

Ф.В. ГАСПАРЯН, В.М. АРУТЮНЯН, В.В. БУНИАТЯН

ТЕРМО-ЭДС НЕОДНОРОДНО-ЛЕГИРОВАННОГО р-п ПЕРЕХОДА

Рассмотрено влияние неравномерного (экспоненциального) распределения концентрации легирующих мелких акцепторов на коэффициент термо-ЭДС термоэлемента на основе р-п перехода. Показано, что созданное дополнительное внутреннее тянущее поле способствует увеличению коэффициента термо-ЭДС. Численные расчеты проведены для р-п переходов на основе Si и $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$.

Ключевые слова: термоэлемент, термо-ЭДС, градиент концентрации, диффузия, дрейф.

Введение. Расчет термо-ЭДС р-п перехода проводился многими авторами [1-4]. Традиционный способ поиска оптимальных термоэлектрических материалов [5], создание барьерных структур [6], использование искусственно созданных анизотропных материалов [7] и термомагнитных эффектов [8] для увеличения значений коэффициента термо-ЭДС и добротности не дали весомых результатов. Интересный путь увеличения добротности одно-родного полупроводника (на примере PbTe) предложен в [9], где теоретически показана возможность превращения биполярного полупроводника в монополярный с использованием эффекта электрического поля (EFE-doping), создаваемого посредством ферроэлектрической подложки. В [10] вычислена термоэлектрическая добротность биполярных полупроводниковых материалов с вырожденным газом носителей тока и непараболической зонной структурой. Показано, что в кристаллических термоэлектрических материалах добротность всегда $<1,5$. Исследования показали, что добротность $n\text{-Pb}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}\text{Te}$ может достигать величины 1,19 при температуре 500 K [11], добротность $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $n\text{-Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}_{0.1}$ - порядка 1,4...1,7 при температуре 300 K [12]. Для монокристаллических $\alpha\text{-SiC}$ и поликристаллических $\beta\text{-SiC}$ исследование коэффициента термо-ЭДС показало соответственно следующие результаты: $-9 \text{ мкВ}/^\circ\text{C}$ и $-108 \text{ мкВ}/^\circ\text{C}$ [13]. Наличие внутренних тянущих полей в р-п переходах или р-і-п структурах влияет на величину фоточувствительности и обнаружительной способности инфракрасных и ультрафиолетовых фотоприемников [14-16] и эффективность солнечных элементов [17-20]. В [21] показана возможность получения высоких значений термо-ЭДС в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}<\text{Cd}>$ (коэффициент термо-ЭДС порядка 500...550 $\text{мкВ}/^\circ\text{C}$ при комнатных температурах).

С целью выявления новых возможностей повышения термо-ЭДС р-п переходов в настоящей работе нами учитывалось влияние неоднородного легирования р области на термоэлектрические явления р-п перехода.

Для определенности примем наиболее реальное распределение акцепторов в р области $N_A(x)$:

$$N_A(x) = N_{A0} \exp[-\xi_1(l_p - x_s)], \quad (1)$$

где N_{A0} - концентрация акцепторов на поверхности р области при $x = l_p$ (рис.1); ξ_1 - темп изменения $N_A(x)$.

Пусть температурный градиент имеет линейную зависимость

$$T = T_0 + \xi_2 x, \quad (2)$$

где T_0 - температура на холодном конце р-п перехода; ξ_2 - темп изменения температуры.

Методика вычисления термо-ЭДС р-п перехода обычная. Решением дифференциальных уравнений определяются стационарные пространственные распределения концентрации неравновесных носителей тока для квазинейтральных областей вблизи р-п перехода. Термо-ЭДС определяется из условия равенства нулю полного тока через диод. На рис.1 показаны схематический вид, энергетическая диаграмма, распределение акцепторов и температурного градиента, а также система координат, используемая для расчетов.

Расчет барьерной термо-ЭДС. Модель перехода ограничивается следующими предположениями:

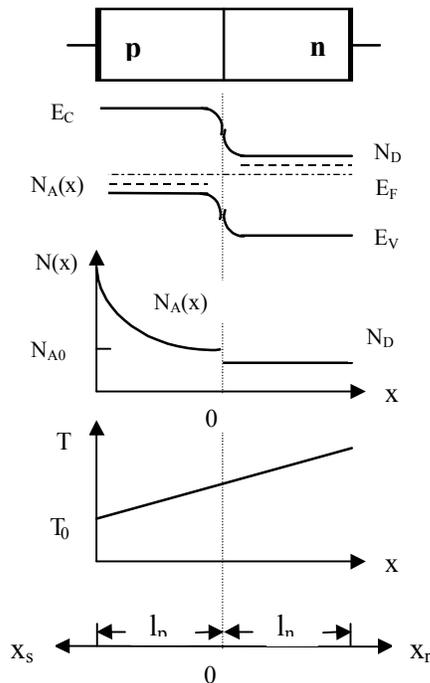


Рис.1. Схематическое изображение, зонная диаграмма, распределение акцепторов, доноров и температуры, система координат

1. Толщина области перехода пренебрежимо мала по сравнению с размерами р и п областей и с длиной диффузии дырок в п материале или электронов в р материале. Поэтому можно пренебречь рекомбинацией носителей заряда в области перехода.
2. Электростатическое поле ограничено узкой областью перехода. Принимаем, что вне этой области существует только встроенное поле в р области, обусловленное неоднородным распределением акцепторов. Следовательно, поток носителей заряда регулируется диффузией и теплом дырок в п материале и диффузией, дрейфом и теплом электронов в р материале.

Уравнения непрерывности для неосновных носителей заряда при отсутствии внешней генерации имеют следующий вид:

- для электронов в р области:

$$-\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} = -\frac{n - n_p}{\tau_n}; \quad (3)$$

- для дырок в п области:

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} = -\frac{p - p_n}{\tau_p}. \quad (4)$$

Здесь n и p - неравновесные, а n_p и p_n - равновесные концентрации электронов и дырок в p и n областях перехода, соответственно; j_n и j_p - плотности токов неосновных носителей в p и n областях перехода, соответственно; τ_n и τ_p - времена жизни неравновесных электронов и дырок.

В p области неосновные носители движутся за счет дрейфа в тянущем поле $E_v = \frac{kT}{e} \frac{1}{N_A(x)} \frac{dN_A(x)}{dx}$, диффузии и температурного градиента. В n области дырки движутся только за счет диффузии и температурного градиента. Следовательно [3],

$$j_n = e\mu_n n E_v + eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n n Q_n^* \frac{1}{T} \frac{dT}{dx}, \quad (5)$$

$$j_p = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} - \mu_p p Q_p^* \frac{1}{T} \frac{dT}{dx}, \quad (6)$$

где μ_n , μ_p и D_n , D_p - соответственно подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Величины $Q_{n(p)}^* = Q_{n(p)} - \bar{E}$ представляют собой избыток средней кинетической энергии переноса электрона (дырки) над средней кинетической энергией \bar{E} , которая для сферических поверхностей энергии равна $\bar{E} = \frac{3}{2} kT$; $Q_n = Q_n' - E_C$, $Q_p = -Q_n' + E_v$, E_C и E_v - энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны полупроводника, соответственно; $Q_{n(p)}'$ - плотность потока тепла (теплота переноса) электрона (дырки), которая состоит из электронной (дырочной) $Q_{n(p),e}'$ и фононной $Q_{n(p),ph}'$ частей: $Q_{n(p)}' = Q_{n(p),e}' + Q_{n(p),ph}'$ [3]; k - постоянная Больцмана.

Фононные составляющие потока тепла связаны с влиянием потока фононов на движение электрона или дырки (эффект увлечения). Так как они существенны только при очень низких температурах, то для упрощения дальнейшего рассмотрения можно принять $Q_{n(p)}' \equiv Q_{n(p),e}'$. При квадратичном законе дисперсии и степенной зависимости времени релаксации от энергии ($\tau \sim E^r$) имеем $Q_{n,e}' = \left(\frac{5}{2} + r \right) kT$. При рассеянии носителей на

тепловых

колебаниях решетки $\gamma = -1/2$, а при рассеянии носителей на ионизированных примесях - $\gamma = 3/2$. При смешанном рассеянии обычно считается $2kT < Q'_{n,e} < 4kT$. В дальнейшем при численных расчетах мы использовали $Q'_{n,e} \equiv Q'_{p,e} = 3kT$. Тогда $Q_n^* = \frac{3}{2}kT - E_C$ и $Q_p^* = -\frac{9}{2}kT + E_V$. Если отсчет энергии начать с потолка валентной зоны, то $E_V = 0$ и $E_C = E_g$, где E_g - энергия запрещенной зоны полупроводника. Тогда $Q_n^* = \frac{3}{2}kT - E_g$ и $Q_p^* = -\frac{9}{2}kT$.

Выражение для барьерной термо-ЭДС, как обычно, определяется из условия равенства нулю полной плотности тока $j = j_n + j_p$. С целью определения j_n и j_p необходимо иметь выражения для $n(x)$ и $p(x)$. Их можно определить из дифференциальных уравнений второго порядка, которые получаются подстановкой соответственно (5) в (3) и (6) в (4). При наличии градиента концентрации и температурного градиента они имеют следующий вид:

$$\frac{d^2(n - n_p)}{dx^2} + \xi_{n,\Gamma} \frac{d(n - n_p)}{dx} - \frac{n - n_p}{L_{n,\Gamma}^2} = \frac{n_p}{L_1^2}, \quad (7)$$

$$\frac{d^2(p - p_n)}{dx^2} + \xi_{p,\Gamma} \frac{d(p - p_n)}{dx} - \frac{p - p_n}{L_{p,\Gamma}^2} = \frac{p_n}{L_2^2}. \quad (8)$$

В (7) и (8) использованы следующие обозначения:

$$\xi_{n,\Gamma} = \xi_1 + \frac{\xi_2 \mu_n Q_n^*}{eTD_n}, \quad \xi_{p,\Gamma} = \frac{\xi_2 \mu_p Q_p^*}{eTD_p}, \quad \frac{1}{L_1^2} = \frac{\xi_2^2 \mu_n Q_n^*}{eD_n T^2}, \quad \frac{1}{L_2^2} = \frac{\xi_2^2 \mu_p Q_p^*}{eD_p T^2},$$

$$\frac{1}{L_{n,\Gamma}^2} = \frac{1}{D_n \tau_n} \left(1 + \frac{\xi_2^2 \mu_n \tau_n Q_n^*}{eT^2} \right), \quad \frac{1}{L_{p,\Gamma}^2} = \frac{1}{D_p \tau_p} \left(1 + \frac{\xi_2^2 \mu_p \tau_p Q_p^*}{eT^2} \right).$$

Для решения (7) и (8) использованы обычные граничные условия:

- для уравнения (7):

$$p = p_n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad x_r = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad x_r = l_n; \quad (9)$$

- для уравнения (8):

$$n = n_p \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad x_s = 0; \quad \frac{\partial n}{\partial x} = 0, \quad x_s = l_p. \quad (10)$$

Тогда решения (7) и (8) можно представить в следующем виде:

$$n(x_s) = n_p \left(1 - \frac{L_{nT}^2}{L_1^2} \right) + \left\{ n_p \left[e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right] \right\} \frac{2 \operatorname{ch}[(l_p - x_s)/L_{n,TV}] - \xi_{n,T} L_{n,TV} \operatorname{sh}[(l_p - x_s)/L_{n,TV}]}{2 \exp(-\xi_{n,T} x_s/2) \operatorname{ch}(l_p/L_{n,T})}, \quad (11)$$

$$p(x_r) = p_n \left(1 - \frac{L_{pT}^2}{L_2^2} \right) + \left\{ p_n \left[e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right] \right\} \frac{2 \operatorname{ch}[(l_n - x_r)/L_{p,TV}] - \xi_{p,T} L_{p,TV} \operatorname{sh}[(l_n - x_r)/L_{p,TV}]}{2 \exp(-\xi_{p,T} x_r/2) \operatorname{ch}(l_n/L_{p,T})}, \quad (12)$$

$$L_{n,TV} = L_{n,T} \sqrt{1 + \left(\frac{\xi_{n,T} L_{n,T}}{2} \right)^2}, \quad L_{p,TV} = L_{p,T} \sqrt{1 + \left(\frac{\xi_{p,T} L_{p,T}}{2} \right)^2}.$$

Далее, подставляя (11) и (12) в выражение для полного тока через р-п переход

$$j = j_n(x_s = 0) + j_p(x_r = 0) \quad (13)$$

и приравнявая к нулю, определим барьерную термо-ЭДС в виде

$$U_C = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_N + j_T}{j_0} \right). \quad (14)$$

Здесь j_N - плотность тока, обусловленная дрейфом электронов в тянущем поле E_V ; j_T - плотность тока, обусловленная тепловым градиентом; j_0 - плотность тока насыщения;

$$\begin{aligned} j_N &= \xi_1 kT \mu_n n_p \left(1 - \frac{L_{nT}^2}{L_1^2} \right), \\ j_T &= \frac{\xi_2}{T} \left[\mu_p p_n Q_p^* \left(1 - \frac{L_{pT}^2}{L_2^2} \right) - \mu_n n_p Q_n^* \left(1 - \frac{L_{nT}^2}{L_1^2} \right) \right], \\ j_0 &= \frac{\mu_n n_p}{2 \operatorname{ch}(l_p/L_{n,T})} \left(\frac{\xi_2 Q_n^*}{T} - \xi_1 kT \right) \left[2 \operatorname{ch} \left(\frac{l_p}{L_{n,TV}} \right) - \xi_{n,T} L_{n,TV} \operatorname{sh} \left(\frac{l_p}{L_{n,TV}} \right) \right] - \\ &\quad - \frac{\xi_2 \mu_p p_n Q_p^*}{2 T \operatorname{ch}(l_n/L_{p,T})} \left[2 \operatorname{ch} \left(\frac{l_n}{L_{p,TV}} \right) - \xi_{p,T} L_{p,TV} \operatorname{sh} \left(\frac{l_n}{L_{p,TV}} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{e D_n n_p}{2 \operatorname{ch}(l_p/L_{n,T})} \left[2 \xi_{n,T} \operatorname{ch} \left(\frac{l_p}{L_{n,TV}} \right) - \frac{2}{L_{n,TV}} \operatorname{sh} \left(\frac{l_p}{L_{n,TV}} \right) - \frac{\xi_{n,T}^2 L_{n,TV}}{2} \operatorname{sh} \left(\frac{l_p}{L_{n,TV}} \right) \right] - \end{aligned}$$

$$-\frac{eD_p p_n}{2\text{ch}(l_n/L_{p,T})} \left[2\xi_{p,T} \text{ch}\left(\frac{l_n}{L_{p,TV}}\right) - \frac{2}{L_{p,TV}} \text{sh}\left(\frac{l_n}{L_{p,TV}}\right) - \frac{\xi_{p,T}^2 L_{p,TV}}{2} \text{sh}\left(\frac{l_n}{L_{p,TV}}\right) \right].$$

Коэффициент термо-ЭДС α определяется в виде

$$\alpha = \frac{U_C}{\Delta T} = U_C / \left[(I_n + I_p) \frac{dT}{dx} \right] = \frac{U_C}{\xi_2 (I_n + I_p)},$$

а безразмерная термоэлектрическая эффективность или добротность ZT в виде $ZT = \frac{\alpha^2 T}{KR}$, где K - теплопроводность и R - сопротивление диода. Обычно величина ZT в наиболее эффективных материалах не превышает единицы. Ясно, что чем выше значение ZT , тем больше КПД термогенератора или обнаружительная способность приемника излучения.

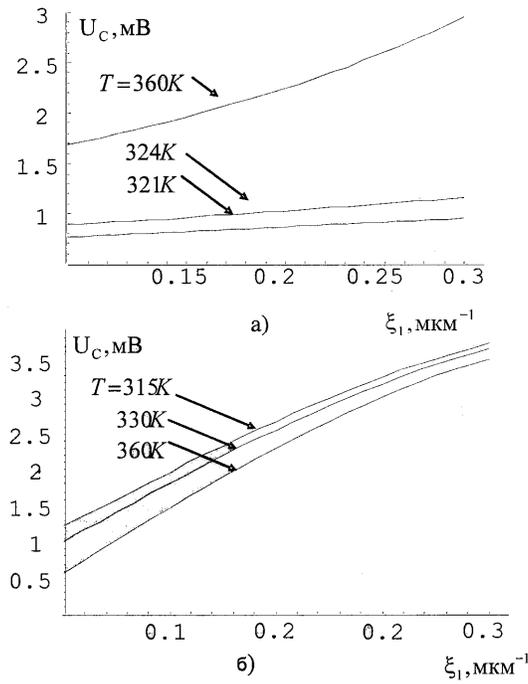


Рис.2. Зависимости абсолютных значений $U_C(\xi_1)$ для р-п переходов из Si (а), $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (б)

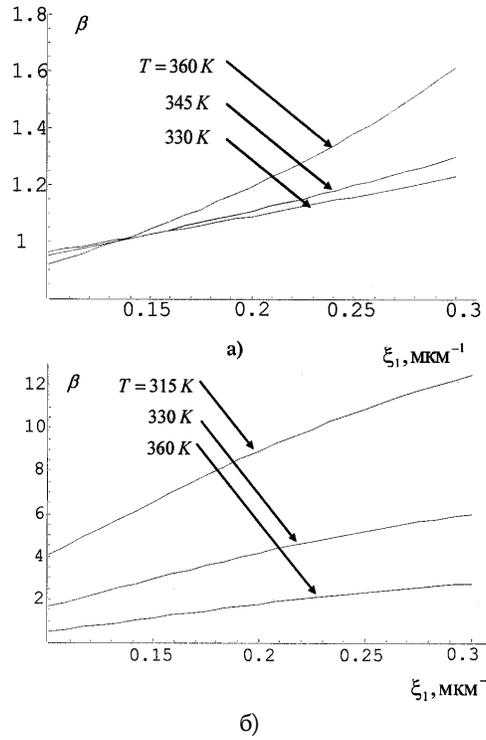


Рис.3. Зависимости значений $\beta(\xi_1)$ для р-п переходов из Si (а), $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (б)

Численные расчеты и обсуждение результатов. Численные расчеты U_C , коэффициентов термо-ЭДС α_0 и α , а также $\beta = U_C/U_{C0}$ (индекс “0” соответствует случаю отсутствия градиента и $\xi_1 = 0$) проведены для р-п переходов из Si и $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$. Результаты представлены соответственно на рис.2-3. Для Si при $T_0 = 300\text{ K}$ принято: $L_n = 10\text{ мкм}$, $L_p = 8\text{ мкм}$, $l_p = l_n = 20\text{ мкм}$, $N_D = 10^{16}\text{ см}^{-3}$, $N_{A0} = 10^{18}\text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 4 \cdot 10^9 T^{-2.6}\text{ см}^2/\text{Вс}$, $E_g(T) = 1,21 + \frac{1,21T - 4,1 \cdot 10^{-4} T^2}{T - 300}\text{ эВ}$, $n_i = \sqrt{1,5 \cdot 10^{33} T^3 \exp(-E_g(T)/kT)}\text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 4 \cdot 10^8 T^{-2.3}\text{ см}^2/\text{Вс}$, [22]. Для $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ использованы следующие параметры при $T_0 = 77\text{ K}$: $L_n = 10\text{ мкм}$, $L_p = 10\text{ мкм}$, $l_p = 5\text{ мкм}$, $l_n = 20\text{ мкм}$,

$$N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, N_{A0} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \mu_n = 5 \cdot 10^4 \left(\frac{T}{77}\right)^{-2.6} \text{ см}^2/\text{Вс}, \mu_p = 2,5 \cdot 10^4 \left(\frac{T}{77}\right)^{-3.6} \text{ см}^2/\text{Вс},$$

$$n_i = 2,9 \cdot 10^{15} \sqrt{(TE_g(T))^3 \exp(-E_g(T)/KT)} \text{ см}^{-3}, E_g(T) = 0,0814 + \frac{4,5 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 50} \text{ эВ} [22,23].$$

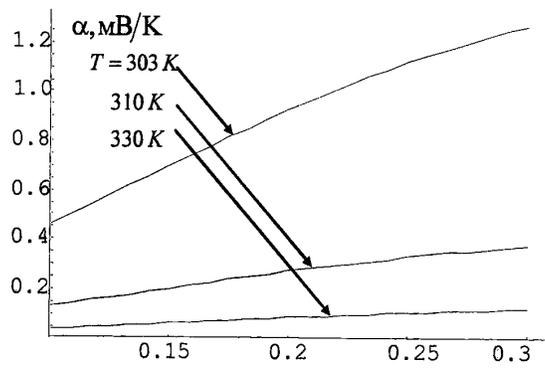
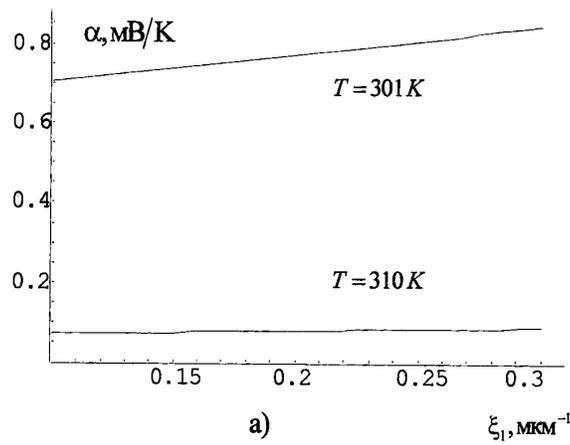


Рис.4. Зависимости коэффициента термо-ЭДС $\alpha(\xi_1)$ для р-п переходов из Si (а), $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (б)

На рис.2-4 представлены результаты численного расчета зависимости абсолютных значений $U_c(\xi_1)$ (рис.2а, б), $\beta(\xi_1)$ (рис.3а, б), $\alpha(\xi_1)$ (рис.4а, б) для р-п переходов из Si (рис.2а, 3а, 4а) и из $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ (рис.2б, 3б, 4б).

При градиенте температуры $300 \leq T \leq 360 K$ и концентрации акцепторов $0 \leq \xi_1 \leq 0,3 мкм^{-1}$ величина термо-ЭДС увеличивается почти в два раза для Si ($\sim 3 мВ$) и более одного порядка для $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ ($\sim 3,5 мВ$), а коэффициент термо-ЭДС растет до $800 мкВ/К$ для Si и $1200 мкВ/К$ для $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ ¹,

Внутреннее тянущее поле E_V , создаваемое градиентом концентрации легирующих акцепторов, увеличивая “эффективную” длину свободного пробега “горячих” носителей заряда², способствует скоплению избыточных электронов в р области (или дырок в п области). Образующееся при этом дополнительное электрическое поле приводит к снижению высоты потенциального барьера на величину, равную барьерной термо-ЭДС. Ясно, что при определенном направлении градиента температуры в зависимости от параметров полупроводника созданием неоднородного распределения акцепторов или/и доноров можно существенно увеличить $L_{n,TV}$ или $L_{p,TV}$. Отметим, что неоднородное легирование (в частности, по закону (1)) легко можно создавать по обычному методу термической диффузии. Таким образом, созданием различных форм распределения легирующих примесей (акцепторов, доноров или совместно обоих) можно добиться существенного увеличения величины добротности и коэффициента термо-ЭДС обычных термоэлементов на основе р-п переходов.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов ISTC A-322 и ANSEF PS 53.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стафеев В.И. Инжекционный перенос тепла //ФТТ.-1960.-Т.11, N3.-С. 438-444.
2. Вейнгер А.И., Парицкий Л.Г., Акопян Э.И., Дадамирзаев Г. Термо-ЭДС горячих носителей тока на р-п переходе //ФТП.-1975.-Т.9, N2.-С.216-224.
3. Балмуш И.И., Дашевский З.М., Касиян А.И. Термоэлектрические эффекты в многослойных полупроводниковых структурах.- Кишинев: Штиница, 1992. - 189 с.
4. Равич Ю.И., Пшеная-Северин Д.А. Термоэлектрическая добротность р-п перехода //ФТП.-2001.-Т.35, N10.-С.1214-1217.

¹ При длине р области $l_p = 20 мкм$ (Si) и $l_p = 5 мкм$ ($Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$) концентрация акцепторов изменяется примерно на два порядка для Si и в три раза для $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$.

² “Эффективная” длина свободного пробега электронов в р области $L_{n,TV} \sim \xi_{n,T} \sim \xi_1$ и увеличивается при наличии градиента концентрации акцепторов. Ясно, что для увеличения “эффективной” длины свободного пробега дырок в п области необходимо создать градиент концентрации доноров в п области перехода.

5. **Гольцман Б.М., Дашевский З.М., Кайданов В.А., Коломиец Н.В.** Пленочные термоэлементы: Физика и применение. - М.: Наука, 1985.- 232 с.
6. **Балмуш И.И., Дашевский З.М., Касян А.И.** Термоэлектрическая добротность полупроводниковых материалов //ФТП.-1995.-Т.29, N6.-С. 17961801.
7. **Гудкин Т.С., Иорданишвили Е.К., Фискинд Е.Э.** Эффект поперечного охлаждения в слоистой искусственно-анизотропной среде //Письма в ЖТФ.-1978.-Т.4, N10.-С.607-610.
8. **Бородин В.В., Гельфгат Д.М., Дашевский З.М.** Пленочные термоэлектрические и термомагнитные датчики теплового излучения и их выходные параметры //Инж.-физ. журнал.-1983.-Т.44, N4.-С.573-580.
9. **Sandomirsky V., Butenko A.V., Levin R. and Schlesinger Y.** Electric-field-effect thermoelectrics //J. of Appl. Phys.-2001.-V.90, N5.-P.2370-2379.
10. **Булат Л.И., Загордонец В.С.** Предельная термоэлектрическая добротность полупроводниковых кристаллических материалов //ФТП.-1995.-Т.29, N6.-С.17431748.
11. **Kohri H., Tanaka K., Shiota I.** Proc. Int. Conf. CIMTEC 2002, Florence, July 14-18, 2002.
12. **Ghoshal U., Ghoshal S., McDowell C., Shi L., Cordes S. and Farinelli M.** Enhanced thermoelectric cooling at cold junction interfaces //Appl. Phys. Letters.-2002.-V.80, N16.-P.3006-3008.
13. **Abu-Geel N., Aslam M., Ager R. and Rimai L.** Thermoelectric effect in p-n junction // Semicond. Sci. Technol.-2000.-V.15, N3.-P.32-36.
14. **Гаспарян Ф.В., Адамян З.Н., Арутюнян В.М.** Чувствительность S-фотодиодов при наличии градиента концентрации глубоких центров //ФТП.-1981.-Т.15, N10.-С.1879-1882.
15. **Гаспарян Ф.В., Адамян З.Н., Арутюнян В.М.** Кремниевые фотоприемники. - Ереван: Изд. ЕГУ, 1989.-362 с.
16. **Гаспарян Ф.В., Агасарян Г.Г.** Новый механизм внутреннего усиления в инжекционных фотодиодах из компенсированных полупроводников //ДАН АрмССР.-1993.-Т.94, N1.-С.29-36.
17. **Гаспарян Ф.В., Матевосян К.Б.** Солнечные элементы на основе неоднородно-легированного полупроводника //ДАН АрмССР.-1996.-Т.96, N2-4.-С.55-60.
18. **Gasparyan F.V., Buniatyan V.V., Aroutiounian V.M., Soukiassian P.** Sensitivity of p-n junction based on SiC, doped with deep impurity acceptor levels //Appl. Surface Science.-2001.-V.184, N1-4.-P.466-470.
19. **Гаспарян Ф.В., Арутюнян В.М., Буниатян В.В.** Физические процессы в солнечных элементах с внутренним тянущим полем //Изв. НАН РА. Физика.-2001.-Т.36, N4.-С.210218.
20. **Gasparyan F.V., Aroutiounian V.M., Soukiassian P.** Solar cells on the base of non-uniform doped 6H-SiC p-n junction //Proc. of World Renewable Energy Congress VII, 29 June-5 July, 2002, Cologne, Germany (WREC 2002).-P.56-61.
21. **Абрамян Ю.А., Арутюнян В.М., Ваганян А.И., Гаспарян Ф.В., Багиян Е.М.** Полупроводниковые соединения $Pb_{1-x}Sn_xTe<Cd>$ с высокими значениями термо-ЭДС // Мат.2-й Нац. конф."Полупр.микроэл.". 21-24 мая, 1999, Дилижан.- Ереван, 1999.-С.103-105.
22. Таблицы физических величин: Справочник /Под ред. **И.К. Кикоина**. - М.: Атомиздат, 1976.-1005 с.
23. **Абрамян Ю.А., Гаспарян Ф.В., Мартиросян Р.М.** Пороговые характеристики фотодетекторов, ИК-радиометры и основные материалы современной фотоэлектроники.-Ереван: Изд. ЕГУ, 2000.-153 с.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 03.06.2004.

**Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Վ.Վ. ԲՈՒՆԻԱՏՅԱՆ**

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ p-n ԱՆՑՄԱՆ ՋԵՐՄԱԷԼԵՄԵՆՏ

Դիտարկված է լեգիրացնող ծանծաղ ակցեպտորների անհամասեռ (էքսպոնենցիալ) բաշխվածության ազդեցությունը p-n անցման հիման վրա ստեղծված ջերմաէլեմենտի ջերմաէլեմենտի վրա: Ցույց է տրված, որ ստեղծված լրացուցիչ ներքին ձգող դաշտը նպաստում է ջերմաէլեմենտի գործակցի արժեքի աճին: Թվային հաշվարկները կատարված են Si-ից և $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ -ից պատրաստված p-n անցումների համար:

F.V. GASPARYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, V.V. BUNIATYAN

THERMO-EMF OF NON-HOMOGENEOUSLY DOPED p-n JUNCTION

The influence of non-homogeneously (exponential) distribution of shallow acceptors on thermo-emf coefficient of the thermo element based on p-n junction is discussed. It is shown that the developed additional internal field facilitates the increase of thermo-emf coefficient. Numerical calculations are carried on for p-n junctions based on Si and $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$.