О температурной зависимости термоэдс неупорядоченных полупроводников

© О.Е. Парфенов¶, Ф.А. Шклярук

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

(Получена 3 августа 2006 г. Принята к печати 24 ноября 2006 г.)

В рамках термодинамики необратимых процессов найдены общие выражения для температурной зависимости термоэдс в области прыжковой проводимости для неупорядоченных материалов при низких температурах. Проведен учет влияния вырождения примесных уровней на термоэдс. В свете полученных результатов обсуждены экспериментальные данные по термоэдс в аморфных и примесных полупроводниках.

PACS: 72.20.Ee, 72.20.Pa

1. Введение

Отличительной особенностью неупорядоченных полупроводников, к которым относятся примесные и аморфные полупроводники, является наличие локализованных состояний в запрещенной зоне. При низких температурах перенос заряда осуществляется прыжками между локализованными состояниями. Вероятность прыжка определяется вероятностью поглотить фонон с энергией ε

$$\exp(-\varepsilon/kT) \tag{1}$$

и фактором перекрытия волновых функций

$$\exp(-2r/a_L), \tag{2}$$

где T — температура, k — постоянная Больцмана, r — расстояние между локализованными состояниями, a_L — радиус локализации. Конкуренция между этими двумя факторами приводит к двум возможным типам прыжковой проводимости. Если $\varepsilon/kT < 2r/a_L$, то прыжки происходят по ближайшим соседям, если $\varepsilon/kT > 2r/a_L$, то имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка.

Мотт показал [1], что вклад в проводимость дают не все состояния, а только те, энергии которых E лежат в активной полоске вблизи уровня Ферми шириной 2Δ, где Δ — характерная энергия прыжка, и получил формулу для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. В трехмерном случае проводимость есть

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-(T_0/T)^{1/4}\right], \tag{3}$$

где предэкспоненциальный множитель σ_0 слабо зависит от температуры, а энергия прыжка Δ равна $k(T_0T^3)^{1/4}$. Постоянная T_0 непосредственно связана с плотностью состояний и радиусом локализации:

$$T_0 = \frac{\gamma}{kN(\mu)\, a_L^3}, \tag{4}$$

где $N(\mu)$ — плотность состояний на уровне Ферми μ, $\gamma = \mathrm{const}$.

Вследствие электрон-электронного взаимодействия возможно появление „кулоновской щели“ в плотности состояний на уровне Ферми, это приводит к отличной от (3) температурной зависимости проводимости [2]:

$$\sigma \propto \exp\left[-(T_0/T)^{1/2}\right]. \tag{5}$$

В случае прыжков по ближайшим соседям прыжковая проводимость имеет активационный вид с энергией активации ε_3:

$$\sigma = \sigma_3 \exp(-\varepsilon_3/kT). \tag{6}$$

Чтобы получить точное значение коэффициента γ в формуле (3) или зависимость прыжковой проводимости от количества примеси и вида плотности состояний, были использованы методы теории перколяции [3]. Применение методов теории перколяции стало возможно после работы Миллера и Абрахамса [4], которые показали, что решение задачи прыжковой проводимости в неупорядоченных материалах может быть сведено к нахождению проводимости случайной сетки сопротивлений. При этом каждый узел сетки соответствует одному из локальных центров, а узлы попарно соединены сопротивлениями.

Для нахождения температурной зависимости термоэдс теория перколяции была впервые использована Звягиным [5]. Если плотность состояний медленно меняется в пределах активной полоски, то в случае прыжков переменной длины термоэдс равна

$$\alpha = -\frac{1}{e}\,\xi\,\frac{(T_0T)^{1/2}}{\widetilde{E}}, \tag{7}$$

где ξ — численный множитель порядка 0.1, а $\widetilde{E} = [d\ln N(E)/dE]^{-1}_{E=\mu}$ есть характерная энергия, на которой меняется плотность состояний $N(E)$. Отметим, что в случае постоянной плотности состояний термоэдс обращается в нуль. В случае прыжковой проводимости по ближайшим соседям термоэдс равна [6]

$$\alpha = -\frac{1}{e}\,\frac{\varepsilon_3}{T} + A, \tag{8}$$

где ε_3 есть энергия активации, а A — кинетический член, не зависящий от температуры.

¶ E-mail: parfenov@isssph.kiae.ru

Отличный от (8) результат был получен в [7] с помощью метода эффективной среды (в котором сопротивления между соседними узлами усреднены по всем парам):

$$\alpha = -\frac{5}{6}\left[\frac{E_m^2(0)}{2kT} + \frac{2\pi kT}{3}\right]\left[\frac{d\ln N(E)}{dE}\right]_{E=\mu}, \qquad (9)$$

где $E_m(0)$ — энергия активации проводимости при 0 K. Однако автор [7] не дает четкого обоснования полученной им линейной температурной зависимости термоэдс, что не позволяет с уверенностью пользоваться формулой (9).

Анализ экспериментальных данных показывает, что температурные зависимости термоэдс вида (7), (8) в чистом виде наблюдаются редко. Так, в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка наблюдается термоэдс вида $A\sqrt{T} + BT$ [8–12], а в случае прыжков по ближайшим соседям $A/T + BT$ [13–15]. Часто наблюдается и чисто линейная температурная зависимость [16,17]. Подобное поведение свойственно металлам, термоэдс в которых описывается формулой Мотта [1]

$$\alpha = \frac{\pi^2}{3}\,\frac{k}{e}\,\frac{kT}{\widetilde{E}}. \qquad (10)$$

Эта формула выводилась для делокализованных носителей, и ее использование в случае прыжковой проводимости некорректно. Помимо описанных случаев при низких температурах наблюдается и не зависящая от температуры термоэдс [18,19].

Таким образом, теория перколяции, хорошо описывающая температурную зависимость прыжковой проводимости [1–3], лишь частично описывает термоэдс.

Цель данной работы состоит в объяснении наблюдаемых в экспериментах температурных зависимостей термоэдс в области прыжковой проводимости, в частности объяснении „металлического“ хода термоэдс.

Явление прыжковой проводимости на постоянном токе мы рассматриваем как процесс макроскопической диффузии электронов. Это позволяет использовать методы термодинамики необратимых процессов и статистической физики для вычисления термоэдс. Такой подход позволяет не детализировать тип примесного состояния. Рассматривается только диффузионная термоэдс, так как для прыжкового механизма переноса заряда эффект фононного увлечения отсутствует [5].

2. Прыжковая проводимость как макроскопическая диффузия

В сплошной среде диффузия описывается как случайное блуждание и средний квадрат перемещения пропорционален времени,

$$\langle r^2\rangle \propto t, \qquad (11)$$

в то время как теории перколяции соответствует аномальный закон диффузии с более медленной временнóй зависимостью [20],

$$\langle r^2\rangle \propto t^{\kappa}, \qquad \kappa < 1, \qquad (12)$$

обусловленной фрактальной структурой перколяционного кластера. Различие между процессом перколяции и нормальной диффузией здесь сохраняется. В случае классической диффузии вероятность перехода остается той же после каждого прыжка, независимо от положения частицы. В случае перколяции каждый прыжок характеризуется индивидуальной вероятностью прыжка и зависит от предшествующих переходов.

В теории перколяции рассматривается среда, в которой случайным образом с вероятностью p связь между соседними узлами цела, а с вероятностью $(1-p)$ разорвана. Тогда при $p=0$ все связи разорваны, а при $p=1$ среда состоит из целых связей. Существует некоторое критическое значение p_c, называемое порогом перколяции, при котором противоположные стороны рассматриваемой среды впервые соединяются посредством целых связей [2].

При вычислении проводимости с помощью теории перколяции считают, что система находится вблизи перколяционного перехода, так как начиная с момента $p = p_c + \delta$, где δ определяет критическую область, при удалении от порога проводимость почти не меняется [2]. Реальные образцы могут находиться вдали от перколяционного порога. В этом случае может иметь место кроссовер от процесса перколяции к нормальной диффузии, когда масштаб рассматриваемой системы намного превышает длину корреляции перколяционного кластера ξ_c.

Определим, когда будет выполняться обычная диффузия. Так, образец с линейным размером $l \sim 1$ см можно разбить на большое количество, $\sim 10^{12}$, макроскопических частей размером $h \sim 1$ мкм, в которых термодинамические флуктуации малы [21]. Размер критической области для элементарного микрометрового объема определяется величиной $\delta = (a/h)^{1/\nu}$, где a — расстояние между примесями, а ν — критический индекс (равный в трехмерном случае 0.88). Если $a < h/100$, получаем $\delta \le 10^{-2}$. В случае прыжков по ближайшим соседям, для которых длина корреляции равна $\xi_c = a(2r_c/a + \varepsilon_3/kT) \sim N^{-1/3}$ [2] и $p - p_c = (a/\xi_c)^{1/\nu} \approx 0.1 > \delta$, условие кроссовера выполняется при $N > 10^{12}$ см$^{-3}$. В случае прыжков переменной длины $\xi_c = a(T_0/T)^{(1+\nu)/4}$, для $p - p_c = (a/\xi_c)^{1/\nu} \approx 0.1 > \delta$ условие кроссовера $T_0/T < 10^6$. Иными словами, вне критической области число прыжков, за которое заряд под действием электрического поля проходит весь образец, становится очень большим. При $h \gg \xi_c$ с увеличением числа прыжков заряда происходит усреднение вероятности прыжков по всем параметрам транспорта заряда, так что сложный по микроскопической структуре процесс перколяции переходит на большом масштабе в макроскопическую нормальную диффузию.

Таким образом, при соблюдении полученных условий прыжковую проводимость можно рассматривать как процесс нормальной диффузии на больших расстояниях. Это дает возможность использовать термодинамику необратимых процессов при рассмотрении термоэдс в области прыжковой проводимости.

3. Термоэдс в области прыжковой проводимости

Термодинамика необратимых процессов базируется на понятии локального равновесия и соотношениях Онзагера [21]. Из принципа симметрии кинетических коэффициентов, сформулированного в общем виде Онзагером, следует соотношение Кельвина между термоэдс и коэффициентом Пельтье Π

$$\alpha = -\frac{\Pi}{eT}. \tag{13}$$

В свою очередь коэффициент Пельтье определяется средней энергией, переносимой носителями заряда, относительно химического потенциала μ. Подставляя $\Pi = \langle E-\mu\rangle$ в (13), получим

$$\alpha = -\frac{k}{e}\frac{\langle E-\mu\rangle}{kT}. \tag{14}$$

Средняя энергия находится с помощью усреднения по потоку частиц:

$$\langle E-\mu\rangle = \frac{\int_0^{+\infty}(E-\mu)\,dj_n(E)}{\int_0^{+\infty}dj_n(E)}. \tag{15}$$

Поток носителей заряда $\int_0^{+\infty}dj_n(E)$ определяется дрейфовой скоростью V_{dr}, плотностью состояний $N(E)$, распределением Ферми $f(E)$ и вероятностью $p(E)$ того, что частица с энергией E участвует в прыжках. Таким образом, поток частиц с энергиями от E до $E+dE$ равен

$$dj_n(E) = eV_{\mathrm{dr}}\,N(E)\,f(E)\,p(E)\,dE. \tag{16}$$

Для нормальной диффузии из первой предельной теоремы теории вероятности следует, что $p(E)$ имеет вид функции Гаусса. Нормировку выберем таким образом, чтобы средняя энергия прыжка была равна Δ:

$$\int_0^{+\infty}E^2p(E)\,dE = \Delta^2. \tag{17}$$

Перепишем формулу (15), подставляя в нее $dj_n(E)$ и $p(E)$:

$$\langle E-\mu\rangle = \frac{\int_0^{+\infty}(E-\mu)N(E)f(E)\exp\left[-(E-\mu)^2/2\Delta^2\right]dE}{\int_0^{+\infty}N(E)f(E)\exp\left[-(E-\mu)^2/2\Delta^2\right]dE}. \tag{18}$$

Пока мы учли только энергию, переносимую электронами, но необходимо учитывать также и дырки. Вклады электронов и дырок в термоэдс в случае прыжковой проводимости не аддитивны [22]. Средняя переносимая энергия равна

$$\langle E-\mu\rangle = \frac{1}{2}\Big(\langle E-\mu\rangle_n + \langle E-\mu\rangle_p\Big), \tag{19}$$

где индексы n и p относятся к электронам и дыркам соответственно. При низких температурах $(kT \ll \mu)$ можно ограничиться первым температурным членом в разложении интеграла:

$$\int_0^{+\infty}G_i(E)f(E)dE \approx \int_0^{\mu}G_i(E)\,dE + \frac{\pi^2}{6}(kT)^2\left(\frac{dG_i(E)}{dE}\right)_{E=\mu}, \tag{20}$$

где $f(E)$ — функция распределения Ферми, а функция $G_i(E)$ в нашем случае есть $(E-\mu)N(E)\times\exp[-(E-\mu)^2/2\Delta^2]$ или $N(E)\exp[-(E-\mu)^2/2\Delta^2]$.

Считая, что плотность состояний медленно меняется вблизи уровня Ферми, получим

$$\langle E-\mu\rangle \approx \left(\frac{\pi-2}{\pi}\Delta^2 + \frac{2\pi}{3}(kT)^2\right)\left(\frac{d\ln N(E)}{dE}\right)_{E=\mu}. \tag{21}$$

Подставляя (21) в (14), находим прыжковую термоэдс:

$$\alpha \approx -\frac{k}{e}\left(\frac{\pi-2}{\pi}\frac{\Delta^2}{kT} + \frac{2\pi}{3}kT\right)\left(\frac{d\ln N(E)}{dE}\right)_{E=\mu}. \tag{22}$$

В трехмерном случае, если имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, характерная переносимая энергия есть $\Delta = k(T^3T_0)^{1/4}$. Подставляя Δ в (22), получим

$$\alpha \approx -\frac{k}{e}\left(\frac{\pi-2}{\pi}k\sqrt{TT_0} + \frac{2\pi}{3}kT\right)\left(\frac{d\ln N(E)}{dE}\right)_{E=\mu}. \tag{23}$$

В случае двумерной проводимости, когда $\sigma \propto \exp(-T^{-1/3})$ и $\Delta = k(T_0T^2)^{1/3}$, термоэдс равна

$$\alpha \approx -\frac{k}{e}\left(\frac{\pi-2}{\pi}k\sqrt[3]{TT_0^2} + \frac{2\pi}{3}kT\right)\left(\frac{d\ln N(E)}{dE}\right)_{E=\mu}. \tag{24}$$

Также возможно образование кулоновской щели в плотности состояний на уровне Ферми, при этом $\Delta = k(T_0T)^{1/2}$ и проводимость имеет вид (5). Учитывая, что вблизи уровня Ферми $N(E) \propto E^2$, и вычисляя (19) заново, получаем нулевую термоэдс, это является следствием симметрии переходов электронов и дырок относительно уровня Ферми.

Если в области прыжковой проводимости с прыжками по ближайшим соседям выполняется условие $kT \ll \mu$, то, подставляя $\Delta = \varepsilon_3$ в (22), получим

$$\alpha \approx -\frac{k}{e}\left(\frac{\pi-2}{\pi}\frac{\varepsilon_3^2}{kT} + \frac{2\pi}{3}kT\right)\left(\frac{d\ln N(E)}{dE}\right)_{E=\mu}. \tag{25}$$

Видно, что термоэдс имеет минимум при

$$T_{\min} = \varepsilon_3 \sqrt{\frac{3(\pi - 2)}{2\pi^2}}, \tag{26}$$

и, определив температуру минимума, можно оценить энергию активации проводимости.

4. Термоэдс, обусловленная вырождением

До сих пор мы не учитывали вырождение локальных центров, которое может оказаться существенным для термоэдс. Некоторые авторы [1,5] указывают на необходимость учета вклада в прыжковую термоэдс, связанного с вырождением примесных уровней. Так, согласно [1], для немагнитных материалов при высоких температурах должен присутствовать энтропийный вклад, равный $(k/e)\ln 2 \approx 60$ мкВ/K. Для малых поляронов этот вопрос рассматривался в работе [23] для магнитных полупроводников, где показано, что вклад, связанный с вырождением, почти не проявляется из-за спин-поляронных эффектов как в парамагнитной области, так и в области с магнитным порядком.

Распределение Ферми с учетом вырождения есть

$$f(E) = \frac{1}{1 + \beta e^{-(E-\mu)/kT}}, \tag{27}$$

где β — фактор вырождения локализованного состояния, включающий как спиновый, так и орбитальный вклады [24]. Переопределим химический потенциал:

$$\tilde{\mu} = \mu - kT \ln\beta. \tag{28}$$

Так как термоэдс есть

$$\alpha = -\frac{k}{e}\,\frac{\langle E - \mu\rangle}{kT},$$

с учетом (28) мы получим дополнительную термоэдс, обусловленную вырождением,

$$\alpha_{\text{deg}} = -\frac{k}{e}\,\ln\beta. \tag{29}$$

Вырождение должно сказаться и на средней энергии $\langle E\rangle$ ввиду изменения химического потенциала. Учет вырождения приводит к добавкам в термоэдс

$$\Delta\alpha_{\text{deg}} \approx -\frac{k}{e}\ln\beta\left(\frac{\pi-2}{\pi}\,\Delta^2 + \frac{2\pi}{3}\,kT^2\right)\widetilde{E}^{-2}, \tag{30}$$

однако эти добавки малы. Если взять для оценки $T_0 = 10^5$ K, $\widetilde{E} = 100$ мэВ, то для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка при 10 K отношение $\Delta\alpha_{\text{deg}}/\alpha_{\text{deg}} = 0.003$. Несущественно влияние $\Delta\alpha_{\text{deg}}$ и на температурную зависимость $\alpha(T)$. Так, при указанных выше условиях температурная поправка менее 1%. Таким образом, можно выделить вклад α_{deg} и по (29) определить фактор вырождения β. Проявление полного вклада α_{deg} возможно только при условии, когда локальный центр является парамагнитным.

5. Обсуждение результатов

Из полученных нами формул (23)–(25) следует, что термоэдс содержит два вклада. Первый определяется переносом потенциальной энергии носителей, а второй связан с тепловой энергией. Последнее обстоятельство не учитывается теорией перколяции для термоэдс.

Величина постоянной T_0 определяет преобладание либо корневого, либо линейного члена в температурной зависимости термоэдс. При $T_0 > 10^4$ K доминирует корневая температурная зависимость, а при $T_0 < 10^3$ K термоэдс имеет фактически линейную температурную зависимость. Полученный результат качественно согласуется с экспериментальными данными. В работе [8] исследовалась термоэдс a-GaSb. При температурах ниже 70 K проводимость отвечает закону Мотта (3) с $T_0 = 7 \cdot 10^4$ K. При этом термоэдс, как и следует из (23), имеет корневую температурную зависимость. Влияние количества примеси на величину и вид термоэдс можно проследить по работе [12]. В этой работе содержится обзор исследований термоэдс $\mathrm{CH(FeCl_2)}_x$ при разной степени допирования. Автор эмпирически показал, что экспериментальные кривые температурной зависимости термоэдс имеют вид $A\sqrt{T} + BT$, что совпадает с полученной нами формулой (23). Из формулы (23) следует, что увеличение количества примеси приводит к увеличению роли линейного члена и уменьшению величины термоэдс, что согласуется с экспериментом. При увеличении T_0 температурная зависимость термоэдс в формуле (23) приближается к чисто корневой. Как показано выше, наш подход верен только при $T_0/T < 10^6$, а при $T_0/T > 10^6$ правильно использовать формулу (7), так как эта область отвечает процессу перколяционного переноса заряда с очень большой длиной корреляции.

В области прыжков по ближайшим соседям термоэдс описывается формулой (25) и имеет минимум при $T_{\min}$ (26), что часто наблюдается в эксперименте. В обзоре [14] приводятся результаты исследования транспортных свойств $(\mathrm{Pb_{0.78}Sn_{0.22}})_{1-y}\mathrm{In}_y\mathrm{Te}$. Для образцов с $y = 2$ и 3% наблюдалась термоэдс вида $A/T + BT$. Из данных по проводимости было найдено значение энергии активации ε_3 для образца с $y = 3\%$, равное 44 мэВ. Минимум термоэдс соответствует ~ 200 K, откуда по (26) находим $\varepsilon_3 \approx 44$ мэВ. В работе [13] исследовались образцы $\mathrm{Fe_3O_{4-x}F_x}$ при разных степенях допирования, при этом в области прыжковой проводимости по ближайшим соседям термоэдс имеет минимум. Для образца с $x = 0.1$ имеем из температурного хода проводимости $\varepsilon_3 = 61$ мэВ, а из минимума термоэдс по (26) находим $\varepsilon_3 \approx 60$ мэВ, для образца с $x = 0.05$ из проводимости находим $\varepsilon_3 = 76$ мэВ и из минимума термоэдс $\varepsilon_3 \approx 40$ мэВ.

При низких температурах в нейтронно-легированном Ge : Ga [25] и в квазиаморфных углеродах [26] наблюдается скачок термоэдс до нуля. При этом проводимость осуществляется прыжками с переменной длиной. Как было показано выше, в случае наличия симметричной „кулоновской щели“ на уровне Ферми термоэдс должна обращаться в нуль.

Термоэдс аморфного германия [18] в области 60–300 K оказывается не зависящей от температуры и равна ~ 60 мкВ/K. К не зависящей от температуры термоэдс может привести постоянная плотность состояний вблизи уровня Ферми; тогда, согласно (22), термоэдс становится равной нулю, и остается только член, обусловленный вырождением (29), равный $(k/e)\ln 2 \approx 60$ мкВ/K, что близко к экспериментальным значениям термоэдс. Исследования La_2CuO_4 [27,28] показывают аномальное поведение термоэдс в районе магнитного перехода. В зависимости от содержания кислорода наблюдаются скачки термоэдс в районе антиферромагнитного перехода 60 мкВ/K $= (k/e)\ln 2$ либо 120 мкВ/K $= (k/e)\ln 4$, или выше температуры Нееля T_N наблюдается широкое плато на уровне ~ 120 мкВ/K.

6. Заключение

В рамках термодинамики необратимых процессов при низких температурах вычислена прыжковая термоэдс для неупорядоченных полупроводников. Это позволило объяснить линейную температурную зависимость термоэдс, наблюдаемую в экспериментах. Причиной ее возникновения является асимметрия переносимых электронами и дырками энергий как вследствие непостоянной плотности состояний вблизи уровня Ферми, так и благодаря размытию фермиевского распределения. В случае малых концентраций и низких температур определяющую роль играет корневая зависимость термоэдс от температуры, при этом нормальная диффузия на больших масштабах должна переходить в перколяцию.

Сравнение с экспериментом показало, что во многих случаях полученные нами формулы качественно описывают экспериментальные данные.

При слабом взаимодействии спина примесного состояния с окружением можно получить сведения о вырождении примесных уровней.

Авторы благодарны И.П. Садикову и А.А. Чернышову за внимание и поддержку данной работы.

Список литературы

[1] Н.Ф. Мотт, Е.А. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982) [Пер. с англ.: N.F. Mott, E.A. Devis. *Electronic Properties in Noncrystalline Materials* (Oxford, 1979)].
[2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) [B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Berlin, Springer, 1979)].
[3] V. Ambegaokar, B.I. Halperin, J.S. Langer. Phys. Rev. B, **4**, 2612 (1971).
[4] A. Miller, E. Abrahams. Phys. Rev., **120**, 745 (1960).
[5] I.P. Zvyagin. In: *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak, B. Shklovskii (Elsevier Science Publishers B.V., 1991) p. 143; I.P. Zvyagin. Phys. Status Solidi B, **58**, 443 (1973).
[6] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, А.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981).
[7] T.E. Whall. J. Phys. C: Solid State Phys., **14**, 887 (1981).
[8] В. Демишев, М.В. Кондрин, А.А. Пронин, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, А.Г. Ляпин, Дж. Бискупски. Письма ЖЭТФ, **68**, 801 (1998).
[9] M.A. Buhannic, M. Danot, P. Colombet, P. Dordor, G. Fillion. Phys. Rev. B, **34**, 4790 (1986).
[10] C.-J.L. Liu, H. Yamauchi. Phys. Rev. B, **51**, 11 826 (1995).
[11] K.R. Krylov, A.I. Ponomarev, V.I. Tsidilkovskii, G.V. Bazuev, V.L. Kozhevnikov, S.M. Cheshnitskii. Phys. Lett. A, **131**, 203 (1988).
[12] A.B. Kaiser. Phys. Rev. B, **40**, 2806 (1989).
[13] H. Graener, M. Rosenberg, T.E. Whall, M.R. Jones. Phil. Mag., **40**, 389 (1979).
[14] И. Равич, С.А. Немов. ФТП, **36**, 3 (2002).
[15] R.R. Heikes, A.A. Maradudin, R.C. Miler. Ann. Phys. (Paris), **8**, 773 (1963).
[16] M. Cutler, N.F. Mott. Phys. Rev., **181**, 1336 (1969).
[17] C.O. Yoon, M. Reghu, D. Moses, A.J. Heegr, Y. Cao. Phys. Rev. B, **48**, 14 080 (1993).
[18] A.J. Lewis. Phys. Rev. B, **13**, 2565 (1976).
[19] A.J. Lewis. Phys. Rev. B, **14**, 658 (1976).
[20] A. Bunde, J.W. Kantelhardt. In: *Diffusion in Condensed Matter*, ed. by J. Karger, R. Haberlandt (Springer Verlag, Berlin, 2005).
[21] И. Пригожин, Д. Кондепуди. *Современная термодинамика* (М., Мир, 2002). [Пер. с англ.: D. Kondepudi, I. Prigogine. *Modern Thermodynamics* (N.Y., Editions Odile Jacobs, 1999)].
[22] В.В. Косарев. ФТП, **8**, 1378 (1974).
[23] N.-L.H. Liu, D. Emin. Phys. Rev. B, **30**, 3250 (1984).
[24] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964) [Пер. с англ.: J.S. Blakemore. *Semiconductor Statistics* (Pergamon Press, Oxford, 1962)].
[25] А.Г. Андреев, А.Г. Забродский, И.П. Звягин, С.В. Егоров. ФТП, **31**, 1174 (1997).
[26] Л.Ю. Мацуй, Л.Л. Вовченко, И.В. Овсиенко. ФНТ, **26**, 70 (2000).
[27] О.Е. Парфенов, А.А. Никонов. Письма ЖЭТФ, **76**, 719 (2002).
[28] О.Е. Парфенов, А.А. Никонов. Письма ЖЭТФ, **80**, 284 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

About the temperature dependence of thermo-emf in disordered semiconductors

O.E. Parfenov, F.A. Shklyaruk

Russian Sciencific Center „Kurchatov's Institute“,
123182 Moskow, Russia