

**АНИЗОТРОПИЯ ТЕРМОЭДС
УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
ФОНОНАМИ В *n*-Ge**



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 исследована концентрационная зависимость фононной составляющей термоЭДС увлечения электронов фононами в *n*-Ge при $T = 83$ К. В интервале $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ изучены концентрационные зависимости параметра анизотропии подвижности $K = K_m / K_\tau = \mu_\perp / \mu_\parallel = f(n_e)$, параметра анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi = f(n_e)$, а также установлена связь существующая между M , K и фононными составляющими термоЭДС образцов в недеформированном и упругодеформированном состояниях. На кристаллах *n*-Ge в диапазоне $1.51 \cdot 10^{15} \leq n_e \leq 4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ получена (при комнатной температуре) концентрационная зависимость дифференциальной термоЭДС α , а также исследована температурная зависимость α в интервале $[190 \leq T \leq 370]$ К.

Введение

Как показали исследования, изучение полупроводников в экстремальных условиях (в сильных квантующих магнитных и электрических полях, при очень низких температурах, при высоких давлениях) дает возможность получать важную информацию относительно их свойств и характеристик.

Особый интерес представляют исследования в условиях сильной одноосевой деформации, поскольку такие эксперименты дают возможность относительно просто и в широком диапазоне изменять самые важные характеристики полупроводниковых кристаллов. Например, многодолинные *n*-Si и *n*-Ge путем одноосевого сжатия могут быть переведены в одно- и многодолинное состояние, которое обеспечит реальную возможность измерения таких характеристик как потенциалы деформации, параметры анизотропии и т.п.

Однако, следует отметить, что при исследовании полупроводников в условиях сильной деформации широкое распространение получили, главным образом, гальваномагнитные измерения, тогда как экспериментальные работы, посвященные изучению термоэлектрических и термомагнитных явлений при таких условиях появляются довольно редко. Такие исследования, особенно при низких температурах в области эффекта увлечения электронов фононами могут дать сведения не только относительно структуры энергетического спектра носителей и характера их рассеяния, но также и относительно механизма фонон-фононного взаимодействия и, кроме того, позволят определять ряд важных характеристик и параметров кристаллов (эффективные массы носителей заряда, концентрацию примеси, параметр анизотропии термоЭДС увлечения, времени релаксации фонон-фононного взаимодействия и др.).

Некоторые сведения из теории анизотропного рассеяния

Физические явления, обусловленные движением носителей заряда в полупроводниках, в которых действуют внутренние и внешние электрические, магнитные или тепловые поля,

называются кинетическими явлениями и для их описания используется кинетическое уравнение Больцмана. В стационарном случае уравнение имеет вид

$$\left(\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t}\right)_{\text{пол.}} + \left(\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t}\right)_{\text{см.}} = 0,$$

где $n_{\vec{k}}$ – функция распределения электронов. Первый, полевой, член уравнения учитывает изменение функции распределения электронов при воздействии внешних полей. Второй член учитывает изменение функции распределения в результате столкновений электронов с электронами, фононами, ионизированными примесями и т.п. Этот член для случая невырожденной статистики Максвелла можно представить в следующем виде

$$\left(\frac{\partial n_{\vec{k}}}{\partial t}\right)_{\text{см.}} = \sum_{\vec{k}'} \left[W_{\vec{k}\vec{k}'} n_{\vec{k}'} - W_{\vec{k}'\vec{k}} n_{\vec{k}} \right],$$

где $W_{\vec{k}\vec{k}'}$ – вероятность перехода при рассеянии электронов в \vec{k}' -пространстве за единицу времени.

Рассеяние электронов в результате столкновений может быть изотропным и анизотропным. Изотропным называется такое рассеяние, когда вероятность перехода $W_{\vec{k}\vec{k}'}$ зависит только от угла рассеяния (то есть, от угла между векторами \vec{k} и \vec{k}'). Если же вероятность перехода зависит не только от угла рассеяния, но еще и от направления векторов \vec{k} и \vec{k}' , то такое рассеяние называется анизотропным.

Анизотропное рассеяние возникает, например, в случае анизотропного энергетического спектра электронов. Так, при рассеянии электронов с анизотропным энергетическим спектром (в *n-Ge*) на примесных центрах рассеяния сильно анизотропное, хотя силовое поле, обусловленное центрами рассеяния, имеет практически сферическую симметрию.

Другой причиной анизотропного рассеяния может быть анизотропия поля примесного центра, который наблюдается в одноосных кристаллах, где диэлектрическая постоянная анизотропна.

При рассеянии на фононах причиной анизотропии рассеяния является анизотропия спектра фононного.

Наличие анизотропии рассеяния, обусловленной анизотропией эффективных масс и времен релаксации, является одной из основных условий существования в многодолинных полупроводниках эффектов, которые отсутствуют в изотропных полупроводниках. Так, например, эффект Грабнера [1] имеет сугубо анизотропный характер, величина которого определяется параметром анизотропии K .

В полупроводниках, которые находятся в тепловом поле, возникают термоэлектрические, а при наличии магнитного поля \vec{H} – термомагнитные явления. При наличии градиента температуры ∇T в образце происходит перераспределение электронов по энергиям, в результате чего между концами образца возникает электрическое поле, которое определяет диффузные термоэлектрические и термомагнитные эффекты.

При низких температурах термоэлектрические и термомагнитные явления имеют более сложный характер. В этом случае функция распределения фононов отличается от равновесной. Наличие градиента температуры приводит к анизотропии распределения фононного газа, вследствие чего возникает анизотропия рассеяния электронов на акустических колебаниях решётки. Фононы получают чаще импульс в направлении холодного конца, чем в

противоположном. Длинноволновые фононы из общего потока, который определяется наличием ∇T , взаимодействуют с носителями заряда и передают им импульс преимущественно в направлении движения фононов. Происходит увлечение электрического поля (и тока, если цепь замкнута). Явления переноса, обусловленные отклонением распределения фононов от равновесного, получили название эффектов увлечения. При низких температурах поле эффекта увлечения может быть сравнимым с диффузным термоэлектрическим полем, а в некоторых случаях может даже превышать последнее. Впервые на существование эффекта увлечения указал Л.Е. Гуревич [2].

Величина эффекта увлечения прямо пропорциональна времени релаксации фононов и зависит от времени релаксации взаимодействия электронов с фононами. Вследствие выполнения законов сохранения носители взаимодействуют с длинноволновыми акустическими колебаниями. Поэтому увлечение электронов интенсивнее должно проявляться при низких температурах, поскольку тогда возбуждены в большей мере длинноволновые колебания атомов. Кроме того, ангармонические силы взаимодействия атомов при длинноволновых колебаниях проявляются менее интенсивно и распределение фононов медленнее возвращается к равновесному. С повышением температуры интерференция колебаний решетки возрастает вследствие ангармоничности сил связи и отклонение распределения фононов от равновесного уменьшается, что приводит к уменьшению эффекта увлечения.

При довольно низких температурах длина свободного пробега фононов l_ϕ может быть сравнимой с размерами образца (для *n-Ge* $l_\phi \sim 0.1$ см при $n_e \approx 10^{16}$ см⁻³ и $T \sim 20$ К [3]), что приводит к интенсивному рассеянию фононов на его границах и к уменьшению эффекта увлечения. Согласно [4], в слабо легированных полупроводниках в области очень низких температур (~ 20 К) процесс рассеяния фононов на границах образца играет решающую роль, тогда как в случае сильно легированных полупроводников рассеянием фононов на границах кристалла можно пренебречь.

Авторы [5] считают, что роль граничных условий при исследовании термомагнитных эффектов может быть определяющей (и не только при расчете размерных эффектов). Эти выводы базируются на том, что наличие поверхности образца обуславливает неравенство температур электронной и фононной подсистем, которое должно приводить к нелинейности градиента и возникновению вихревых токов, которые, в свою очередь, приводит к появлению нечетных по \vec{H} добавок к термомагнитному полю.

Эффект увлечения должен существенным образом зависеть от концентрации примесей. С одной стороны, с повышением концентрации возрастает число носителей заряда, что должно приводить к усилению эффекта увлечения, а с другой стороны, фононы будут более интенсивно рассеиваться на носителях заряда и ионизированных примесях, что должно приводить к ослаблению эффекта увлечения электронов фононами.

Термоэлектрические и термомагнитные эффекты, обусловленные увлечением электронов фононами, оказываются сильно анизотропными. Так, например, анизотропия термоЭДС, обусловленная увлечением электронов, которые принадлежат к одному минимуму энергии, определяется параметром анизотропии термоЭДС увлечения $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \neq 1$ (где $\alpha_{\parallel}^{\phi}$, α_{\perp}^{ϕ} – компоненты тензора термоЭДС увлечения), тогда как диффузная часть термоЭДС изотропна.

Наличие анизотропии рассеяния ($K \neq 1$) и анизотропии термоЭДС увлечения ($M \neq 1$) является причиной существования термомагнитных эффектов, теоретическое и

экспериментальное изучение которых позволяет получать ценную информацию относительно механизмов электрон-фононного взаимодействия и других важных особенностей кинетических эффектов в области увлечения электронов фононами.

Следует отметить следующее обстоятельство. Гальваномагнитные явления описываются тензором удельного сопротивления ρ_{ik} , который устанавливает связь между двумя векторами в кристалле – вектором напряженности электрического поля и вектором плотности тока $E_i = \rho_{ik} j_k$. Для компонент тензора удельного сопротивления справедливым является соотношение Онзагера $\rho_{ik}(\vec{H}) = \rho_{ki}(-\vec{H})$. Для компонент термоэлектрического тензора такое соотношение не выполняется, то есть $\alpha_{ik}(\vec{H}) \neq \alpha_{ki}(-\vec{H})$, хотя соотношение Онзагера $\alpha_{ik}(\vec{H}) = \Pi_{ki}(\vec{H})/T$ (где Π_{ki} – компоненты тензора Пельтье) имеет место. Наличие эффекта инверсии магнитного поля для компонент тензора $\hat{\alpha}$ приводит к дополнительным особенностям термомагнитных явлений в анизотропных средах, который детально обсуждается в работе [1].

Тензотермомагнитные эффекты

Исследованию термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках при условиях деформации посвящено довольно ограниченное количество работ, особенно экспериментальных, что связано со сложностью постановки соответствующих экспериментов.

В работе [6] изучается влияние деформации на термоэлектрические свойства многодолинных полупроводников. С учетом эффекта перераспределения носителей между долинами и при пренебрежении междолинным рассеянием, которое, согласно [7], небольшое при низких температурах, поскольку отсутствуют фононы с импульсами, необходимыми для обеспечения выполнения закона сохранения импульса в междолинном рассеянии, автором [6], путем объединения тензоров электропроводности и термоЭДС, получено выражение, справедливое для любой деформации, которая дает лишь относительные сдвиги энергетических минимумов долин.

В работе [8] теоретически и экспериментально исследовано изменение коэффициента термоЭДС при не очень большой одноосной деформации в *n-Ge* в области эффекта увлечения, которые связаны с изменениями удельного сопротивления. Показано, что изменения $\Delta\alpha/\alpha$ и $\Delta\rho/\rho$ дают возможность вычисления анизотропии фононной части тензора Пельтье для электронов одной долины.

Изучению влияния упругих деформаций на термоЭДС и термомагнитные явления в *n-Ge* в области эффекта увлечения посвящены также теоретические работы [9, 10], выполненные на основе обобщенной теории анизотропного рассеяния в предположении, что междолинное рассеяние отсутствует, а деформация влияет только на степень заселенности носителями разных минимумов энергии. Времена релаксации электрон-фононного и фонон-фононного рассеяния, а также фононный спектр в *n-Ge* принимаются такими же, как и в недеформированном кристалле. Расчеты сделаны для сугубо фононного рассеяния, однако теория справедлива и при наличии примесного рассеяния. Авторами [9, 10] получены формулы для расчетов диффузной и фононной составляющих термоЭДС при наличии деформации.

В работах [9, 11] на основе обобщенной теории анизотропного рассеяния вычислен тензор термоЭДС при наличии упругой деформации в произвольном неквадрантном магнитном поле и показано, что в граничных случаях слабого и сильного поля фононную составляющую

компонент тензора термоЭДС можно характеризовать параметром анизотропии $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$. Однако, в произвольных магнитных полях этого делать нельзя.

Ряд работ [12 – 14] посвящен исследованию пьезотермоЭДС в *Ge* и *Si* в области смешанной проводимости. При деформации *Ge* в направлении [111] при комнатной температуре происходит перераспределение носителей тока между долинами [7], что приводит к изменению термоЭДС и ее существенной анизотропии.

ТермоЭДС при деформации кристаллов *n*-Ge в направлении [111]

Как уже упоминалось, существует довольно ограниченное число работ по изучению пьезотермоЭДС в *n*-Ge [8 – 11, 15], а также экспериментальных работ по исследованию термоЭДС в условиях одноосной деформации, которая превращает полупроводник (например, *n*-Ge) из 4-х долинного в однодолинное состояние.

В работе [16] проведены экспериментальные исследования пьезотермоЭДС и магнитопьезотермоЭДС и полученные результаты сопоставлены с расчетами, выполненными на основе теории анизотропного рассеяния, обобщенной на случай увлечения электронов фононами.

Согласно [17], в случае чистых атомных полупроводников, когда концентрация примеси мала, можно пренебречь увлечением фононов электронами и считать, что функции распределения электронов и фононов не зависят одна от другой. Электрические поля, обусловленные диффузией и увлечением электронов, в этом случае добавляются [18], и термоЭДС α можно представить в виде суммы диффузной (электронной) и фононной составляющих:

$$\alpha = \alpha^e + \alpha^{\phi}. \quad (1)$$

Следует заметить, что количественные оценки, проведенные для *Ge* и *Si* в работах [4] и [19], показывают, что взаимным увлечением электронов и фононов можно пренебречь вплоть до концентраций $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Тензор термоЭДС $\hat{\alpha}$ при деформации, когда ось эллипсоида совпадает с направлением деформации ($X // [111]$, X – механическая нагрузка на образец), имеет вид

$$\hat{\alpha} = \begin{vmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Соответственно здесь

$$\alpha_{11} = \alpha_{11}^e + \alpha_{11}^{\phi}, \quad (3)$$

$$\alpha_{33} = \alpha_{33}^e + \alpha_{33}^{\phi}, \quad (4)$$

где

$$\alpha_{11}^e = \frac{k}{e} (2 - \xi^*) + \frac{k}{e} \frac{K \ln \frac{N_0}{N_1} + \frac{5K+4}{3} \gamma \ln \frac{N_0}{N_2}}{K + \gamma \frac{5K+4}{3}}, \quad (5)$$

$$\alpha_{11}^{\phi} = \alpha_{\perp}^{\phi} \frac{K + \gamma \frac{5K+M}{3}}{K + \gamma \frac{5K+4}{3}}, \quad (6)$$

$$\alpha_{33}^e = \frac{k}{e} (2 - \xi^*) + \frac{k}{e} \frac{\ln \frac{N_0}{N_1} + \gamma \frac{8K+1}{3} \ln \frac{N_0}{N_2}}{1 + \gamma \frac{8K+1}{3}}, \quad (7)$$

$$\alpha_{33}^\phi = \alpha_\perp^\phi \frac{M + \gamma \frac{8K+M}{3}}{1 + \gamma \frac{8K+1}{3}}. \quad (8)$$

Для произвольной механической нагрузки X (кгс/см², $X < 0$) в приведенных выражениях

$$\gamma = \frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{4}{9} \frac{\Xi_u}{kT} S_{44} X\right) = \exp\left(0.122 \frac{X}{T}\right), \quad (9)$$

где N_1 – концентрация электронов в эллипсоиде, расположенном на оси деформации; N_2 – концентрация электронов в каждом из трех минимумов, которые остались ($X < 0$ соответствует сжатию кристалла, $X > 0$ – растяжению);

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{1}{4} \left(1 + 3 \exp\left(0.122 \frac{X}{T}\right)\right);$$

$$\frac{N_0}{N_2} = \frac{1}{4} \left(3 + \exp\left(-0.122 \frac{X}{T}\right)\right);$$

N_0 – концентрация электронов в каждом из эллипсоидов при отсутствии деформации; Ξ_u – константа деформационного потенциала смещения; S_{44} – коэффициент упругой податливости (для *n-Ge* $S_{44} = 1.46 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹); $K = \frac{K_m}{K_\tau} = \frac{\mu_\perp}{\mu_\parallel} = \frac{m_\parallel <\tau_\perp>}{m_\perp <\tau_\parallel>}$ – параметр анизотропии

подвижности в отдельно взятом изоэнергетическом эллипсоиде; $K_m = m_\parallel / \mu_\perp$ – параметр анизотропии эффективной массы; m_\parallel и m_\perp – циклотронные эффективные массы для отдельно взятого изоэнергетического эллипсоида вдоль большой оси и перпендикулярно к ней соответственно; $K_\tau = <\tau_\parallel> / <\tau_\perp>$ – параметр анизотропии рассеяния; τ_\parallel и τ_\perp – компоненты тензора времени релаксации при отсутствии магнитного поля в линейном приближении; μ_\parallel , μ_\perp – подвижности носителей заряда вдоль и поперек длинной оси изоэнергетического эллипсоида соответственно; $k/e = 86$ мкВ/К; $\xi^* = \xi / kt$ – приведенный химический потенциал; ξ – химический потенциал; α_\perp^ϕ – компонента термоЭДС увлечения электронов одного ("n"-го) минимума энергии при отсутствии деформации.

Экспериментальное определение связи M с K

Для случая произвольной нагрузки ($X // \Delta T // [111]$) измеренное значение $\alpha = \alpha_{33}$, которое, согласно (4), состоит из диффузной и фононной составляющих. Решая совместно уравнения (4) и (7) и опустив индексы (33), получим:

$$\alpha - \alpha^e = \alpha_\perp^\phi \frac{M + \gamma \frac{8K+M}{3}}{1 + \gamma \frac{8K+1}{3}}. \quad (10)$$

При $X = 0$ (отсутствие деформации) $\gamma = 1$ и $\alpha = \alpha_0$. При $X \rightarrow \infty$ (что отвечает заселенности энергетических уровней электронов из четырех минимумов в один) $\gamma = 0$ и $\alpha = \alpha_\infty$. Соответственно для этих случаев уравнение (10) можно записать как систему уравнений [17]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0^\phi &= \alpha_0 - \alpha^e = \alpha_\perp^\phi \frac{2K + M}{2K + 1} \\ \alpha_\infty^\phi &= \alpha_\infty - \alpha^e = \alpha_\perp^\phi \cdot M \equiv \alpha_\parallel^\phi \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

где α_\parallel^ϕ , α_\perp^ϕ – фоновые составляющие термоЭДС увлечения вдоль и поперек длинной оси изоэнергетического эллипсоида соответственно; α_0 и α_∞ – значение термоЭДС в недеформированных и в деформированных образцах соответственно; $M = \alpha_\parallel^\phi / \alpha_\perp^\phi$ – параметр анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами, который определяется соответствующими компонентами тензора термоЭДС электронов, принадлежащих одному минимуму энергии.

Решение системы уравнений (11) с использованием рассчитанных данных α_e и экспериментальных значений α_0 и α_∞ дает возможность определить параметры M и α_\perp^ϕ . Можно показать [20], что параметр анизотропии термоЭДС увлечения M выражается через параметр анизотропии подвижности K и фоновые составляющие термоЭДС, измеренные в недеформированном (α_0^ϕ) и упруго деформированном кристалле (α_∞^ϕ):

$$M = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0 - \alpha^e}{\alpha_\infty - \alpha^e}} = \frac{2K}{(2K+1) \frac{\alpha_0^\phi}{\alpha_\infty^\phi} - 1}, \quad (12)$$

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

(формула Писаренко) [21]; n_0 – концентрация носителей заряда; e – заряд электрона; k – стала 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.

Величины, которые определяют числитель и знаменатель формулы (12) в *n-Ge* и *n-Si*, как известно [22 – 25], концентрационно-зависимы. Целью данной работы было получение информации относительно характера зависимости M от концентрации носителей заряда $n_e \equiv N_i$ (если, конечно, такая зависимость существует) путем проведения соответствующих экспериментов и анализа полученных результатов.

В табл. 1 приведены результаты обработки исследованных и расчетных данных для определения параметра анизотропии термоЭДС увлечения M .

Таблица 1

Измерения величин проведены на образцах *n-Ge* при температуре $T = 83$ К при условии $X // \nabla T // [111]$ и $X \leq 6000$ кгс/см².

№ п/п	n_e , см ⁻³	α_0^ϕ , мкВ/К	α_∞^ϕ , мкВ/К	$\frac{\alpha_0^\phi}{\alpha_\infty^\phi}$	α^e , мкВ/К	$K = \frac{K_m}{K_\tau}$	$M = \frac{\alpha_\parallel^\phi}{\alpha_\perp^\phi}$
1	9.8·10 ¹¹	1005	9205	0.109	1395	16.2	12.27
2	1.6·10 ¹³	921	7921	0.116	1159	16.0	11.3
3	1.6·10 ¹³	821	7348	0.112	1152	16.0	11.9
4	6.9·10 ¹³	842	7282	0.115	978	15.4	11.57
5	1.7·10 ¹⁵	723	5668	0.127	757	11.4	11.3

Результаты обработки полученных данных с использованием формулы (12) и тех данных, которые определяют правую часть этого выражения, позволили для концентрационного интервала $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \equiv Ni \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ показать, что при $T \approx 83 \text{ К}$ параметр анизотропии термоЭДС увлечения $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi}$, измеренный по пьезотермоЭДС (то есть, при условии отсутствия магнитного поля), практически не зависит от концентрации, как это видно из табл. 1. Хотя все составляющие правой части формулы (12) (а именно: K , α_0^{ϕ} , α_{∞}^{ϕ} и даже α^e , что непосредственно в (12) и не входит, но было использовано в системе уравнений (11) при нахождении фононных составляющих α_0^{ϕ} и α_{∞}^{ϕ}) существенно зависят от $n_e \equiv Ni$. Так, анизотропия подвижности $K = K_m / K_r = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ с повышением концентрации от $9.8 \cdot 10^{11}$ до $1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ постоянно снижается (приблизительно в 1.42 раза). Параметр увлечения электронов фононами M в пределах точности проведенных измерений практически остается неизменным и равным $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} \cong 11.7 \pm 0.3$ при температуре $T = 83 \text{ К}$, при которой проводились измерения. 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 $n_e \equiv Ni$ (во всяком случае, в исследованных пределах $9.8 \cdot 10^{11} \div 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и полностью определяется колебаниями огромной концентрации атомов в узлах ($\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$) кристаллической решетки.

Это замечание, наверно, в значительной мере касается и других явлений, которые связаны с направленным движением не только электронов (или дырок), но также и примесных атомов при наличии неоднородностей теплового поля (или направленных градиентах температуры ∇T) в кристаллической решетке. Проявление обсуждаемых явлений может быть особенно ощутимым при размещении неоднородно легированных полупроводниковых изделий (с *p-n*-переходами) в пространственно неоднородном тепловом поле.

Избежать, конечно, неоднородно легированных полупроводниковых кристаллов в принципе невозможно, ведь на основе использования *p-n*-переходов создаются полупроводниковые приборы. А вот об однородности тепловых полей, в которых должны работать продолжительное время такие приборы, не только желательно, но и необходимо проявлять соответствующую заботу, особенно в ответственных узлах современных автоматизированных систем, которые рассчитаны на продолжительную (к тому же в жестких режимах) их эксплуатацию.

При выполнении данной работы были использованы следующие предположения.

- 1) Во всем исследуемом интервале концентраций соотношение (4) не нарушается.
- 2) Межминимумным рассеянием в случае *n-Ge*, в отличие от *n-Si*, можно пренебречь. Это следует из того, что в рамках теории анизотропного рассеяния могут быть описаны количественно (а не качественно) без учета межминимумного рассеяния такие важные характеристики и свойства *n-Ge* как:
 - а) концентрационная зависимость параметра анизотропии [26] в намного более широком диапазоне n_e чем интервал, использованный в данной работе;
 - б) пьезосопротивление *n-Ge* при одноосной упругой деформации в направлении [111] в условиях смешанного рассеяния [27];
 - в) концентрационные [28], угловые [29] и другие зависимости магнитосопротивления и эффекта Холла не только в слабых магнитных полях, но также и при значениях $\mu H / c \approx 1$.Необходимо подчеркнуть, что такое успешное описание разных эффектов теорией, которая

не учитывает межминимумное рассеяние в *n-Ge*, совсем не связано со сниженной чувствительностью исследуемых эффектов к этому виду рассеяний, а является следствием несущественности межминимумного рассеяния в подобных кристаллах. В пользу этого свидетельствует также сравнительное исследование на кристаллах *n-Si* [30].

Исследование концентрационной и температурной зависимостей дифференциальной термоЭДС α в монокристаллах *n-Ge*

В нашей работе экспериментально была исследована концентрационная зависимость дифференциальной термоЭДС в кристаллах *n-Ge* в интервале $1.51 \cdot 10^{15} \leq n_e \leq 4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре. Полученные результаты (приведенные на рис. 1) показывают, что с повышением концентрации почти на три порядка дифференциальная термоЭДС снижается меньше чем в 2 раза. Это означает, что дифференциальная термоЭДС в кристаллах *n-Ge* малочувствительна по отношению к концентрации. Таким образом, выбирая любую концентрацию из упомянутого диапазона можно получить дифференциальную термоЭДС в пределах $\sim 940 \div 530$ мкВ/К.

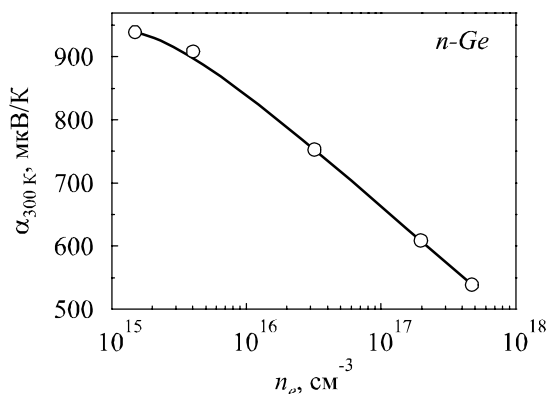


Рис. 1. Зависимость дифференциальной термоЭДС α в образцах *n-Ge* от концентрации носителей заряда n_e при температуре $T \approx 300$ К.

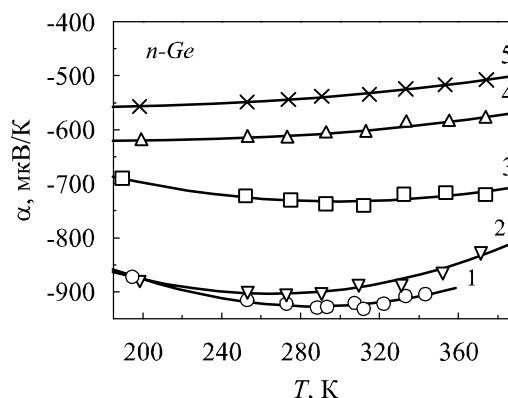


Рис. 2. Температурная зависимость дифференциальной термоЭДС α в образцах *n-Ge* при разных значениях n_e : 1 – $1.51 \cdot 10^{15}$; 2 – $6.2 \cdot 10^{15}$; 3 – $3.18 \cdot 10^{16}$; 4 – $2.09 \cdot 10^{17}$; 5 – $4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На тех же образцах были исследованы изменения значений дифференциальной термоЭДС α от температуры в интервале $[190 \leq T \leq 370]$ К. Эти изменения, как видно из рис. 2, оказались незначительными и даже в образцах с минимальной концентрацией примесей ($n_e = 1.51 \cdot 10^{15}$ и $6.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) они не выходили за пределы $12 \div 15$ %.

Выводы

1. Использована система двух уравнений, которая позволила по результатам измерений фоновой составляющей термоЭДС, полученной в опытах с кристаллами *n-Ge* при обычных условиях (α_0) и при направленном давлении (что выводит фоновую составную термоЭДС на насыщение α_∞), получить экспериментальные значения как анизотропии подвижности ($K = \mu_\perp / \mu_\parallel$), так и параметра анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами ($M = \alpha_\parallel^{\phi} / \alpha_\perp^{\phi}$).
2. На образцах *n-Ge* в диапазоне $9.8 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ получена концентрационная

зависимость параметра анизотропии подвижности $K = K(n_e \equiv n_i)$, а также найдена величина параметра анизотропии термоЭДС увлечения электронов фононами $M = \alpha_{\parallel}^{\phi} / \alpha_{\perp}^{\phi} = 11.7 \pm 0.3$.

3. В этом же диапазоне концентраций n_e найдены концентрационные зависимости фоновой составляющей термоЭДС как при обычных условиях (α_0^{ϕ}), так и в упруго деформированных образцах *n-Ge* (α_{∞}^{ϕ}).
4. На кристаллах *n-Ge* в интервале $1.51 \cdot 10^{15} \leq n_e \leq 4.86 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре получена концентрационная зависимость дифференциальной термоЭДС α , а также исследованы изменения значений дифференциальной термоЭДС α от температуры в интервале $[190 \leq T \leq 370] \text{ К}$.

Литература

1. Baranskii P. I., Buda I. S., Dakhovskii I. V., Samoilovich A. G. Galvanothermomagnetic effects in anisotropic media // *phys. stat. sol. (b)*. – 1975. – V. 67, N. 1. – P. 291 – 299.
2. Гуревич Л.Э. Термоэлектрические свойства проводников / Л.Э. Гуревич // *ЖЭТФ*. – 1946. – Т. 16, В. 3. – С. 193 – 227.
3. Цидильковский И.М. Термомагнитные явления в полупроводниках / И.М. Цидильковский. – М.: Физматгиз, 1960. – 328 с.
4. Луцьяк В.С. Влияние взаимного увлечения электронов и фононов на термоЭДС *n-Ge* и *n-Si* / В.С. Луцьяк, В.М. Ницович // *УФЖ*. – 1973. – Т. 18, В. 1. – С. 75 – 84.
5. Грановский М.Я. К теории термомагнитных эффектов / М.Я. Грановский, Ю.Г. Гуревич // *ФТП*. – 1975. – Т. 9, В. 8. – С. 1552 – 1554.
6. Drabble J.R. The effect of strain on the thermoelectric properties of many-valley semiconductor // *J. Electron. Control*. – 1958. – V. 5. – P. 362 – 372.
7. Herring C. Transport properties of a many-valley semiconductor // *Bell System Techn. Journ.* – 1955. – V. 34. – N. 1. – P. 237 – 290.
8. Drabble J.R., Groves R.D. The effect of strain on the seebeck coefficient of *n*-type germanium // *J. Phys. Chem. Sol.* – 1960. – V. 12, Is. 3–4. – P. 285 – 294.
9. Буда І.С. Вплив пружних деформацій на термомагнітні властивості *n-Ge* в області ефекту захоплення / І.С. Буда // *УФЖ*. – 1969. – Т. 14, В. 2. – С. 274 – 281.
10. Самойлович А.Г. Влияние упругих деформаций на термоЭДС *n-Ge* в области эффекта увлечения / А.Г. Самойлович, И.С. Буда // *ФТП*. – 1969. – Т. 3, В. 3. – С. 400 – 408.
11. Самойлович А.Г. Влияние анизотропии кристалла на тепловые колебания атомов в *Ge* и *Si* / А.Г. Самойлович, В.Д. Искра // *ФТТ*. – 1960. – Т. 2, В. 11. – С. 2827 – 2833.
12. Самойлович А.Г. К вопросу об анизотропии пьезотермоЭДС в кремнии и германии / А.Г. Самойлович, М.В. Ницович // *УФЖ*. – 1967. – Т. 12, В. 7. – С. 1214 – 1216.
13. Самойлович А.Г. Зависимость термоэдс *n-Ge* от температуры и давления в области смешанной проводимости / А.Г. Самойлович, И.М. Пилат, Ж.К. Панкратова // *ФТП*. – 1970. – Т. 4, В. 12. – С. 2403 – 2405.
14. Орлецкая А.Н. Анизотропия термоэдс в деформированном германии в области смешанной проводимости / А.Н. Орлецкая // *ФТП*. – 1969. – Т. 3, В. 2. – С. 309 – 311.
15. Анатычук Л.И., Искра В. Д., Попович П. П. Анизотропия пьезотермоэдс при увлечении

- электронов фононами / Л.И. Анатычук, В.Д. Искра, П.П. Попович // ФТП. – 1969. – Т. 3, В. 10. – С. 1458 – 1464.
16. Baranskii P.I., Buda I.S., Kolomoets V.V., Suss B.A. Piezothermoelectromotive Force of Elastically Deformed *n-Ge* in [111] Direction Considering the Phonon-Drag Effect // phys. stat. sol. (a). – 1975. – V. 27. – P. K103 – K108.
 17. Parrott J.E. Some Contributions to the Theory of Electrical Conductivity, Thermal Conductivity and Thermoelectric Power in Semiconductors // Proc. Phys. Soc. Section B. – 1957. – V. 70, N. 6. – P. 590 – 607.
 18. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников / А.И. Ансельм. – М.: Наука, 1978. – 616 с.
 19. Самойлович А.Г. Теория эффекта увлечения электронов фононами / А.Г. Самойлович, И.С. Буда // ФТП. – 1975. – Т. 9, В. 8. – С. 1478 – 1484.
 20. 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.
 21. Стилбанс Л.С. Физика полупроводников / Л.С. Стилбанс. – М.: Советское радио, 1967. – 452 с.
 22. 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.
 23. Баранський П.І. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу / Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. – Л.: Надстир'я, 2000. – 279 с.
 24. Баранский П.И. Термоэлектрические и термомагнитные явления в многодолинных полупроводниках / Баранский П.И., Буда И.С., Савяк В.В. – Киев: Наукова думка, 1992. – 268 с.
 25. Баранский П.И. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках / Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В. – К.: Наук. думка, 1987. – 272 с.
 26. Бабич В.М. Концентрационная зависимость параметра анизотропии *K* в *n-германии* / В.М. Бабич, П.И. Баранский // ФТП. – 1967. – Т. 1, В. 7. – С. 1029 – 1032.
 27. Пьезосопротивление *n-Ge* в направлении [111] в условиях смешанного рассеяния / П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский [и др.] // ФТП. – 1974. – Т. 8, В. 5. – С. 984 – 986.
 28. Баранский П.И. Магнитосопротивление *n-Ge* в области промежуточных магнитных полей / П.И. Баранский, В.М. Бабич, И.В. Даховский // УФЖ. – 1969. – Т. 14, В. 2. – С. 343 – 346.
 29. Даховский И.В. Анизотропия коэффициента Холла в *n-германии* / И.В. Даховский // ФТТ. – 1964. – Т. 6, В. 7. – С. 2032 – 2036.
 30. Баранский П.И. Анизотропия коэффициента Холла в *n-Si* / П.И. Баранский, И.В. Даховский // ФТП. – 1973. – Т. 7, В. 8. – С. 1627 – 1629.

Поступила в редакцию 02.04.2012.