P. Gaidar, P.I. Baranskii, Thermoelectric Properties of Transmutation Doped Silicon Crystals, *Physica B: Condensed Matter*. 441, 80 – 88(2014).
4. Баранський П. І., Гайдар Г. П. Деякі термоелектричні особливості звичайних і трансмутаційно легованих кристалів кремнію // Термоелектрика. – 2012. – № 1. – С. 5–12.
5. Баранський П. І., Федосов А. В., Гайдар Г. П. Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології. – Київ-Луцьк, Ред. видав. відділ ЛДТУ, 2007. – 316 с.
6. Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В., Колмоец В. В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. – К.: Наук. думка, 1977. – 270 с.
7. R.A. Laff, H.Y. Fan, Magnetoresistance in *n*-Type Germanium at Low Temperatures, *Phys. Rev.* 112 (2), 317 – 321 (1958).
8. C. Herring, E. Vogt, Transport and Deformation-Potential Theory for Many Valley Semiconductors with Anisotropic Scattering, *Phys. Rev.* 101 (3), 944 – 961 (1956).
9. Даховский И.В. Анизотропное рассеяние электронов в германии и кремнии // ФТТ. – 1963. – Т. 5, № 8. – С. 2332 – 2338.
10. Баранский П.И., Савяк В.В., Симоненко Ю.В. Температурная зависимость анизотропии термоЭДС увлечения в одноосно деформированном *n-Si* // ФТП. – 1984. – Т. 18, № 6. – С. 1059 – 1063.
11. Бабич В.М., Баранский П.И. Концентрационная зависимость параметра анизотропии  $K$  в *n*-германии // ФТП. – 1967. – Т. 1, № 7. – С. 1029 – 1032.
12. Баранский П.И., Королюк С.Л., Остафийчук П.Г. Концентрационная зависимость параметра

- анизотропии термоЭДС увлечения в *n-Si* // ФТП. – 1984. – Т. 18, № 11. – С. 2053 – 2056.
13. С. Herring, Т.Н. Geballe, and J.E. Kunzler, Analysis of Phonon Drag Thermomagnetic Effects in *n-Type Germanium*, *Bell System Tech. J.* 38 (3), 657 – 747 (1959).
  14. Баранский П.И., Буда И.С., Коломоец В.В., Самойлович А.Г., Сусь Б.А. Исследование анизотропии эффекта увлечения электронов фононами в *n-Ge* // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 11. – С. 2159 – 2163.
  15. Буда И.С., Коломоец В.В., Сусь Б.А., Щербина Л.А. Определение параметра анизотропии термо ЭДС увлечения в *n-Ge* // УФЖ. – 1977. – Т. 22, № 8. – С. 1375 – 1378.
  16. Самойлович А.Г., Буда И.С. Влияние упругих деформаций на термо ЭДС в *n-Ge* в области эффекта увлечения // ФТП. – 1969. – Т. 3, № 3. – С. 400 – 408.
  17. Баранський П. І., Федосов А. В., Гайдар Г. П. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу. – Луцьк: Надстир'я, 2000. – 279 с.
  18. Баранський П.І., Гайдар Г.П. Анізотропія термоЕРС захоплення електронів фононами в *n-Ge* // Термоелектрика. – 2012. – № 2. – С. 29 – 38.
  19. Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломоец В.В., Самойлович А.Г. Пьезосопротивление *n-Ge* в направлении [111] в условиях смешанного рассеяния // ФТП. – 1974. – Т. 8, № 5. – С. 984 – 986.
  20. Стилбанс Л.С. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967. – 452 с.

Поступила в редакцию 22.11.2014.