

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ЧЕБОТАЕВ Николай Николаевич

Н. Чеботай

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЯ
В УСЛОВИЯХ МАЛОУГЛОВОГО ХАРАКТЕРА
РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

01.04.07. - Физика твердого тела

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

ХАРЬКОВ - 1993

Диссертацией является рукопись

Работа выполнена в Харьковском государственном университете.

Научный руководитель: кандидат физ.-мат. наук,
ст. науч. сотр. Моргун Владимир Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук,
профессор Попков Юрий Андронович
(ХГУ, г. Харьков)

доктор физ.-мат. наук,
ведущий науч. сотр. Цзян Юрий Николаевич
(ФТИНТ им. Б. И. Веркина АН Украины, г. Харьков)

Ведущая организация: Харьковский политехнический университет
(Министерство образования Украины, г. Харьков)

Защита состоится "11" марта 1994 г. в 16⁰⁰ часов на
заседании специализированного совета Д 053.06.02 Харьковского
государственного университета (310077, г. Харьков-77, пл. Свободы,
4, ауд. им. К. Д. Синельникова).

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной
библиотеке ХГУ.

Автореферат разослан "4" марта 1994 г.

Ученый секретарь
специализированного совета



В. П. Пойда

ЛНБ України ім. В. Стефаника



00801506 (K)

ЛНБ ім. В. Стеф.
АН України

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Как известно, в сильных магнитных полях ($\omega\tau \gg 1$, ω - циклотронная частота, τ - транспортное время релаксации) асимптотическое поведение кинетических коэффициентов металлов как функции напряженности поля H целиком определяется топологическими свойствами поверхности Ферми (ПФ) [1]. Однако, другие свойства кинетических коэффициентов, такие как зависимость от температуры и других столкновительных параметров, зависимость от ориентации, а также величины поля, при котором устанавливается асимптотическое поведение, существенным образом определяется характером рассеяния электронов проводимости [2]. Исследование кинетических свойств металлов (термоэдс, электро- и теплопроводность) в магнитном поле при низких температурах ($T \lesssim 0.1\theta_D$, θ_D - температура Дебая) является эффективным средством для определения механизмов рассеяния электронов и имеет важное прикладное значение (криоэнергомашиностроение, металлическая электроника и т. п.). До настоящего времени практически отсутствовал анализ температурных зависимостей теплопроводности и термоэдс, связанных с малоугловыми электрон-фононными и электрон-дислокационными столкновениями, приводящими к эффективному межленточному и пайерлсовскому переброному рассеянию в сильном магнитном поле [3]. Поэтому исследования в сильных магнитных полях особенностей поведения кинетических коэффициентов в конкретных металлах с учетом специфики их электронной и дефектной структуры в условиях малоуглового рассеяния электронов проводимости имеют значительный научный и практический интерес и представляются важными и актуальными.

Цель исследований. Целью настоящей работы было комплексное экспериментальное исследование особенностей низкотемпературного поведения кинетических коэффициентов чистого Al в условиях проявления малоуглового характера рассеяния носителей заряда на дислокациях и низкотемпературных фононах. Для достижения поставленной цели разработаны, сконструированы, изготовлены и проградуированы экспериментальные установки, позволяющие проводить измерения кинетических коэффициентов чистых металлов (электро- и теплосопротивления (ρ и W); адиабатической термоэдс (S^a), адиабатических коэффициентов Риги-Ледька (A_{pL}) и Нернста-Эттингсхаузена (A_{HE}) в широкой области низких температур (2-300 K) в магнитных полях до 92 кЭ.

Научная новизна работы. Впервые на примере экспериментального исследования теплосопротивления Al изучено влияние перенормировки

электрон-фононного и электрон-электронного рассеяния малоугловым рассеянием на дислокациях, которая приводит к отрицательному отклонению от правила Маттисена и к возрастанию коэффициента электрон-электронного рассеяния приблизительно в 2.5 раза по сравнению со значением для отожженных образцов. Показано, что температурная зависимость теплосопrotивления Al в чистом пределе определяется энергетической зависимостью неравновесной функции распределения электронов, а не процессами переброса или импульсной релаксацией. Показано, что температурная зависимость магнитотеплосопrotивления Al в чистом пределе определяется межлиственными процессами переброса U_B , а частота межлиственных перебросов носит экспоненциальный характер $(\tau^U)^{-1} \sim \exp(-T_0/T)$. Впервые экспериментально обнаружены в температурной зависимости $A_{Pл}$ Al в слабых магнитных полях особенности, связанные с существенно неупругим и ярко выраженным анизотропным характером электрон-фононного рассеяния при низких температурах и с различием температурных зависимостей электрон-фононного рассеяния электронов в третьей зоне и дырок во второй. Впервые на примере Al экспериментально показано, что в сильных магнитных полях температурная зависимость поперечного магнитосопrotивления некомпенсированных поливалентных металлов с закрытой ПФ определяется электрон-фононными межлиственными процессами переброса и имеет экспоненциальный характер при $T < T_0 = \Delta p s$ (Δp - минимальное расстояние между листами ПФ в импульсном пространстве, s - скорость звука). Впервые на примере Al экспериментально показано, что термоэдс S_0 , изотермическая магнитотермоэдс \dot{S}^H , адиабатический коэффициент Нернста-Эттингсхаузена A_{H3} некомпенсированных поливалентных металлов с закрытой ПФ, описываемой слабым псевдopotенциалом, определяются конкуренцией двух вкладов \dot{S}^{KL} (A_{H3}^{KL}) и \dot{S}^U (A_{H3}^U), имеющих различные знаки. Первый связан с термической диффузией и увлечением электронов фононным ветром в N-процессах, вычисляется через электронную и фононную теплоемкости кристалла и в магнитном поле меняется подобно коэффициенту Холла (Риги-Ледюка). Второй обусловлен увлечением электронов фононным ветром в U-процессах и выражается через компоненты тензора сопротивления в магнитном поле и имеет экспоненциальный характер при $T < T_0$. Получение корректных значений параметра T_0 из данных по магнитосопrotивлению, магнитотермоэдс и A_{H3} свидетельствует об адекватном описании экспериментальных данных диффузионной теорией кинетических коэффициентов Гуржи, Копелиовича, Ильевского и открывает новые возможности для определения щелей между листами ПФ металлов.

Практическая значимость работы состоит:

- в совершенствовании методики исследования гальвано- и термомагнитных эффектов в широкой области низких температур в сильных магнитных полях;
- в использовании части экспериментальных данных в качестве справочных (коэффициенты Риги-Ледька, Нернста-Эттингсхаузена) и базовых (магнитоэлектро- и теплосоппротивление) при заполнении банка данных "СгуоА1", предназначенного для использования при расчетах и конструировании мощных криорезистивных магнитных систем на основе А1;
- в разработке нового метода определения минимальных расстояний между листами замкнутых ПФ металлов.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Теплосоппротивление исследованного А1 ($\rho_{293K}/\rho_{4.2K} = 600-30000$) в интервале температур (6-12) К можно описать зависимостью, учитывающей рассеяние электронов на статических дефектах кристаллической решетки, на фононах и на электронах. Введение дополнительного источника анизотропного малоуглового рассеяния в виде дислокаций приводит к отрицательному отклонению от правила Маттиссена и увеличению электрон-электронного рассеяния в 2.5 раз по сравнению с его значением для отожженных образцов.

2. В интервале температур (25-45) К, когда определяющим является электрон-фононное рассеяние (чистый предел), теплосоппротивление А1 определяется нормальными "вертикальными" (N_B) процессами, что соответствует решению кинетического уравнения при корректном учете энергетической и угловой зависимости неравновесной функции распределения электронов.

3. Температурная зависимость магнитосоппротивления А1 в сильных магнитных полях ($\omega\tau \gg 1$) определяется электрон-фононными межлиственными процессами переброса и имеет экспоненциальный характер при $T < T_0 = \Delta_{ps}$.

4. Магнитотеплосоппротивление А1 в чистом пределе (12-40)К в области сильных и промежуточных магнитных полей определяется межлиственными процессами переброса (U_B), а вклад нормальных процессов N_B относительно невелик. Температурная зависимость частоты межлиственных U_B процессов близка к экспоненциальной: $(\tau U_B)^{-1} \sim \exp(-T_0/T)$. Вклад "горизонтальных" процессов (U_G в магнитотеплосоппротивление и N_G в теплосоппротивление А1), по-видимому, носит "нерелаксационный" характер.

5. В слабом магнитном поле ($H = 1 - 2.5$ кЭ) на температурной зависимости произведения ($A_{pl} \cdot T$) наблюдаются максимум при $T \sim 8$ К и минимум в окрестности 25 - 30 К. Наличие первого можно связать с

различием температурных зависимостей электрон-фононного рассеяния электронов в третьей зоне и дырок во второй, а второго - с существенно неупругим и ярко выраженным анизотропным характером электрон-фононного рассеяния при низких температурах.

Б. Результаты экспериментального исследования показывают, что термоэдс S_0 , изотермическая магнитотермоэдс S^M и адиабатический коэффициент Нернста-Эттингсхаузена $A_{H\bar{N}}^M$ определяются конкуренцией двух вкладов, имеющих различные знаки. Первый вклад связан с термической диффузией и увлечением электронов фононным ветром в N-процессах, он может быть определен через электронную и фононную теплоемкости кристалла, а в магнитном поле изменяется подобно коэффициенту Холла (Риги-Леджа). Второй вклад обусловлен увлечением электронов фононным ветром в U-процессах и может быть выражен через компоненты тензора сопротивления в магнитном поле и имеет экспоненциальный характер при T<T₀.

Апробация работы. По материалам диссертационной работы опубликовано двадцать работ. Основные результаты из приведенных в диссертации докладывались и обсуждались на: III Всесоюзном совещании по низкотемпературным теплофизическим измерениям, Москва, 1982; II Всесоюзном симпозиуме "Стали и сплавы в криогенной технике", Батуми-Харьков, 1983; Международной конференции "Криогенные материалы и их сварка", Киев, 1984; IV Всесоюзной научно-технической конференции по криогенной технике, Москва, 1987; VII Всесоюзном семинаре "Электронные свойства металлов при низких температурах", Донецк, 1991; 29 Межгосударственном совещании по физике низких температур, Казань, 1992; 14th international cryogenic engineering conference and international cryogenic materials conference, Kiev, 1992; конференции физического факультета Харьковского госуниверситета "Физические явления в твердых телах", Харьков, 1993; 13th General Conference of the Condensed Matter Division European Physical Society, Regensburg, 1993; XX International Conference on Low Temperature Physics, USA, Oregon, 1993.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и содержит 6 таблиц и 28 рисунков

Краткое содержание работы.

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи работы, изложена научная новизна и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе приведен обзор теоретических работ, посвященных

электрон-фононной релаксации в нормальных металлах при низких температурах ($T_2 \approx 0.1 \theta_D$) и влиянии примесей и дислокаций на нее. В частности, в рамках диффузионного подхода рассмотрены задачи электро- и магнитосопротивления, тепло- и магнитотеплосопротивления, термоэдс и магнитотермоэдс. Также рассмотрена задача электрон-электронного рассеяния в простых металлах при низких температурах. Во второй части первой главы выполнен обзор экспериментальных работ по исследованию кинетических коэффициентов алюминия (электро-, теплосопротивления и термоэдс) в отсутствии и при наличии магнитного поля.

Вторая глава посвящена методике и технике эксперимента. Для осуществления поставленной задачи потребовалось решить следующие методические вопросы: создание комплекса устройств для исследования пяти кинетических коэффициентов на минимальном количестве образцов за минимальное число измерительных циклов; отработка вопросов измерения температуры и малых разностей температур в сильных магнитных полях; создание методики измерения магнитотермоэлектрических эффектов на чистых металлических образцах в широкой области низких температур; разработка методики измерений термомагнитных эффектов (магнитотеплосопротивления) в сильных магнитных полях в условиях проявления эффекта "шнурования".

Измерения выполнены по четырехзондовой схеме на постоянном токе (стационарном тепловом потоке). Продольные относительно электрического (теплового) потока эффекты (термоэдс, электро- и теплосопротивление) исследовались на образцах в виде "двухэтажных" спиралей Архимеда. Поперечные коэффициенты (Риги-Ледька и Нернста-Эттингсхаузена) измерялись на образцах в виде плоского разрезного кольца. Спиральная и кольцевая форма образцов позволяют получить в ограниченном объеме магнитной системы приемлемый уровень измерительного сигнала за счет увеличения длины образца, а не уменьшения его сечения. К тому же при такой геометрии образцов минимален градиент поля магнитной системы вдоль электрического (теплового) потока и, следовательно, эффект "шнурования". Измерения магнитосопротивления проводились также в геометрии диска Корбино, что позволило получить в сильных магнитных полях гораздо больший уровень измерительного сигнала.

Для измерения магнитотермоэлектрических коэффициентов (магнитотермоэдс и Нернста-Эттингсхаузена) в качестве реперного материала использовались медные потенциальные провода, проградуированные по специальной методике в интервале от 2 до 150 К в магнитных полях до

92 кЭ. Аналогичным образом проградуирована термопара $\text{Cu}+0.1$ ат. %Fe+1 ат. %Li-Cu, использовавшаяся для измерения малых разностей температур.

Полупроводниковые термометры - сопротивления типа КГ и КГГ, изготовленные в ИП АН УССР, градуировались в магнитном поле по оригинальной методике.

В третьей главе приведены результаты исследования теплосопrotивления и электросопротивления отожженных и пластически деформированных образцов поликристаллического алюминия с $\text{RRR} = \rho_{293\text{K}}/\rho_{4\text{K}} = 600 - 30000$ при температурах 4 - 80 К и проведен анализ различных механизмов рассеяния электронов проводимости.

Теплосопротивление алюминия в грязном пределе (6 - 12) К описывается классическим выражением:

$$W(T) = C/T + A^W \cdot T + B^W \cdot T^2 \quad (1),$$

учитывающим рассеяние электронов проводимости на электронах (член AT), фонах (BT^2) и дефектах кристаллической решетки (C/T). Полученные значения коэффициента A подтверждают выводы теории МакДональда [4] о сильном возрастании электрон-электронного рассеяния при низких температурах за счет эффекта фоновой экранировки.

Введение дополнительного источника анизотропного малоуглового рассеяния в виде дислокаций перенормирует электрон-электронное взаимодействие, увеличивая коэффициент A в 2.5 раза для теплосопротивления и на 30 % для электросопротивления по сравнению с отожженными образцами, и приводит к уменьшению коэффициента B - отрицательному отклонению от правила Маттиссена. Эти результаты находят при определенных допущениях свое объяснение в рамках теории Каве-Визера [5].

В интервале температур (25 - 45 К), когда определяющим является электрон-фононное рассеяние (чистый предел), теплосопротивление алюминия описывается выражением

$$W(T) = C/T + B^W \cdot T^m; \quad m \approx 2.9 + 2.4, \quad (2)$$

что нельзя объяснить вкладом межлистных процессов переброса, т.к. существенный вклад процессов переброса в теплосопротивлении должен проявляться в виде существенных отклонений от закона Блоха для электросопротивления, которые для алюминия не имеет места. В то же время экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами расчетов Каса [6], а при учете вклада так называемых "нерелаксационных" процессов согласие становится очень хорошим. Это может служить доказательством в пользу того, что такое поведение теплосопротивления обусловлено, в первую очередь, энергетиче-

ской зависимостью неравновесной функции распределения электронов.

В четвертой главе рассмотрены результаты измерения температурных зависимостей поперечного магнитосопротивления высокочистого алюминия и компонент тензора магнитотеплосоппротивления (W_{xx} и $W_{xy} = A_{pд} \cdot H$). Измерения магнитосопротивления выполнены в геометрии диска Корбино во внешнем магнитном поле, вектор индукции которого нормален плоскости диска и тока. При этом поле Холла "закорачивается", и ток проводимости для некомпенсированных металлов определяется целиком только столкновительным механизмом, а магнитосопротивление $\rho_{H, T}$ и магнитоэлектропроводность $\sigma_{H, T}$ связаны соотношением: $\rho_{H, T} = \sigma_{H, T}^{-1}$, где $\sigma_{H, T} = \sigma_{0, T} / (\omega_{H, T} \cdot \tau)^2$. Большие значения $\rho_{H, T}$ при $\omega \tau \gg 1$ позволили более тонко выделить часть проводимости, связанную с электрон-фононным взаимодействием при $T \rightarrow 0$. Анализ температурной зависимости проводимости в рамках диффузионной теории показал, что в сильном магнитном поле она описывается зависимостью:

$$\sigma_{H, T} - \sigma_{H, 0} = \begin{cases} T^{3.4 \pm 0.1} & T > T_0 \\ T^2 \exp(-T_0/T) & 12 \text{ K} \leq T \leq T_0 \\ T \cdot \exp(-T_0/T) & 6 \text{ K} \leq T \leq 12 \text{ K} \end{cases} \quad (3)$$

и определяется межленточными процессами переброса, которые осуществляются в окрестности γ -орбит между дырочным листом во второй зоне Бриллюэна и электронным листом (в виде трубок вдоль ребер зоны) в третьей зоне и соответствуют модели вытянутых лунок. Полученное значение параметра $T_0 = (22 \pm 0.4) \text{ K}$ хорошо согласуется с известным значением энергетической щели $\varepsilon_g = 0.0036 \text{ Ry}$.

Магнитотеплосоппротивление Al исследовано на образцах с $RRR=600-30000$ в интервале температур (4 - 80) K в магнитных полях до 60 кЭ.

Поведение магнитотеплосоппротивления (W_H) алюминия в магнитном поле во многом подобно поведению магнитосопротивления (ρ_H). При этом на температурной зависимости магнитотеплосоппротивления имеется два характерных участка, которые описываются выражением (2) с $m = 1.89 \pm 0.09$ в интервале (5.5-12.5) K и $m = -1.05 \pm 0.03$ в интервале (25 - 40) K. В то же время оказалось, что число Лоренца ($L = \rho/H T$) слабо зависит от магнитного поля и $L(H=60 \text{ кЭ}; T) \approx L(H=0; T)$ с точностью $\sim 30\%$. Такое поведение магнитотеплосоппротивления и числа Лоренца можно понять, если предположить, что в чистом пределе для теплосоппротивления и электросопротивления "синхронно" по мере увеличения магнитного поля доминирующий механизм релаксации - электрон-фононные N-процессы сменяются U-процессами. Аппроксимация экс-

периментальных значений идеального магнитосопротивления в интервале (12.5 - 40) К выражением:

$$W_{\text{ид}} = W_{\text{н}} - C/T = BT^2 + DT^k \exp(-T_0/T) \quad (4),$$

где второй член описывает вклад U-процессов, показывает, что поведение магнитотеплосоппротивления алюминия в чистом пределе определяется переброшенной составляющей на 90% и именно за счет этого в интервале (25 - 40) К $W_{\text{н}} \sim T^{1.05}$. При этом частота перебросов между листами поверхности Ферми $\tau_{\text{л}}^{-1} \sim T^{-0.1} \exp(-T_0/T)$. Учет импульсной релаксации в $W_{\text{ид}}$ в соответствии с формулой Вильсона не приводит к существенным изменениям, в то же время использование закона Видемана-Франца для импульсной компоненты не позволяет удовлетворительно аппроксимировать данные выражением типа (4).

Эффект Риги-Ледька чистого алюминия ($\text{PPR} \approx 24000$) исследован в диапазоне температур (4-80) К в магнитных полях от 1 до 60 кЭ. В сильных магнитных полях поведение произведения коэффициента Риги-Ледька на температуру ($A_{\text{рл}} T$) подобно поведению коэффициента Холла ($A_{\text{н}}$), что и неудивительно, т.к. мы оперируем величиной, определенной аналогично $A_{\text{х}}$: $A_{\text{рл}} = \nabla T_{\text{у}} / (q_{\text{х}} H_z)$ (где $q = (q_{\text{х}}, 0, 0)$ - плотность теплового потока; $H = (0, 0, H_z)$ - напряженность магнитного поля). В слабых и промежуточных магнитных полях ($H=1; 2.5; 5$ кЭ) на температурной зависимости произведения ($A_{\text{рл}} T$) обнаружены максимум в окрестности $T \sim 7$ К и минимум при температурах 25, 35 и 45 К, соответственно. Наличие минимума объясняется существенно неупругим и малоугловым характером процессов электрон-фононного рассеяния при низких температурах и свидетельствует о существенном изменении анизотропии электрон-фононного рассеяния, что связано с резкой активизацией межлистных процессов переброса в алюминии при температурах $T \sim T_0 = 22$ К. Существенно большее (для $H = 1$ кЭ на целый порядок) значение минимума по сравнению с расчетным значением [8] можно объяснить тем, что при расчетах использовалась модель не вполне адекватная реальному алюминию.

Происхождение низкотемпературного максимума, по-видимому, имеет ту же природу, что и подобный максимум на температурной зависимости коэффициента Холла Al в иогинно слабых магнитных полях. Наличие этого максимума можно объяснить, если предположить, что вклады "ребер" 2-ой зоны и "рук" 3-ей зоны имеют приблизительно одинаковую величину и разные знаки при $T \rightarrow 0$ и $T \rightarrow \theta_{\text{д}}$, но в слабых и промежуточных магнитных полях при более быстром росте с температурой вклада "рук", их взаимная компенсация нарушается, приводя к наличию максимума.

В пятой главе приведены результаты исследования продольной S_{xx}^a и поперечной $S_{yx}^a = -\frac{A_{Hz} \cdot H_z}{W_{xx}}$ компонент тензора адиабатической магнитотермоэдс высокочистого алюминия ($RRR \approx 24000$) при температурах (4 - 80) К в магнитных полях (0 - 60) кЭ, и в рамках диффузионной теории [9] проведен анализ механизмов электрон-фононной релаксации в термоэдс и магнитотермоэдс некомпенсированных поливалентных металлов с замкнутой ПФ.

В интервале температур (10 - 25) К экспериментальные значения термоэдс S_0 хорошо совпадают с расчетными значениями

$$-\frac{1}{3}S^{кл} = -\frac{1}{3}(a_0 T + b_0 T^3) = -\frac{1}{3}(15T + 0.09T^3) \text{ [нВ/К]}, \quad (5)$$

где $S^{кл}$ состоит из двух вкладов - диффузионного ($a_0 T$) и увлечения фононами в N-процессах ($b_0 T^3$), которые выражаются через электронную и решеточную теплоемкости металла, соответственно.

Выше 30 К экспериментальные и расчетные значения $(-\frac{1}{3}S^{кл})$ резко расходятся в связи с активизацией процессов переброса при $T > T_0$ и возрастанием перебросного вклада S_U . Причем $S_U > 0$, в то время как $S_0 < 0$. В интервале $T = (30-60)$ К температурная зависимость перебросного вклада $S_U = S_0 + \frac{1}{3}S^{кл}$ описывается степенной зависимостью с показателем степени $n \approx 4.8$, что хорошо коррелирует с поведением электросопротивления, с которым перебросный вклад термоэдс связан соотношением [9] $S_U \sim \rho\delta/T$, где δ - слабая функция температуры.

Наложение магнитного поля приводит к тому, что при низких температурах ($T < 12$ К) термоэдс S_{xx}^a становится более положительной вплоть до изменения знака в больших полях, а при $T > 12$ К - более отрицательной. При $T > 40$ К влияние магнитного поля ослабевает.

Коэффициент Нернста-Эттингсхаузена при $T \rightarrow 0$ приближается к своему диффузионному значению A_{Hz}^0 , равному $-5.9 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{Дж}$ и связанному с электронной теплоемкостью. Температурозависимая часть A_{Hz} представляет собой составляющую фононного увлечения, которая для чисто нормальных процессов электрон-фононного рассеяния выражается через фононную теплоемкость и должна быть отрицательной. То, что $(A_{Hz} - A_{Hz}^0) > 0$, свидетельствует о сильном влиянии U-процессов на эффект Нернста-Эттингсхаузена.

Используя измеренные значения коэффициентов S_{xx}^a , A_{Hz} , W_{xx} , A_{Fl} и известные соотношения для компонент адиабатической и изотермической магнитотермоэдс, были вычислены значения изотермической магнитотермоэдс S_{xx}^i и S_{xy}^i в интервале температур (3 - 80) К в поперечных магнитных полях $H = 1; 2.5; 5; 10; 20; 40; 60$ кЭ.

Анализ изотермической магнитотермоэдс чистого Al в рамках диффузионной теории [9] показал, что \hat{S}^i состоит из двух конкурирующих вкладов: $\hat{S}^i = \hat{S}^{кл} + \hat{S}^u$. Первый вклад $\hat{S}^{кл}$ обусловлен действием градиента температуры на электроны и увлечением фононным ветром в N-процессах и выражается через электронную и фононную теплоемкость кристалла, а в магнитном поле меняется подобно коэффициенту Холла:

$$S_{xx}^{кл} = (a_0 T + \delta_0 T^3) \cdot Z_{xx}; \quad S_{yx}^{кл} = (a_0 T + \delta_0 T^3) \cdot \frac{|\Delta n|}{n_0 \cdot \gamma_U} \cdot Z_{yx}, \quad (6)$$

где

$$Z_{xx} = \frac{\Delta n}{n_0} \cdot \left\{ \frac{\tilde{W} \cdot p^2 \cdot \Delta V / \gamma_U}{(\tilde{W} \cdot p^2)^2 + (\Delta V)^2} + 1 \right\}; \quad Z_{yx} = \frac{\Delta \tilde{V} \cdot (\Delta \tilde{V} - \Delta V) + (p^2 \cdot \tilde{W})^2}{(p^2 \cdot \tilde{W})^2 + (\Delta \tilde{V})^2};$$

$$\tilde{W} = \frac{8 \cdot W \cdot (1-W)}{1+(1-2 \cdot W)^2}; \quad \Delta \tilde{V} = \frac{\tilde{W} \cdot W}{1-W} \cdot p^2 + \Delta V; \quad \Delta V = \frac{h^2}{2g_z} \cdot \Delta n;$$

W - коэффициент отражения, который при заданном входящем потоке в лунку дает долю электронов, вышедших по орбите из эквивалентной лунки; n_0 - число свободных электронов; $\Delta n = n_e - n_h$ - разность плотностей электронов и дырок; $\gamma_U = (\omega \tau_U)^{-1}$. В сильных магнитных полях $Z_{xx} \approx 1$ и значения S_{xx}^i , представленные в координатах $S_{xx}^i / T = f(T^2)$ при $T \rightarrow 0$, когда U-процессы вымораживаются и $S_{xx}^u \rightarrow 0$, дает значение $a_0 = (15 \pm 0.1) \text{ мкВ/К}^2$, что хорошо согласуется с данными других авторов [10].

Второй вклад \hat{S}^u связан с электрон-фононными процессами переброса, выражается через компоненты тензора магнитосопротивления и, следовательно, при $T < T_0$ имеют экспоненциальную температурную зависимость:

$$S_{xx}^u = -\frac{\delta}{T} \cdot \rho_{xx}; \quad S_{yx}^u = -\frac{\delta H}{T \cdot e \cdot c \cdot \Delta n} \cdot Z_{yx}, \quad (7)$$

где $\delta = e \cdot \Delta n \cdot \delta / p$;

Используя полученное значение a_0 и литературное значение $\delta_0 = 0.09 \text{ мкВ/К}^4$, были вычислены значения $S_{xx}^{кл}$ и S_{xx}^u . Оказывается, что при низких температурах, когда U-процессы существенно выморозены, в S_{xx}^i преобладает положительный вклад $S_{xx}^{кл}$, но по мере активизации процессов переброса при повышении температуры, отрицательный вклад S_{xx}^u превосходит $S_{xx}^{кл}$ и делает S_{xx}^i отрицательным. Сопоставление температурных зависимостей S_{xx}^u и ρ_{xx} показало, что

$$\delta = \begin{cases} T^{0.6} & \text{при } T < T_0 \\ \text{const} & \text{при } T > T_0 \end{cases} \quad (8)$$

Представление S_{XX}^U в координатах $\ln(-S_{XX}^U T^{(1-m)} \cdot \delta^{-1}) = f(T^{-1})$ выявило 3 линейных участка, наклон которых с учетом выражения (3) дал следующие значения параметра T_0 в показателе экспоненты:

$$T_0 = \begin{cases} 5.2 \text{ К} & \text{при } 3.2 \text{ К} < T < 6 \text{ К} \\ 20.2 \text{ К} & \text{при } 6 \text{ К} < T < 11 \text{ К} \\ 22.6 \text{ К} & \text{при } 11 \text{ К} < T < 22 \text{ К} \end{cases} \quad (9)$$

Эти три участка соответствуют активизации при повышении температуры (или, наоборот, вымораживанию при понижении температуры) межлистных процессов переброса в окрестности β -орбит ($T = (3-6) \text{ К}$) и в окрестности γ -орбит ($T = (6-22) \text{ К}$). Разбиение интервала температур $T = (6-22) \text{ К}$ на два связано со спецификой "горячих областей", которые описываются моделью "вытянутых лунок".

При $\omega T > 1$ ($A_{PL} T \cong \text{const}$), $A_{H3} \cong - \frac{S_{XX}^I (A_{PL} T)}{T} = - \frac{(S_{XX}^{KL} + S_{XX}^U) (A_{PL} T)}{T}$, т.е. A_{H3} так же, как и S_{XX}^I , состоит из двух конкурирующих вкладов: $A_{H3}^{KL} = - (a_0 + \delta_0 T^2) \cdot (A_{PL} T)$ и $A_{H3}^U = \frac{\delta}{T^2} \cdot \rho_{YY} (A_{PL} T)$; вклад A_{H3}^U при $T < T_0$ имеет экспоненциальную температурную зависимость, естественно, с теми же показателями экспоненты T_0 , что и для S_{XX}^U .

Используя в качестве исходных данные работы [11], аналогичные результаты получены для In.

Заключение

Результаты комплексного исследования кинетических свойств чистого алюминия (электро- и теплосопrotivления; магнитотепло- и магнитосопrotivления; адиабатической термоэдс и магнитотермоэдс; эффектов Риги-Ледюка и Нернста-Эттингсхаузена) в поперечных магнитных полях от 0 до 60 кЭ в интервале низких температур от 3 до 80 К показывают, что для поливалентных некомпенсированных металлов с замкнутой ПФ межлистные процессы переброса существенно повышают эффективность рассеяния электронов на малоугловых рассеивателях (низкотемпературных фононах и дислокациях), приводя к ряду особенностей в поведении кинетических коэффициентов, в частности:

1. В сильных магнитных полях ($\omega T \gg 1$) температурная зависимость магнитосопrotivления определяется электрон-фононными межлиственными процессами переброса и имеет степенной характер с показателем степени $m=3.4 \pm 0.1$ при $T > T_0$ и экспоненциальный характер при $T < T_0$. Причем вид предэкспоненциального множителя зависит от топологии "горячих областей", между которыми осуществляются процессы переброса.

2. Изотермическая магнитотермоэдс и адиабатический коэффициент

Нернста-Эттингсхаузена определяются конкуренцией двух вкладов, имеющих различные знаки. Первый вклад связан с термической диффузией и увлечением электронов фононным ветром в N-процессах. Он может быть определен через электронную и фононную теплоемкости металла, а в магнитном поле изменяется подобно коэффициенту Холла (Риги-Ледюка). Второй - обусловлен увлечением электронов фононным ветром в U-процессах и может быть выражен через компоненты тензора магнитосопротивления и имеет экспоненциальный характер при $T < T_0$.

3. В чистом пределе, когда определяющим является электрон-фононное рассеяние (для Al $T = (12 - 40)$ K), в области сильных и промежуточных магнитных полей магнитотеплосопротивление определяется межлистных процессами переброса U_B , а вклад нормальных процессов N_B относительно невелик. Температурная зависимость частоты межлистных U_B -процессов близка к экспоненциальной: $(\tau^U)^{-1} \sim \exp(-T_0/T)$.

4. В слабом магнитном поле $H = (1 - 2.5)$ кЭ для алюминия на температурной зависимости произведения коэффициента Риги-Ледюка на температуру наблюдается максимум при $T \sim 8$ K и минимум в окрестности (25-30) K. Наличие максимума можно связать с различием температурных зависимостей электрон-фононного рассеяния электронов в третьей зоне и дырок во второй зоне, а минимума - с существенно неупругим и ярко выраженным анизотропным характером электрон-фононного рассеяния при низких температурах.

5. В отсутствии магнитного поля вклад процессов переброса в релаксацию носителей мал. Температурная зависимость электросопротивления Al в чистом пределе описывается зависимостью близкой к блоховской и определяется нормальными "горизонтальными" (N_r) малоугловыми процессами электрон-фононного рассеяния. Теплосопротивление же в этих условиях пропорционально T^m , где $m = 2.4 \pm 2.9$ и определяется нормальными "вертикальными" (N_v) процессами, что соответствует решению кинетического уравнения при корректном учете энергетической зависимости неравновесной функции распределения электронов.

В интервале температур (6-12)K теплосопротивление исследованного Al можно описать зависимостью, учитывающей рассеяние электронов на статических дефектах кристаллической решетки, на фононах и на электронах. Введение дополнительного анизотропного малоуглового рассеяния в виде дислокаций приводит к отрицательному отклонению от правила Маттиссена и к увеличению электрон-электронного рассеяния в 2.5 раза по сравнению со значением в отожженных образцах.

Вклад "горизонтальных" процессов (N_r в теплосопротивление и U_r

в магнитотеплоспротивление χ , по-видимому, носит нерелаксационный характер.

Что же касается термоэдс, то, благодаря большому значению составляющей фононного увлечения, вклад процессов переброса заметен, правда, только при $T > T_0$. При этом знак этого вклада, как и в магнитном поле, противоположен знаку диффузионной составляющей и составляющей фононного увлечения, обусловленной N-процессами.

6. Получение корректных значений параметра $T_0 = \Delta p \cdot s$ из температурных зависимостей ρ_H , S_{xx}^U и A_{Hx} свидетельствует об адекватном описании кинетических коэффициентов диффузионной теорией Гуржи-Копелиовича-Ильевского и открывает новые возможности для определения размеров щелей между листами замкнутых ПФ металлов.

Список цитированной литературы:

1. Азбель М. Я., Лифшиц И. М., Каганов М. И. Электронная теория металлов. - М.: Наука, 1971 г.
2. Каганов М. И., Лифшиц И. М. Электронная теория металлов и геометрия // УФН. - 1979. - т. 129, в. 3. - с. 487-529.
3. Pippard A. B. The influence of small-angle scattering on metallic conduction // Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1968, v. 305, p. 291.
4. MacDonald A. H. Electron-phonon Enhancement of Electron-Electron Scattering in Al // Phys. Rev. Lett. - 1980. - 44, N 7. - p. 489-493.
5. Wisler N. Transport Properties of Simple Metals // Physica Scripta. - 1982. - T1. - p. 118-123.
6. Kus F. W. The electronic thermal conductivity of simple metals and alloys: Lithium and aluminium // J. Phys. F: Metal Phys. - 1978. - 8, N 4. - p. 651-657.
7. Гуржи Р. Н., Копелиович А. И. Низкотемпературная электропроводность чистых металлов // УФН. - 1981. - 133, в. 1. - с. 33-74.
8. Алиев А. М., Жернов А. П., Пашаев Х. М. Температурная зависимость коэффициента Риги-Ледюка в металлах со сферической поверхностью Ферми // ДАН Азерб. ССР. - 1980. - 36, N 7. - с. 32-35.
9. Копелиович А. И., Ильевский В. И., Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. Механизмы электрон-фононной релаксации в термоэдс и магнитотермоэдс некомпенсированных металлов с замкнутой поверхностью Ферми // ФНТ. - 1993. - 19, N9. - с. 1001-1007.
10. Thaler B. J., Fletcher R., Bass J. The low-temperature high-field Nernst-Ettingshausen coefficient of Al // J. Phys. F. - 1978. - 8, N 1. - p. 131-139.
11. Fletcher R. The transverse magnetothermoelectric properties of

an indium single crystal // J. Low Temp. Phys. - 1978. - 30, N 5/6. - p. 773-795.

Основные результаты диссертации отражены в работах:

1. Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. Гиперпроводящий алюминий: электротеплофизические свойства в полях 0-100 кЭ в интервале 4-50К // ВАНТ, Термоядерный синтез. - 1988. - в. 2. - с. 25-30.
2. Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. Электрон-электронное рассеяние в пластически деформированном алюминии // ФММ. - 1989. - 67, в. 1. - с. 85-92.
3. Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. Экспоненциальная температурная зависимость магнитосопротивления высокочистого алюминия в сильных магнитных полях. // ФНТ. - 1992. - т. 18, N 2. - с. 140-143.
4. Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. Коэффициент Нернста-Эттингсхаузена в высокочистых алюминии и индии и экспонента Пайерлса. // ФТТ. - 1993. - 35, N 5. - 1363-1374.
5. Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н., Ильевский В. И. Механизмы электрон-фононной релаксации в термо-эдс и магнитотермо-эдс Al и In // ФНТ. - 1993. - 19, N 10. - с. 1087-1097.
6. Чеботаев Н. Н., Узбек Е. А. Эффект Риги-Ледька в чистом Al при низких температурах // ФНТ. - 1993. - 19, N 10. - с. 1138-1139.
7. Morgoon V. N., V. A. Bondar, N. N. Chebotayev, R. N. Gurzgi, A. I. Kopeliovich. New method for determination of the split value between sheets of Fermi-surface of metals // 13th General Conference of the Condensed Matter Division European Physical Society, Regensburg, March 29 - April 2, 1993, ME 12. 33, p. 1268. (В кн.: "Europhysics conference abstracts", v. 17A, N 5/1993.
8. V. N. Morgoon, R. N. Gurzhi, A. I. Kopeliovich, V. A. Bondar, N. N. Chebotayev. Determination the intersheet gaps on Fermi surface of metals by investigating Pierl's exponent in high magnetic field // XX International Conference on Low Temperature Physics. - Eugene, Oregon, USA. - 1993. - PK-34.

Подп. к печ. 17. 11. 93. Формат 60×84¹/₈. Бумага тип. Печать офсетная. Усл. печ. л. 10.
Уч.-изд. л. 10 Тираж 85 экз. Зак. № 2745 Бесплатно.

Харьковское межвузовское арендное полиграфическое предприятие.
310093, Харьков, ул. Свердлова, 115.

459619

AB 29.088