

©1993

КОЭФФИЦИЕНТ НЕРНСТА-ЭТТИНГСХАУЗЕНА В ВЫСОКОЧИСТЫХ АЛЮМИНИИ И ИНДИИ И ЭКСПОНЕНТА ПАЙЕРЛСА

В.Н.Моргун, Н.Н.Чеботаев

Исследован экспериментально коэффициент Нернста-Эттингсхаузена (КНЭ) в высокочистом алюминии в интервале температур 4–150 К и магнитных полей 0.71–6 Тл. Дан анализ характера температурных зависимостей КНЭ для Al и In с учетом электрон-фононных межлистных процессов переброса. Показано, что процессы переброса превышают вклад от нормальных столкновений в компоненте увеличения и приводят к положительному знаку КНЭ в сильных магнитных полях и отрицательному в слабых. На основе данных по перебросной компоненте КНЭ выделена экспонента Пайерлса в сильном магнитном поле и определены соответствующие межлистные щели для Al и In, отвечающие γ - и β -орбитам электронной поверхности Ферми. Исследования КНЭ при $T \rightarrow 0$ и достаточно высоких магнитных полях позволяют оценить электронную и фононную теплоемкости металла.

К настоящему времени получено большое количество экспериментальных данных по термоэдс чистых металлов в магнитном поле при низких температурах [1–4]. Однако многие из них не получили своего объяснения. В частности, для некомпенсированных металлов Al и In не нашли четкого отражения как в эксперименте, так и в анализе данные по электрон-фононным межзонным процессам переброса [2,3], в том числе не выяснен вопрос об экспоненте Пайерлса [5,6]. Недавно появились теоретические работы [6,7], исследующие тензор изотермической термоэдс высокочистых металлов в сильных и промежуточных магнитных полях ($\omega\tau > 1$, ω — циклотронная частота электрона, τ — время жизни электрона) в условиях, когда преобладающим механизмом релаксации электронов проводимости является малоугловое электрон-фононное рассеяние, а также при учете нормальных N и перебросных U процессов в фононном увлечении электронов. Это позволяет (принимая во внимание работы [5–7] и результаты более ранних теоретических и экспериментальных работ; соответствующие ссылки см. в [1–7]) провести последовательный анализ экспериментальных данных в ряде металлов для отдельных компонент тензора магнитотермоэдс в широком интервале температур.

В настоящей работе выполнены измерения температурной зависимости коэффициента Нернста-Эттингсхаузена (КНЭ) A_{NH} в высокочистом поликристаллическом алюминии с $\rho_{293\text{ K}}/\rho_{4.2\text{ K}} \approx 24\ 000$ в интервале температур 4–150 К и магнитных полей 0.1–6 Тл. На зависимости КНЭ алюминия от температуры обнаружены характерные особенности в виде максимума при $T \sim 30$ К и минимума при $T \sim 70$ К в магнитном поле $B = 6$ Тл, а также изменения знака КНЭ при $T \sim 10, 50$ и 130 К. Такие же

особенности КНЭ наблюдаются и в меньших магнитных полях, но при более низких температурах.

В работе дан анализ характера температурных зависимостей КНЭ для Al и In, исследованного ранее в [2] и имеющего аналогичную зависимость $A_{нэ} = f(T)$ с учетом электрон-фононных процессов переброса [6,7]. Для диффузионной компоненты $A_{нэ}$ в Al наблюдается изменение знака при переходе от предела сильного магнитного поля ($\omega\tau \gg 1$) к пределу слабого магнитного поля ($\omega\tau \ll 1$). Для компоненты увлечения $A_{нэ}$ показано, что при $\omega\tau > 1$ и 7–30 К для Al и 2.5–6 К для In вклад от процессов переброса превышает вклад нормальной компоненты, обуславливая положительный знак $A_{нэ}$ в сильных магнитных полях и отрицательный в слабых. В интервале температур 5–20 К для Al и 2.5–5 К для In выделена экспонента Пайерлса с характерными температурами $T_0 \sim 22$ и ~ 6 К для Al и $T_0 \sim 7$ К для In, связанными с величинами межлистных щелей между поверхностью Ферми во второй и третьей зоне Бриллюэна.

1. Коэффициент Нернста–Эттингсхаузена в некомпенсированном металле

При измерениях КНЭ в магнитном поле при низких температурах в связи с особенностями эксперимента (измерения в вакууме) непосредственно исследуемой величиной является адиабатический КНЭ, определяемый аналогично коэффициенту Холла, с граничными условиями $Q = (Q, 0, 0)$, $j = 0$ (∇T_y и $\nabla T_z \neq 0$) [3]

$$A_{нэ} = \frac{E_y}{Q_x} \frac{1}{B} = -\frac{S_{yx}^a W_{xx}}{B}. \quad (1)$$

Здесь B — напряженность магнитного поля, направленного вдоль оси z ; $Q_x = -\nabla T_x / W_{xx}$ — плотность теплового потока вдоль оси x ; E_y — напряженность электрического поля Нернста–Эттингсхаузена вдоль оси y ; S_{yx}^a — холловская компонента адиабатического тензора магнитотермоэдс; W_{xx} — поперечное тепломагнитосопротивление; j — плотность электрического тока. Адиабатическая компонента термоэдс $S_{yx}^a = E_y / \Delta T_x$ может быть выражена через компоненты изотермического тензора термоэдс S_{yy}^u , S_{yx}^u для изотропного случая (поликристалл) или в случае ориентации магнитного поля вдоль кристаллографического направления высокой симметрии в виде [6,8]

$$S_{yx}^a = S_{yx}^u + S_{yy}^u - \frac{W_{yx}}{W_{xx}}, \quad (2)$$

где $W_{yx} = (R_{хол}^\infty)^2 / L_0 T$ — холловская компонента тензора теплосопrotivления при $\omega\tau \gg 1$. Тогда соответственно для КНЭ имеем

$$A_{нэ} = -\left(S_{yx}^u W_{xx} + S_{yy}^u W_{yx} \right) / B. \quad (3)$$

При $\omega\tau \gg 1$ второй член в (3) является ведущим [6]. Поэтому в пределе сильных магнитных полей КНЭ определяется следующим образом:

$$A_{нэ} \cong -\frac{S_{yy}^u W_{yx}}{B} = -\frac{S_{yy}^u}{T} \frac{R_{хол}^\infty}{L_0}, \quad (4)$$

где $R_{\text{хол}}^{\infty} = 1/\Delta n e$ — холловский коэффициент в пределе сильного поля, равный константе [9]; $L_0 = 2.443 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2/\text{К}^2$ — число Лоренца.

Для некомпенсированного металла с замкнутой поверхностью Ферми, подобной Al и In, при $\omega\tau \gg 1$ в работе [6] был получен явный вид компонент тензора магнитотермоэдс S_{yy}^n и S_{yx}^n как функции B и T в условиях преобладающего малоуглового электрон-фононного рассеяния¹ и при учете нормальных процессов переброса в фононном увлечении.

Компонента S_{yy}^n может быть, согласно [6], представлена в виде

$$S_{yy}^n = S_{cyy} + S_{Uyy}, \quad (5a)$$

$$S_{cyy} = (a_0 T + b_0 T^3) Z_{yy}, \quad (5b)$$

$$S_{Uyy} = -(\bar{\delta}/T)\rho_{yy}. \quad (5b)$$

Здесь S_{cyy} — классический член, обусловленный действием градиента температуры на электроны (диффузионная компонента тензора термоэдс) и увлечением фононным ветром в N -процессах; S_{Uyy} — вклад электрон-фононных процессов переброса (U -процессов) в увлечение; ρ_{yy} — поперечное магнитосопротивление металла; величины Z_{yy} и $\bar{\delta}$ — сложные функции ряда физических параметров [6,7], причем $\bar{\delta} \sim T^{0.5}$ ($T \leq \Theta_D/20$), а $Z_{yy} \cong 1$ в пределе $\omega\tau U \gg 1$; a_0, b_0 — константы. Следовательно,

$$A_{\text{нэ}} = A_{\text{нэ}}^c + A_{\text{нэ}}^U, \quad (6a)$$

$$A_{\text{нэ}}^c = -\frac{S_{cyy}}{T} \frac{R_{\text{хол}}^{\infty}}{L_0}, \quad (6b)$$

$$A_{\text{нэ}}^U = +\frac{\bar{\delta}}{T^2} \rho_{yy} \frac{R_{\text{хол}}^{\infty}}{L_0}. \quad (6b)$$

При $T \rightarrow 0$; когда процессы переброса выморожены и $\omega\tau \gg 1$, термоэдс S_{yy}^n можно представить в виде [6]

$$S_{yy}^n = S_{cyy} = a_0 T + b_0 T^3 = (C_e + C_g/3) R_{\text{хол}}^{\infty}. \quad (7a)$$

$$A_{\text{нэ}}^c = -(C_e + C_g/3) - \frac{(R_{\text{хол}}^{\infty})^2}{T L_0}. \quad (7b)$$

Здесь первый член в (7b) — диффузионная компонента $A_{\text{нэ}}^*$ в пределе $\omega\tau \gg 1$; второй член $A_{\text{нэ}}^N$ — компонента увлечения, обусловленная N -процессами; C_e — электронная, а C_g — фононная теплоемкости. Т. е. КНЭ при $T \rightarrow 0$ $\omega\tau \gg 1$ и в чистом пределе содержит линейно-аддитивные вклады от диффузионной компоненты и компоненты увлечения и определяется непосредственно через электронную и фононную теплоемкости

¹ Т. е. в чистом пределе, когда $\rho_{\text{эф}} \gg \rho_{\text{еп}}$, где $\rho_{\text{эф}}$ — сопротивление, связанное с рассеянием на фононах; $\rho_{\text{еп}}$ — сопротивление, связанное с рассеянием на примесях.

и коэффициент Холла в пределе сильных полей и число Лоренца. Полученный результат для КНЭ согласуется с ранее полученным результатом для диффузионной компоненты $A_{\text{нэ}}(B \rightarrow \infty, T \rightarrow 0)$ [3]. Отметим разный знак у членов S_{cy} и S_{uy} соответственно у $A_{\text{нэ}}^c$ и $A_{\text{нэ}}^U$, т. е. электрон-фононные процессы переброса приводят в магнитном поле к другому знаку в термоэдс и КНЭ по сравнению с N -процессами и диффузионной компонентой. В пределе слабых магнитных полей при $T < \Theta_D/5$ (экстраполируя результаты [6] для слабых полей и учитывая результаты работы [2] для $A_{\text{нэ}}^0$) можно также записать

$$A_{\text{нэ}} = A_{\text{нэ}}^0 + A_{\text{нэ}}^U, \quad (8)$$

где $A_{\text{нэ}}^0$ — «классический» вклад в термоэдс, $A_{\text{нэ}}^U$ — вклад процессов переброса. На отклонения в поведении термоэлектрических коэффициентов с ростом температуры, связанные с процессами переброса, указывалось ранее в работах [2,3], однако ввиду отсутствия соответствующей теории вопрос оставался открытым.

2. Экспонента Пайерлса

При достаточно низких температурах, когда фонон-фононными U -процессами можно пренебречь, электрическое сопротивление высокочистого некомпенсированного металла определяется процессами переброса при столкновениях электронов с фононами. Отсюда сразу следует, что если поверхность Ферми закрытая и число электронов n_e не равняется числу дырок n_h , то электропроводность должна возрастать с понижением температуры по экспоненциальному закону — экспоненте Пайерлса. Однако наблюдение экспоненты в электропроводности при $B = 0$ затруднено, так как до весьма низких температур $\sim T_n$ проводимость определяется диффузионным временем.

В сильном магнитном поле можно избежать конкуренции диффузионного τ_{diff} и перебросного τ_U времен [5]. Таким образом, появляется возможность экспериментального исследования процессов переброса в металлах в широком интервале температур и, в частности, при $T < T_0$ зависимости

$$\sigma_{xx} \sim T^n \exp(-T_0/T), \quad (9)$$

где $n = 1 \div 2$ и зависит от топологии «горячих» областей; $T_0 = \Delta p S$ — характерная температура, соответствующая минимальному расстоянию Δp между замкнутыми электронными и дырочными листами поверхности Ферми; S — скорость звука; $T_0 \gg T_n$. Отметим, что для некомпенсированного металла в сильном магнитном поле [10]

$$\rho_{yy} \simeq \sigma_{xx} / \sigma_{xy}^2. \quad (10)$$

Тогда, согласно (4), (5), (9), (10), компонента КНЭ, связанная с процессами переброса, может быть представлена в виде ($\omega\tau \gg 1$)

$$A_{\text{нэ}}^U = - (S_{yy}^n - S_{cy}) \left(\frac{R_{\text{хол}}^\infty}{T L_0} \right) = - S_{Uyy} \left(\frac{R_{\text{хол}}^\infty}{T L_0} \right) =$$

$$= \frac{\delta}{T^2} \rho_{yy} \left(\frac{R_{\text{хол}}^{\infty}}{L_0} \right) \sim T^m \exp(-T_0/T) \left(\frac{R_{\text{хол}}^{\infty}}{L_0} \right). \quad (11)$$

где $m = -0.5 \div 0.5$. Следовательно, измерения КНЭ $= f(T)$ позволяют выделить экспоненту Пайерлса при $T < T_0$ и найти T_0 и Δp .

3. Методика эксперимента

Поликристаллические образцы Al для исследования КНЭ были выполнены в виде разрезанного кольца с двумя потенциальными выступами (см. вставку на рис. 1). Образцы вырезались по шаблону на электроэрозионном станке из пластины толщиной 0.5 мм, полученной прокаткой на вальцах. Один конец образца отгибался под углом 90° к плоскости кольца. После травления в растворе щелочи и отжига образца на воздухе при $T \approx 400^\circ \text{C}$ в течение 4 ч на этом конце наматывался и проклеивался клеем БФ-2 марганциновый градиентный нагреватель. Другим концом образец припаивался к термометрическому блоку вакуумируемой измерительной ячейки. К выступам образца припаивались потенциальные медные провода, медные капсулы для градиентной термопары и термопары отрыва. Средняя температура образца определялась как

$$T_{\text{обр}} = T_{\text{бл}} + \Delta T_{\text{отр}} + 1/2 \Delta T_{\text{обр}},$$

где $T_{\text{бл}}$ — температура термометрического блока, измеренная при помощи термометра типа ТСУ-1; $\Delta T_{\text{отр}}$ — разность температур между термометрическим блоком и одним из потенциальных выступов; $\Delta T_{\text{обр}}$ — разность температур между потенциальными выступами, измеренная дифференциальными термопарами. Зависимость термоэдс медных потенциальных проводов и термопар Cu-Cu+0.1 ат. % Fe + 1 ат. % Li от температуры и магнитного поля получена специальной градуировкой [11].

Величина КНЭ определялась как

$$A_{\text{нэ}}^a = \frac{\Delta V_y}{\Delta y} \left(\frac{Q}{\Delta y \Delta z} \right)^{-1} \frac{1}{B},$$

где ΔV_y — поперечная разность потенциалов; Δy и Δz — ширина и толщина образца соответственно; Q — мощность, выделяемая градиентным нагревателем (тепловой поток направлен вдоль образца); B — индукция магнитного поля вдоль оси z .

Для устранения влияния дрейфа измерительных приборов и различных паразитных термоэдс в каждой точке проводились как минимум три измерения: 1) при выключенном градиентном нагревателе, 2) при включенном нагревателе, 3) при выключенном нагревателе и т.д. нечетное число раз. Полезный сигнал вычислялся как разность между средними для четных и нечетных измерений [12]. Для устранения нечетных по магнитному полю паразитных сигналов измерения производились при двух направлениях магнитного поля и усреднялись. Измеренное после монтажа отношение $R_{293\text{K}}/R_{4.2\text{K}} \sim 24\ 000$. Погрешность измерений составляла 3–5% в сильных магнитных полях и возрастала до 15% в слабых полях и при температурах, где $A_{\text{нэ}} \sim 0$. На тех же образцах Al были выполнены измерения зависимости коэффициента Холла от температуры $R_{\text{хол}} = f(T)$ в различных полях. Данные измерений при $\omega\tau \gg 1$ и $\omega\tau \ll 1$ хорошо согласуются с результатами работы [9] и теоретическими оценками.

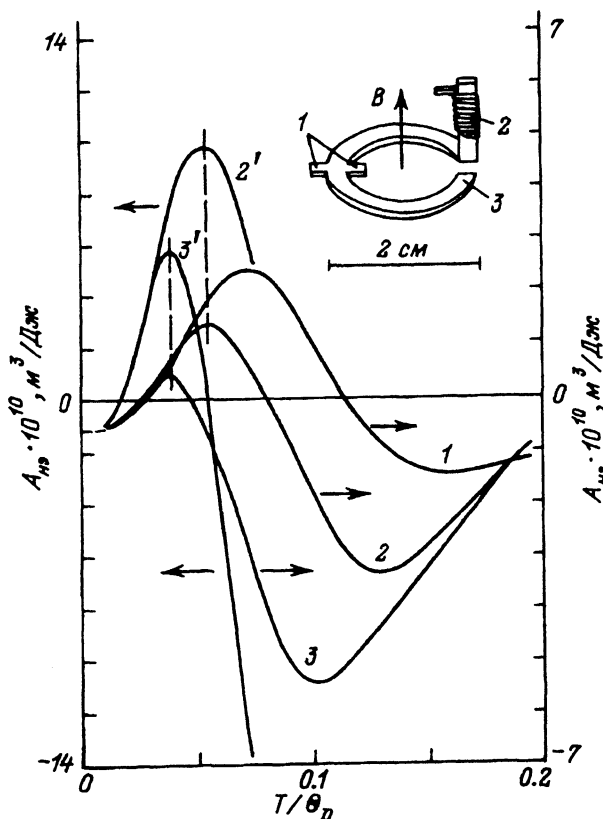


Рис. 1. КЭН A_{NB} в Al (1-3) и In [2] (2', 3') как функция приведенной температуры (T/Θ_D) в различных магнитных полях.

B , Тл: 1 — 6; 2, 2' — 2; 3, 3' — 0.5. На вставке — образец. 1 — потенциальные выступы, 2 — нагреватель, 3 — «холодный» конец образца.

4. Результаты эксперимента

На рис. 2 приведены зависимости КНЭ от температуры для Al в интервале температур 4–150 К для семи магнитных полей от 6 (кривая 1) до 0.1 Тл (кривая 7). На зависимости $A_{NB} = f(T)$ для 6 Тл наблюдаются характерные особенности в виде максимума при $T \sim 30$ К и минимума при $T \sim 70$ К, а также имеют место изменения знака КНЭ при $T \sim 10, 50$ и 130 К. С уменьшением магнитного поля максимум понижается, а минимум увеличивается по абсолютной величине и оба смещаются к более низким температурам. Аналогичные зависимости $A_{NB} = f(T)$ в In ($\rho_{293K}/\rho_{0K} \approx 90\,000$) для несколько другого набора полей были получены ранее в [2] (рис. 8). Температуры особенностей на кривых для In смещены вниз относительно Al в соответствии с разницей температур Дебая. Качественно полученные зависимости $A_{NB} = f(T)$ для Al и In подобны. Для исследуемого нами Al, по данным из электросопротивления, электрон-фононное взаимодействие преобладает над примесным с температур $T \gtrsim 10$ К [13], для In — с температур $T \gtrsim 1.5$ К [2]. Условие $\omega t_{tr} \sim 1$

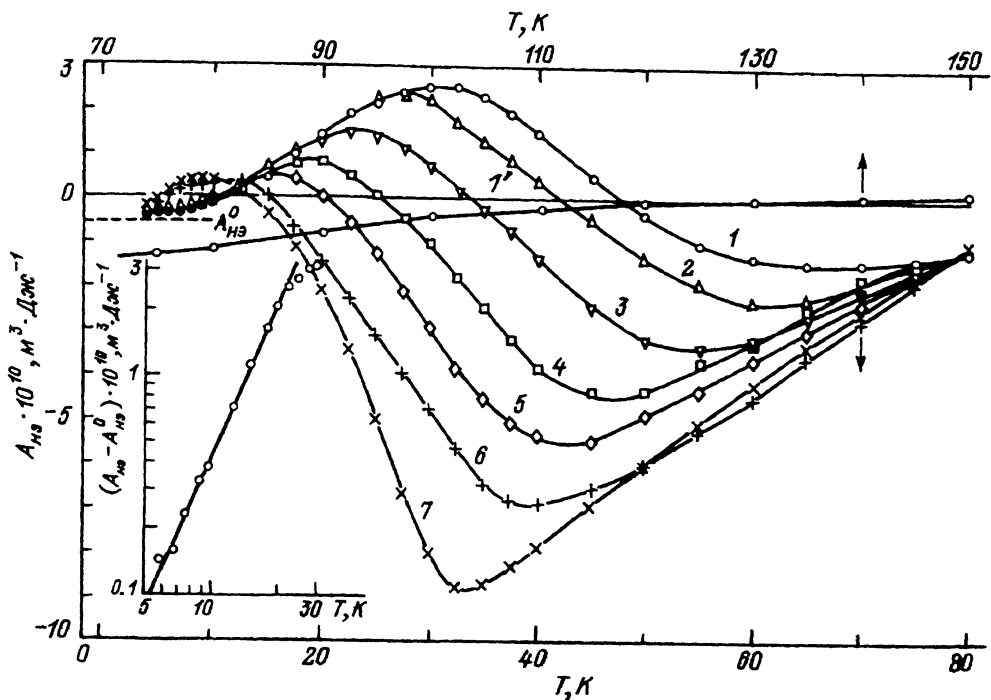


Рис. 2. КНЭ A_{NH} в Al как функция температуры для различных магнитных полей. B , Тл: 1 — 6, 2 — 4, 3 — 2, 4 — 1, 5 — 0.5, 6 — 0.25, 7 — 0.1. На вставке — температурная зависимость компоненты увлечения A_{NH}^0 в поле 6 Тл.

(здесь τ_{tr} — транспортное время релаксации электрона) выполняется для Al в $B = 6$ Тл при $T \sim 38$ К. Для $B = 6$ Тл из зависимости $A_{NH} = f(T)$ условие перехода к слабым полям наблюдается при $T \sim 30$ К (соответствует максимуму на кривой и $\omega\tau \sim 1$, где τ — время жизни, связанное с перебросами). Отметим, что имеет место удовлетворительное согласие между нашими результатами для A_{NH} при $T \rightarrow 0$ и результатами, полученными для A_{NH} в работе [3] в интервале 1.5–5 К.

На рис. 1 представлены для Al и In (для In исходные данные из работы [2]) зависимости КНЭ от приведенной температуры T/Θ_D , где Θ_D — температура Дебая для соответствующего металла (К): для Al — 420, для In — 110 [14] в магнитных полях 6, 2, 0.5 Тл. Масштабы по оси Y (т. е. A_{NH}) выбраны так, чтобы при $T \rightarrow 0$ ($\omega\tau \gg 1$) значения A_{NH} для Al и In практически совпадали между собой, что делает наглядным сравнение результатов по двум металлам между собой. Как видно из этого рисунка, зависимости $A_{NH} = f(T/\Theta_D)$ для обоих металлов аналогичны, а максимумы для каждого из рассматриваемых значений магнитного поля находятся при одной приведенной температуре, что связано с близостью их поверхностей Ферми. Количественные отличия в max и min, по-видимому, связаны с разным атомным весом металлов и соответственно с разной теплоемкостью, а также с различным вкладом процессов переброса, что связано с величиной соответствующих межлистных щелей.

5. Обсуждение результатов

1) Согласно [3,6], в больших магнитных полях при $T \rightarrow 0$ КНЭ стремится к постоянному значению, равному $A_{\text{нэ}}^*$ (см. (76)), которое соответствует диффузионной компоненте и определяется электронной теплоемкостью и коэффициентом Холла при $B \rightarrow \infty$. Как видно из рис. 2, здесь имеется при $\omega\tau \gg 1$ стремление $A_{\text{нэ}}$ к той же константе при $T \rightarrow 0$, причем величина $A_{\text{нэ}}$ не зависит от магнитного поля. На вставке к рис. 2 представлена зависимость $A_{\text{нэ}} - A_{\text{нэ}}^*$ как функция температуры в поле 6 Тл. Она приближенно может быть описана степенной зависимостью $T^{2,3}$, имеет положительный знак.

Как обсуждалось в разделе 1, электрон-фононные процессы переброса при $B = \text{const}$ и $\omega\tau \gg 1$ приводят к противоположному (положительно-му) знаку в $A_{\text{нэ}}$ по сравнению с N -процессами и диффузионной компонентой. Поэтому наблюдаемый положительный знак $A_{\text{нэ}} - A_{\text{нэ}}^*$ следует трактовать как определяющий вклад в КНЭ от перебросного рассеяния в интервале 5–30 К ($\omega\tau_{\text{tr}}$ оценивается в модели свободных электронов как $\omega\tau = (B/\rho_{0,T})(1/ncc)$). Отметим, что это согласуется с результатами [3] и данными по магнитосопротивлению [13] (согласно (66), связанными с $A_{\text{нэ}}^U$, для которого процессы переброса в этом интервале температур также являются определяющими [15]). Согласно (11), мы выделили чистую перебросную компоненту КНЭ — $A_{\text{нэ}}^U$. Для этого, следуя [6], вычислили вклад нормальных процессов через $C_g = 2.43T^3$ Дж/м³ · К⁴ [16] и $R_{\text{хол}}^\infty = 1.02 \cdot 10^{-10}$ м³/Кл и приняли $A_{\text{нэ}}^* = -5.9 \cdot 10^{-11}$ м³/Дж [3]. Подробный анализ перебросного вклада в $A_{\text{нэ}}$ приводится далее.

Итак, отрицательное значение $A_{\text{нэ}}^* = \text{const}$ при $T \rightarrow 0$ и положительный знак фоновой компоненты, когда становится существенным вклад процессов переброса при $\omega\tau \gg 1$, находят свое объяснение в рамках теории, развитой в работах [5–7]. Аналогичный характер зависимости $A_{\text{нэ}} - A_{\text{нэ}}^* = f(T)$ наблюдается и для индия. Для индия мы также выделили чистый перебросный член $A_{\text{нэ}}^U$, принимая $A_{\text{нэ}}^N = -3.3 \cdot 10^{-11} T^2$ м³/Дж [2] и $A_{\text{нэ}}^* = -11 \cdot 10^{-11}$ м³/Дж [2].

2) Рассмотрим характер температурной зависимости $A_{\text{нэ}}^U = f(T)$ при $\omega\tau \gg 1$. Согласно (11), из зависимости $A_{\text{нэ}}^U = f(T)$ можно выделить экспоненту Пайерлса при $T < T_0$, обусловленную электрон-фононными межлиственными процессами переброса. Для дальнейшего анализа механизма рассеяния электронов необходимо рассмотреть геометрию процессов переброса в Al и In. С понижением температуры процессы переброса локализуются в областях, где расстояния Δr между листами поверхности Ферми минимальны. Это происходит, когда $\Delta r \geq qT$ ($qT = T/S$ — тепловой импульс). Для Al и In — это перебросы между дырочным листом во второй зоне Бриллюэна и электронным листом (в виде трубок вдоль ребер зоны) в третьей зоне. Исходя из известной геометрии поверхности Ферми [17], следует допустить, что перебросы в этом случае соответствуют модели вытянутых лунок [18]. Минимальное расстояние между электронной и дырочной поверхностями Ферми имеет место для Al и In в области γ -орбиты для электронной трубки, а соответствующая температура T_0 , определяемая щелью $\varepsilon_{q_1} = 0.036$ Ry для Al [19] и

$\Delta K = 0.12 \text{ \AA}^{-1}$ для In [20], составляет 21.5 К для Al и 7.3 К для In. Для Al имеет место еще меньшая щель, соответствующая β -орбите электронной трубки, для которой, в частности, реализуется магнитный пробой [21, 22]. Согласно [6, 18], температурная зависимость проводимости в магнитном поле для направлений, близких к перекрытию лунок, имеет вид

$$\sigma_{xx} = \begin{cases} T^3, & T > T_0, \\ T^2 T_0^{2.5} \exp(-T_0/T), & r_2 s < T < T_0, \\ T T_0^{2.5} r_2 s \exp(-T_0/T), & T < r_2 s, \end{cases} \quad (12)$$

где r_2 — малый радиус кривизны вытянутой лунки. Соответственно для $A_{\text{нэ}}^U$ имеем

$$A_{\text{нэ}}^U = \begin{cases} T^1, & T > T_\Theta \text{ (здесь при } T > T_\Theta \delta = \text{const)}, \\ T^{0.5} \exp(-T_0/T), & r_2 s < T < T_\Theta, \\ T^{-0.5} \exp(-T_0/T), & T < r_2 s. \end{cases} \quad (13a, б, в)$$

Анализ $A_{\text{нэ}}^U = f(T)$ при $T < 20$ К для Al и $T < 7$ К для In был выполнен в соответствии с формулой (13) (с учетом высокой симметрии Al и In он применим к поликристаллам). Заметим, что вкладом электрон-электронного рассеяния при этом анализе можно пренебречь из-за его малости в этом интервале температур [23].

На рис. 3 приведены зависимости $\ln(A_{\text{нэ}}^U T^m)$ как функции обратной температуры для Al при $B = 6$ Тл и для In при $B = 2$ Тл. На графиках виден ряд линейных участков, соответствующих экспоненциальным зависимостям и дающих различные T_0 . Для Al в интервале 4, 2–6 К (рис. 3, кривая 1, $m = 0.4$) получено $T_0 = 6.2$ К, что соответствует перебросам для β -орбиты, описываемым моделью узких лунок (совпадает с выражением (13в)). В интервалах 6–12 К (кривая 1, $m = 0.4$) и 12–20 К (кривая 2, $m = -0.6$), согласно (13б) и (13в), для Al получено $T_0 = 20.7$ и 22.6 К, что соответствует γ -орбите. Для In в интервале 2–3.5 К (рис. 3, кривая 3) в соответствии с (13б) получено $T_0 = 7.63$ К и в интервале 3–5 К (кривая 4) в соответствии с (13в) получено $T_0 \approx 5.2$ К, что также отвечает γ -орбите. Аналогичные результаты получены и для других значений магнитного поля ($\omega\tau > 1$).

Как видно из полученных данных, имеет место хорошее соответствие между известными значениями щелей и T_0 и значениями T_0 , полученными в настоящей работе. Для Al данные по T_0 для γ -орбиты хорошо согласуются с исследованиями по экспоненте Пайерлса в магнитосопротивлении Al [24]. Сильное отличие T_0 для кривой 4 (In), по-видимому, связано с некорректностью обработки данных, для которых $\omega\tau$ порядка единицы.

3) Рассмотрим зависимость $A_{\text{нэ}}^U = f(T)$ при $T > T_0 \approx 20$ К и $\omega\tau \gg 1$ для Al, принимая во внимание (6в) и (13а). Данные сверху ограничены условием $\omega\tau_U \approx 1$, что соответствует температуре ~ 30 К (для 6 Тл). Анализ зависимости (кривые 1, 2 на рис. 2) в интервале 20–30 К дает $A_{\text{нэ}} \sim T^{1.4}$, что хорошо согласуется с результатами измерений магнитосопротивления Al, для которого было получено [13, 15], что $\rho_{yy} \sim T^{3.4 \pm 0.2}$. Теория [6] дает также, что во всем интервале температур, где $\omega\tau_U \gg 1$, магнитотермоэдс S_{yy}^u и КНЭ стремится к константе как функция магнитного поля.

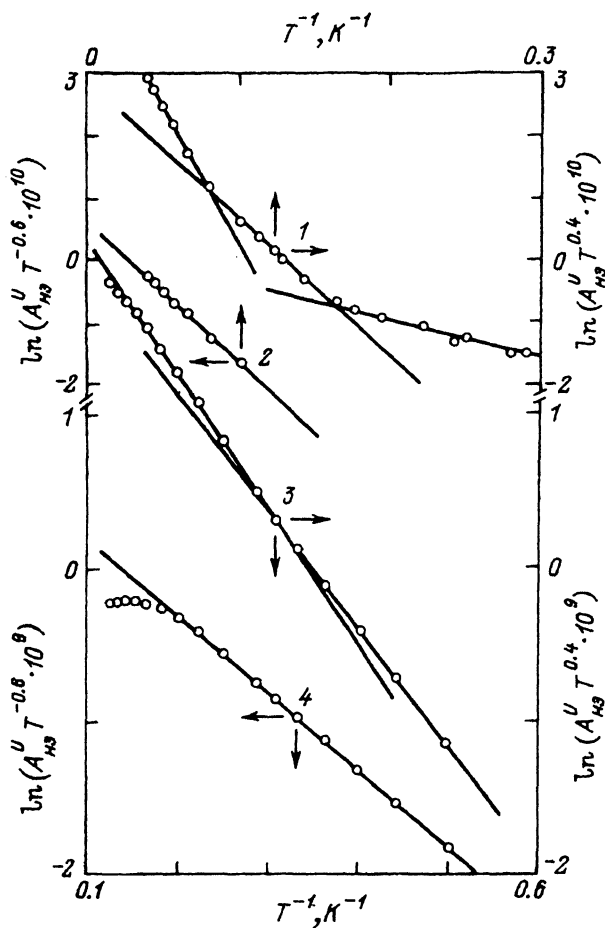


Рис. 3. Зависимость переброшенной компоненты КНЭ Al и In как функция обратной температуры в сильном магнитном поле.

1, 2 — Al, 6 Тл; 3, 4 — In, 2 Тл [2].

Из рис. 2 и 8 [2] видно, что эксперимент подтверждает это предсказание как в Al, так и в In.

4) Рассмотрим характерную температурную зависимость $A_{\text{нб}}$ для Al в том же интервале температур 5–30 К в слабом магнитном поле (т. е. $B = 0.1$ Тл; рис. 1, кривая 7). При $T \sim 12$ К имеет место изменение знака $A_{\text{нб}}$. КНЭ имеет положительные значения при $T < 12$ К и отрицательные при $T > 12$ К. Максимум при $T \sim 10$ К и стремление $A_{\text{нб}}$ при понижении температуры ниже 7 К к отрицательным значениям связаны с переходом в область сильных полей. Если при $T \rightarrow 0$ выполняется предел слабого поля, то $A_{\text{нб}}$ должно определяться из (8), где $A_{\text{нб}}^0$ при $T \rightarrow 0$ имеет положительный знак, что видно из эксперимента. При $T > 12$ К для $B = 0.1$ Тл выполняется условие промежуточных и слабых магнитных полей. Как показано в [6], процессы переброса дают противоположный знак по сравнению с N -процессами и диффузионной составляющей в промежуточных

магнитных полях. Поэтому изменение знака $A_{\text{нэ}} = f(T)$ при $T > 12$ К и отрицательные значения $A_{\text{нэ}}$ в интервале 15–35 К тоже можно связать с определяющим вкладом от U -процессов в пределе промежуточных и слабых полей.

5) Рассмотрим характер температурной зависимости $A_{\text{нэ}}$ алюминия при дальнейшем росте температуры до 150 К, т. е. в диапазоне 30–150 К. Для слабых полей (кривая 7 на рис. 1) при $T \sim 35$ К наблюдается минимум, а при $T > 35$ К наблюдается другой (T^{k_1}) по сравнению с $T < 30$ (T^{-k_2}) характер температурной зависимости. Эту зависимость можно связать с известным вкладом фонон-фононного рассеяния в термоэдс [1]. Для сильных полей при $T \sim 30$ К ($B = 6$ Тл) имеет место максимум и при $T > 30$ К уменьшение $A_{\text{нэ}}$. Характер зависимости $A_{\text{нэ}} = f(T)$ в интервале 30–70 К можно связать с переходом от сильных магнитных полей к слабым магнитным полям при определяющем вкладе U -процессов. При $T > 70$ К, как и для кривой 7, имеет место вклад от фонон-фононного рассеяния.

При $T \sim 150$ К величина $A_{\text{нэ}}$ становится равной $0.15 \cdot 10^{-10}$ м³/Дж и сравнимой со значением $0.164 \cdot 10^{-10}$ м³/Дж, полученным для $A_{\text{нэ}}$ при $T \sim 313$ К [25].

В настоящей работе мы измерили в интервале 4–150 К КНЭ в высокочистом алюминии и выполнили теоретическое описание этой зависимости в интервале 3–150 К в пределе сильных и слабых магнитных полей. Такое же описание мы получили и для КНЭ в индии [2]. Результаты настоящей работы указывают на то, что электрон-фононные процессы переброса вносят определяющий вклад в характер температурной зависимости КНЭ для высокочистых некомпенсированных металлов с замкнутой поверхностью Ферми Al и In. Анализ результатов выполнен с применением теории магнитотермоэдс Ильевского–Копелиовича [6,7].

Изменение знака $A_{\text{нэ}}^*(T \rightarrow 0)$ при переходе от слабых магнитных полей к сильным, как видно из эксперимента и теории, аналогично поведению квадрата константы Холла с обратным знаком. Вклад $A_{\text{нэ}}^U$ обусловлен увлечением электронов фононным ветром в U -процессах и имеет знак, совпадающий со знаком носителей заряда (положительный — в сильных полях, отрицательный — в слабых). Т. е. поведение $A_{\text{нэ}}^U$ аналогично поведению коэффициента Холла.

Используя данные по перебросной компоненте КНЭ, мы выделили электрон-фононную экспоненту Пайерлса и определили значения минимальных межлистных щелей в Al и In, соответствующих γ - и β -орбитам. Получено хорошее согласие с литературными данными.

Таким образом, исследование температурной зависимости КНЭ в высокочистых металлах в сильных магнитных полях (низкие температуры) дает возможность определения электронной и фононной теплоемкости металлов и возможность определения минимальных межлистных зазоров на поверхности Ферми, что для данных металлов таким методом выполнено впервые.

Авторы выражают благодарность А.И.Копелиовичу за полезные обсуждения результатов работ, Е.А.Узбек за помощь в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Блатт Ф.Дж., Шредер П.А., Фойлз К.Л., Грейг Д. Термоэлектродвижущая сила металлов. М.: Металлургия, 1980. 248 с.
- [2] Thaler B.J., Flecher R. // J. of Low Temperature Physics. 1978. V. 30. N 5/6. P. 773-795.
- [3] Thaler B.J., Flecher R., Bass J. // J.Phys. F: Metal Phys. 1978. V. 8. N 1. P. 131-139.
- [4] Amjadi A., Bass J. // Phys. Rev. B.: Condens Matter. 1987. V. 36. N 17. P. 8979-8985.
- [5] Гуржи Р.Н., Копелиович А.И. // УФН. 1981. Т. 133. № 1. С. 33-74.
- [6] Ильевский В.И. // Автореф. канд. дис. Харьков, 1988. 141 с.
- [7] Ильевский В.И., Копелиович А.И. // ФНТ. 1987. Т. 12. № 2. С. 143-154.
- [8] Blatt F.J., Chiang C.K., Smrcha L. // Physica Status Solidi (a). 1974. V. 24. P. 621-626.
- [9] Boning K., Fensl H.J., Welter J.M., Wenzl H. // Physica Status Solidi. 1970. V. 40. P. 609.
- [10] Азбель М.Я., Лифшиц И.М., Каганов М.И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971.
- [11] Исаев А.В., Моргун В.Н., Чеботаев Н.Н. // Тез. докл. III Всесоюзн. совещ. по низкотемпературным теплофизическим измерениям и их метрологическому обеспечению. М., 1982. С. 89-90.
- [12] Задорожный Г.А., Моргун В.Н., Чеботаев Н.Н., Шалимов С.И. // Там же. С. 87-88.
- [13] Моргун В.Н., Хоткевич В.И., Чеботаев Н.Н., Бондарь В.А. // ФНТ. 1976. Т. 2. № 10. С. 1301-1310.
- [14] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. Т 2. 422 с.
- [15] Моргун В.Н., Хоткевич В.И., Чеботаев Н.Н., Бондарь В.А. // Металлофизика. 1980. Т. 2. С. 31-36.
- [16] Справочник по физико-техническим основам криогеники / Под ред. М.П.Малкова. М.: Энергия, 1985. 392 с.
- [17] Крэкнэлл А., Уонг К. Поверхность Ферми. М.: Атомиздат, 1978. 352 с.
- [18] Гуржи Р.Н., Копелиович А.И. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 6(12). С. 2307-2322.
- [19] Sato H., Shimizu K., Yonemitsu K. // J. of Low Temperature Physics. 1979. V. 35, N 1/2. P. 41-52.
- [20] Гаспаров В.А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 4. С. 1492-1500.
- [21] Valcombe R.J., Parker R.A. // Phil. Mag. 1970. V. 21. P. 533.
- [22] Моргун В.Н., Чеботаев Н.Н. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 237-240.
- [23] Моргун В.Н., Чеботаев Н.Н. // ФММ. 1989. Т. 67. № 1. С. 85-92.
- [24] Моргун В.Н., Чеботаев Н.Н. // ФНТ. 1992. Т. 18. № 12. С. 140-143.
- [25] Unwin F. // Proc. Royal Soc. Edinburgh. 1913. V. 34. P. 208.

Харьковский
государственный университет

Поступило в Редакцию
6 августа 1992 г.
В окончательной редакции
10 января 1993 г.