

ОРДЕНОВ ЛЕНИНА И ДРУЖБЫ НАРОДОВ  
АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

---

На правах рукописи

СОВОЛЬ Валерий Романович

УДК 669.71+669.3:62-973:537.633.9

СВЯЗЬ АНИЗОТРОПИИ РАССЕЯНИЯ И ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ  
АЛЮМИНИЯ И МЕДИ В ЯВЛЕНИЯХ ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА

(01.04.07 - физика твердого тела)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Минск-1986

Работа выполнена в отделе криогенных исследований  
Института физики твердого тела и полупроводников АН БССР

Научный руководитель - кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
В.И.ГОСТИЦЕВ

Официальные оппоненты -доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
О.А.ПАНЧЕНКО  
кандидат физико-математических наук,  
доцент А.М.РОЩУПКИН

Ведущая организация - Харьковский государственный университет  
им. А.М.Горького

Защита состоится 17 октября 1986г. в 14-00 на заседании  
Специализированного совета К 063.81.01 Воронежского политех-  
нического института по адресу: 394026, г.Воронеж, Московский  
пр., 14, конференц-зал.

С д сsertацией можно ознакомиться в библиотеке Воронеж-  
ского политехнического института.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1986 г.

Ученый секретарь Специализированного совета к.ф.-м.н., доцент *Евгений* Л.П.Хухрянский

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Успехи, достигнутые в исследовании энергетического спектра электронов в проводимости и фононов в металлах, а также в получении чистых и совершенных монокристаллов выдвигают задачи всестороннего экспериментального изучения механизмов рассеяния электронов с учетом геометрии поверхности Ферми (ПФ). Сложность топологии ПФ большинства металлов приводит к тому, что вблизи брэгговских плоскостей, где имеет место сближение листов поверхности Ферми, и кривизна их сравнительно высока, весьма эффективны так называемые процессы рассеяния с перебросами, а также разнообразные диффузионные механизмы релаксации, инициированные фононами. При низких температурах переходы локализуются у брэгговских плоскостей обуславливая анизотропию рассеяния электронов проводимости.

Интерес к исследованию кинетических характеристик нормальных металлов в области низких температур связан с тем, что в теории процессов переноса, несмотря на кажущуюся ее завершенность, имеется еще достаточно много неясностей, требующих своего разрешения. Например, не ясна до конца роль специфики электронного рассеяния на статических размерных и тепловых дефектах кристаллической структуры в некоторых транспортных явлениях. Сложность проблемы заключается в том, что структурные дефекты, кроме локального искажения кристаллической решетки с размером нерегулярной области порядка атомного, приводят к перенормировке колебательного спектра атомов вблизи ядер дефектов, а также к слабому искажению строгой периодичности положений равновесия атомов, окружающих дефект. Вид таких полей напряжений, степень их локализации определяются характером воздействия дефекта на окружающую его матрицу, его типом. В связи с этим в настоящее время существует ряд противоречивых экспериментальных результатов и их толкований, касающихся особенностей электрон-дислокационного рассеяния, которые зачастую не учитывают вида транспортного явления и типа энергетической структуры. Необходимость получения сведений об особенностях рассеяния электронов на дислокациях и фононах заставляет обратиться к исследованию электропроводности, магнетосопротивления и термоэлектродвижущей силы. Чтобы корректно выделить внутриобъемные анизотропные механизмы рассеяния электронов проводимости, необходимо учесть воздействие на электронную функцию распределения (ФР) и такого фактора, как граница образца. Как макроскопический двумерный дефект она изменяет характер движения электронов даже в приближении зеркального отражения. Кроме этого, через границу происходит теплообмен с окружающей

средой и ввиду этого электрическое поле у поверхности образца может быть искажено дополнительными термоэлектрическими эффектами, связанными с условиями теплоотвода выделяемой в образце диссипативной мощности. Данное обстоятельство потребовало рассмотрения особенностей статического и низкочастотного электропереноса в тонких образцах.

Цель и задачи работы. Целью работы является экспериментальное изучение на примере алюминия и меди взаимосвязи зонной энергетической структуры и анизотропии рассеяния электронов проводимости на дефектах решетки.

В соответствии с указанной целью в работе ставились следующие задачи:

- изучить особенности электрон-дислокационного рассеяния в явлениях низкотемпературного электропереноса в магнитном поле;
- исследовать влияние анизотропии фононного рассеяния и зонной структуры на термоэлектрические свойства;
- исследовать роль поверхности образца и ее теплообмена с криогенной жидкостью в статическом и квазистационарном электропереносе в магнитном поле.

Научная новизна настоящей работы заключается в том, что выполнено систематическое изучение особенностей электронного рассеяния на статических и тепловых дефектах в электронных явлениях переноса и обнаружены новые эффекты, обусловленные зонной структурой алюминия и меди.

1. Проведено исследование анизотропии рассеяния электронов проводимости на дислокациях и вакансиях в алюминии. Показано, что при изменении плотности статических дефектов возможна немонотонная зависимость магнетосопротивления от степени деформации. Установлена корреляция в характере поведения магнетосопротивления как функции деформации с известной температурной зависимостью.

2. Впервые проведено исследование влияния низкотемпературной пластической деформации на магнетосопротивление монокристаллической меди. В области малых деформаций на совершенных в исходном состоянии образцах обнаружен рост анизотропии электронного рассеяния на протяженных дефектах, который в присутствии открытых сечений уменьшает магнетосопротивление, а в случае замкнутых траекторий увеличивает его. Проанализировано влияние низкотемпературных фононов на электроперенос в магнитном поле и установлена взаимосвязь в характере поведения деформационных и температурных зависимостей

магнетосопротивления при различных типах электронных траекторий.

3. Изучена температурная зависимость монотонной составляющей диагональной компоненты тензора термоЭДС в магнитном поле. Для определенных ориентаций обнаружено изменение знака, причем отрицательность термоЭДС при  $T \leq 5\text{K}$  обусловлена сильной диффузией электронов по областям перемычек, вызванной поперечными фононами.

4. При переносе заряда большой плотности обнаружен новый вид нелинейной связи электрического поля с плотностью заданного тэча. Степень нелинейности определяется величиной и направлением внешнего поперечного магнитного поля и обусловлена термоэлектричеством.

5. На меди обнаружены квантовые осцилляции термоЭДС нового типа, связываемые с участием в переносе заряда электронов, принадлежащих  $d$ - состояниям.

6. Изучено влияние магнитного поля на пространственную неоднородность электрического поля в условиях квазистационарного электропереноса в тонких образцах, показана существенность поверхностного рассеяния в случае низкочастотного скин-эффекта.

Научная и практическая значимость. Поскольку сопротивление в магнитном поле более чувствительно к перестройке фононного спектра и к рассеянию на малые углы метод магнетосопротивления может быть применен для изучения анизотропных механизмов рассеяния и в других металлах, зонная структура которых такова, что имеются области на ПФ, в которых электроны эффективно рассеиваются низкотемпературными фононами и полями напряжений линейных дефектов.

Результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для построения последовательных теоретических концепций о механизмах рассеяния и их проверки. Они существенно углубляют понимание кинетических явлений в металлах.

Полученные данные о сильном влиянии небольших пластических деформаций на сопротивление в магнитном поле должны быть учтены при конструировании высокочувствительных датчиков магнитного поля на основе магнеторезистивного эффекта в металлах, в частности в меди.

Результаты о влиянии искажений кристаллической структуры на магнетосопротивление могут быть полезными при определении характера дефектной структуры металла.

На основе данных по электропереносу в условиях ограниченного теплоотвода возможна разработка криогенных низкоомных управляющих элементов.

## ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ, ВНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Гальвано- и термомагнитные исследования как метод комплексного изучения анизотропии рассеяния электронов проводимости на дефектах структуры.
2. Результаты экспериментального исследования взаимодействия электронов с несовершенствами кристаллической структуры в алюминии и меди.
3. Нелинейность связи электрического поля и заданного тока большой плотности в магнитном поле.
4. Осцилляции плотности состояний  $\Delta$ -зон в меди и их влияние на магнетотермоЭДС.
5. Новый характер скинирования низкочастотного переменного тока в тонких образцах в присутствии сильного магнитного поля как проявление размерного эффекта.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на III Всесоюзной конференции "Методы и средства измерения параметров магнитного поля" (Ленинград, 1985), на III и IV Всесоюзных семинарах по низкотемпературной физике металлов (Донецк, 1983, 1985), на VII Республиканской конференции молодых ученых по физике (Могилев, 1982) и опубликованы в 12 статьях и тезисах докладов.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Она содержит 162 страницы машинописного текста, в том числе 47 рисунков. Список литературы включает 134 наименования.

### ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, цель работы, выбор объектов исследования, описан круг вопросов, исследование которых составило предмет диссертационной работы.

Первая глава носит обзорный характер. В ней дан краткий анализ экспериментальных и теоретических работ по исследованию зонной структуры и ПФ алюминия и меди, изложены основные достижения в области исследования взаимодействия электронов проводимости с различными дефектами, проведен анализ применимости разнообразных моделей механизмов рассеяния для описания процессов переноса в металлах.

Исследование электронных кинетических свойств металлов в магнитном поле широко применяется для изучения особенностей топологии ПФ, выяснения типа траекторий носителей заряда, размеров и сечений энергетической поверхности. При этом интерпретировать результаты эксперимента принято на основе микроскопической теории гальвано- и термомагнитных явлений (Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И., Песчан-

ский В.Г., Бычков Д.Л., Гуревич Л.Э., Недлин Г.М. ЖЭТФ, 1956, 31, 63; ЖЭТФ, 1958, 35, 1257; ЖЭТФ, 1957, 32, 1188; ЖЭТФ, 1959, 37, 534), когда член кинетического уравнения, описывающий движение по фазовой траектории в импульсном пространстве, гораздо больше столкновительного. Кинетические коэффициенты в этом случае отыскиваются в виде разложения по малому параметру  $\Omega\tau$  ( $\Omega$  - ларморовская частота,  $\tau$  - время релаксации). Однако в целом ряде случаев имеет место некоторое несоответствие между результатами эксперимента и общими положениями теории, что можно интерпретировать как следствие анизотропии рассеяния электронов проводимости. Примером такого несоответствия можно считать линейность полевой зависимости поперечного магнетосопротивления, нарушение правила Колера при водородных температурах и аномалии в температурной зависимости продольного магнетосопротивления алюминия (Боровик Е.С., Волоцкая В.Г., Цзян Д.Н., Еременко В.В., Шевченко О.Г. ЖЭТФ, 1965, 48, 1554; ЖЭТФ, 1969, 57, 1923; ФНТ, 1976, 2, 1152). Следует отметить, что протяженные дефекты более сложны для описания по сравнению с низкотемпературными фонами или статическими точечными несовершенствами структуры типа примесных атомов внедрения, замещения или вакансий. В связи с этим имеется весьма немного теоретических работ, рассматривающих электрон-дислокационное рассеяние на микроскопическом уровне с учетом локального искажения кристаллической решетки в ядре дефекта и полей напряжений на расстояниях больших по сравнению с атомными. Экспериментальных работ по изучению характера электрон-дислокационного рассеяния несколько больше, однако они проводились в основном в рамках рассмотрения отклонений от правила Матиссена. В связи с этим к настоящему времени единого взгляда на дислокации как рассеиватели электронов нет. В одних работах они представляются исключительно как центры малоуглового рассеяния, в других показывает изотропный характер их взаимодействия с электронами. Попытки оценить удельное дислокационное электросопротивление на основе учета полей напряжений давали заниженные по сравнению с экспериментальными значения в противоположность расчетам, учитывающим ядро дислокаций. По всей видимости, наиболее целесообразно рассматривать рассеяние на статических дефектах комплексно с учетом вида закона дисперсии и особенностей изучаемого явления переноса.

Анизотропию электрон-дислокационного рассеяния в кубических металлах наиболее удобно исследовать методом гальвано- и термомагнитных эффектов, когда введение дополнительных контролируемых параметров величины и направления магнитного поля влияет на анизотропию электронной ФР. При этом, если неравновесная добавка в ФР резко изменяется на

ПФ, вклад актов малоуглового рассеяния особенно эффективен: и выход магнетосопротивления (МС) на асимптотическое поведение существенно определяется температурой и другими характеризующими столкновения параметрами.

Следует иметь в виду, что при изучении тонких эффектов в гальваномагнитных свойствах необходимо учитывать и особенности рассеяния электронов границей образца, которая оказывает влияние на ФР. Как известно, сопротивление проводника в магнитном поле существенно зависит от неоднородности электрического поля, обусловленной размерным эффектом. Одной из причин возникновения такой неоднородности может явиться скин-эффект в переменном электромагнитном поле. В этом случае можно ожидать измененную зависимость сопротивления от магнитного поля.

Вторая глава посвящена изложению методических аспектов приготовления объектов исследования, техники низкотемпературного эксперимента и особенностей регистрации физических параметров.

Используемые в работе моно- и поликристаллические образцы алюминияготавливались из зонно-очищенных слитков с отношением величин электросопротивления при комнатной и гелиевой температурах  $\rho_{273\text{K}}/\rho_{4.2\text{K}} \approx 10000 - 18000$ , монокристаллы меди имели  $\rho_{273\text{K}}/\rho_{4.2\text{K}} \approx 7000 - 15000$ . После рентгенографической ориентации образцы вырезались методом электроэрозии вдоль заданных кристаллографических направлений, после чего искаженный слой стравливался. В зависимости от вида решаемых задач образцы имели различную форму, причем поперечное сечение варьировалось от  $0.01$  до  $\approx 1 \text{ мм}^2$ .

Измерение кинетических коэффициентов (электро- и магнетосопротивления, термоЭДС) проводили потенциометрически, контактным методом. Потенциальные электроды припаивались к образцу на таком расстоянии от токовых, чтобы исключить влияние искаженного электрического поля в области тоководов. Температурный градиент при измерении термоЭДС оценивали термопарой, пропущенной в магнитном поле; величину термоЭДС измеряли по отношению к свинцу. Изучение явлений переноса при больших плотностях тока проводили на жестко бандажированных образцах с целью исключения механического воздействия пондеромоторных сил. В каждом конкретном случае образцы монтировались в специальных устройствах - держателях, позволяющих проводить измерения с достаточной точностью. При изучении анизотропных гальвано- и термомагнитных эффектов образцы вставляли в держатель, который давал возможность с точностью до  $0.1^\circ$  поворачивать и наклонять кристалл в поле, а также ориентировать его кристаллографическую ось относительно оси вращения. При изучении механизмов электрон-дислокационного рассеяния исследова-

ния проводили в специально разработанных унифицированных камерах сжатия растяжения, в которых помимо варьирования плотности статических дефектов методом пластической деформации можно было проводить температурные и магнитные измерения. Уровень точечных деформационных дефектов регулировался высокотемпературным отжигом.

При магнетооптических исследованиях применялся держатель образца с двумя степенями свободы, состоящий из ячейки ориентации в рабочей области магнитного поля и механизма управления в "теплой" зоне. Спектрально-поляризационные характеристики были получены методом регистрации интенсивности отраженного от образца света для двух выделенных азимутов поляризации - перпендикулярно и параллельно вектору напряженности магнитного поля  $H$ , волновой вектор излучения нормален  $H$ .

Размерный и низкочастотный эффекты при переносе заряда в  $H$  изучались методом прямой регистрации падения напряжения на образце, а также по мостовой схеме, целиком выполненной в низкотемпературном варианте. Низкоомный переключатель режима работы моста позволял регистрировать изменение величины сопротивления его плеч после балансировки с высокой точностью.

При калориметрических измерениях температура фиксировалась арсенид-галлиевым преобразователем сопротивления с погрешностью  $5 \cdot 10^{-3}$ .

В работе использовались два вида магнитных систем: сверхпроводящие соленоиды типа УИС-I и УИС-I(A) с полем до 90 кЭ в рабочем отверстии диаметром 40 мм и соленоид фирмы "Intermagnetic", который имел напряженность поля до 150 кЭ с однородностью в объеме образца  $\sim 10^{-3}$ .

Третья глава содержит результаты изучения деформационных механизмов рассеяния и анализ характера анизотропии ФР электронов проводимости алюминия при переносе заряда в условиях варьирования плотности точечных и протяженных дефектов. Рассмотрены особенности электронного рассеяния на дислокациях при обычном электропереносе, установлена корреляция между деформационной и температурной зависимостями  $MC$ , проведено сравнение эффективности малоуглового рассеяния на статических и тепловых дефектах.

Существование анизотропного (низкотемпературные фононы) и изотропного (вакансии, примеси) рассеяния приводит, как известно, к нарушению правила Матиссена, когда эффективное сопротивление  $\rho$  превышает сумму вкладов отдельных механизмов, т.е.  $\rho \geq \rho_s + \rho_{\phi}$ , другими словами  $\rho = \rho_0 + \rho_{\phi} + \Delta\rho = \rho_0 + \rho_T$ , где  $\rho_0$  - остаточное сопротивление, обусловленное изотропным рассеянием на статических дефектах при  $T = 4.2$  К,  $\rho_{\phi}$  - фононный вклад,  $\Delta\rho$  - поправочный член к правилу Матиссена,  $\rho_T$  - температурозависимая часть.

Деформационная зависимость температурной части  $\rho_T(\varepsilon)$ , отражающая степень отклонения от правила Матиссена, обнаруживает сложное поведение, которое определяется величиной температуры  $T$ , уровнем точечных дефектов и может с деформацией увеличиваться, уменьшаться или оставаться неизменной. Так  $\rho_T$  почти не зависит от  $\varepsilon$  после отжига вакансий при  $T=16\text{ K}$  и слабо растет с  $\varepsilon$  при  $T=20\text{ K}$ . В присутствии вакансий  $\rho_T(\varepsilon)$  более интенсивно для обеих температур. Такое поведение  $\rho_T(\varepsilon)$  обусловлено сильной зависимостью  $\Delta\rho$  от соотношения вкладов в интеграл столкновения анизотропных и упругих механизмов рассеяния и описывается в рамках вариационного принципа Колера, согласно которому в "грязном" ( $\rho_0 > \rho_\Phi$ ) и "чистом" ( $\rho_0 < \rho_\Phi$ ) пределах  $\rho_0$  и  $\rho_\Phi$  непостоянны, причем  $\rho_0^{\text{гр.}} \leq \rho_0^{\text{чист.}}$ , а  $\rho_\Phi^{\text{гр.}} \geq \rho_\Phi^{\text{чист.}}$ , что и приводит к конечному  $\Delta\rho$ . Таким образом, характер зависимостей  $\rho_T(\varepsilon)$  как в присутствии вакансий, так и после их отжига качественно подобен, т.е. деформация с последующим отжигом вакансий не приводит к зависимости  $\rho_T(\varepsilon)$ , интерпретация которой требовала бы привлечения дополнительного анизотропного механизма. В связи с этим установить факт возрастания анизотропии рассеяния при электрон-дислокационном взаимодействии с увеличением плотности дислокаций весьма затруднительно, поскольку в условиях обычного электропереноса поведение  $\rho_T(\varepsilon)$  можно представить как результат возрастания доли изотропного рассеяния, когда ФР с деформацией приближается по виду к ПФ жестко сдвинутой из равновесного состояния как единое целое с монотонным уменьшением исходной анизотропии. Следовательно, основной вклад в электросопротивление в области температур от 4.2 К вплоть до 20 К дает рассеяние на ядрах протяженных дефектов, которое существенно изотропно.

Сопротивление в поперечном магнитном поле  $\rho_H$  более чувствительно к особенностям релаксационных процессов. Изучение МС  $\Delta\rho_H/\rho = (\rho_H - \rho)/\rho$ , где  $\rho_H, \rho$  - сопротивление при некоторой температуре  $T$  в магнитном поле и в его отсутствие, в зависимости от остаточного  $\rho_0$ , изменение которого обусловлено деформацией, показало, что в области больших деформаций (больших значений  $\rho_0$ ) МС имеет падающий участок, что свидетельствует об изотропизации ФР. Однако в области малых деформаций (вблизи исходного состояния) величина  $\Delta\rho_H/\rho$  неостойчна для различных образцов, более того, характеристика монотонна по отношению к известной температурной зависимости (рис. I, где степень деформации выражена в единицах остаточного сопротивления). Величина и положение экстремума являются сложной функцией способа деформирования, величины  $H$  и уровня точечных дефектов, что проявляется в полевой зависимости МС и наклоне Колера. Такое поведение МС

можно прежде всего интерпретировать с помощью модели генерации анизотропии  $\Phi P$  в условиях упругого рассеяния за счет носителя, находящихся на несферических участках  $P\Phi$ , при этом исходное "остаточное" МС ( $T = 4.2 K$ ) имеет место в силу конечности недиагонального матричного элемента интегрального оператора столкновений (МЭ)  $R_{12}$  в модели многомоментного представления неравновесной добавки к  $\Phi P$ . В этом случае МС выражается в виде  $\Delta \rho_H / \rho = \eta / (1 - \eta^2)$ ,  $\eta^2 = R_{12}^2 / R_{11} R_{22}$ . В связи с тем, что линейной концентрационной зависимости МЭ от плотности дефектов недостаточно для описания изотропизации  $\Phi P$  при больших плотностях дислокаций, поведение МС можно представить как результат нелинейной немонотонной зависимости МЭ от плотности дефектов и выразить их как функции плотности дефектов  $R_{12}(c)$ ,  $\eta^2(c)$ , когда

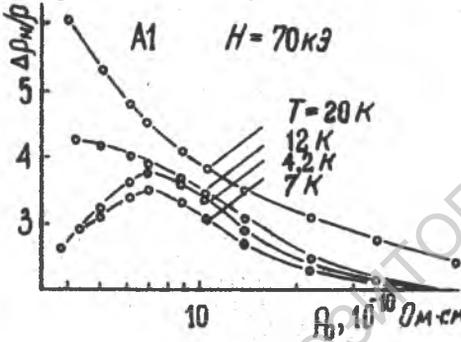


Рис. I

анизотропии  $\Phi P$ . Сам по себе температурный механизм рассеяния при  $T = 20 K$  существенно анизотропен, что определяется высокой эффективностью процессов переброса, в связи с этим характерно воздействие двух анизотропных механизмов в условиях постоянства вклада одного из них и варьирования интенсивности другого. Так, при  $T = 12 + 20 K$  МС с ростом  $\rho_D$  монотонно уменьшается, откиг вакансий незначительно изменяет вид МС. При  $T = 30 K$  МС не зависит от плотности дефектов и мало по величине. На температурной зависимости МС характерный максимум в области  $T = 20 K$  имеет место в широком диапазоне деформаций, однако относительная величина его с ростом уменьшается, и в области промежуточных температур МС можно представить:  $\Delta \rho_H / \rho = \frac{P_{12}}{P_{11}} (1 - \eta) + R_{11}$ , где  $P_{11}$  - МЭ оператора столкновений с фононами,  $\eta = \frac{P_{12}^2}{P_{11} P_{22}}$ .

Таким образом, электрон-дислокационное рассеяние необходимо рассматривать комплексно с учетом вида транспортного явления, энергетического спектра электронов и структуры дефектов решетки. В магнитном поле в области малых деформаций, когда дислокации имеют преимущест-

при малых плотностях дефектов  $R_{12}(c)$  возрастает интенсивнее диагональных, а при больших ситуациях изменяется на обратную.

Поскольку деформационные потенциалы вокруг дефектов можно представить в виде разложения по обычным колебаниям, то длинноволновые составляющие этих колебаний с характерными импульсами - обычных фононов при  $T = 20 K$  также могут увеличивать степень

венно вытянутый характер и согласно линейной теории упругости поля напряжений затухают обратно пропорционально расстоянию, имеет место рост анизотропии электронной ФР вследствие рассеяния на дислокациях в противоположность обычному электропереносу, при этом даже при  $T = 4.2\text{ K}$  необходимо учитывать и "температурный" вклад в процессы рассеяния с перебросами.

В четвертой главе изучены особенности взаимодействия электронов проводимости меди со статическими и тепловыми дефектами кристаллической решетки. Исследовано влияние на перенос заряда магнитного поля и установлена связь между рассеянием электронов на низкотемпературных фононах и дислокациях для различных типов электронных траекторий.

Сопротивление монокристаллических образцов меди при различных ориентациях  $H$  и вектора плотности тока  $j$  обнаруживает сильную анизотропию. Так, на зависимостях сопротивления  $\rho_H$  от деформации  $\rho_H(\epsilon)$  и температуры  $\rho_H(T)$  в присутствии слоя открытых траекторий, когда  $H$  находится в двумернооткрытой области, минимум, разделяющий области сильного и слабого поля в соответствии со значениями величины сопротивления  $\rho(\epsilon)$  и  $\rho(T)$  при  $H = 0$  исходя из приближения изотропного времени релаксации должен находиться несколько при больших значениях сопротивления. Действительно в данном случае в  $H = 35\text{ кЭ}$  величина параметра  $\Omega\tau = H/c\text{в}ep$  ( $c$  - скорость света,  $n$  и  $e$  - плотность и заряд электрона) в минимуме зависимости  $\rho_H(\epsilon)$  и  $\rho_H(T)$  соответственно составляет 5 и 8. В области же больших плотностей дефектов, где по характеру поведения  $\rho_H$ , сближающегося с  $\rho$ , магнитное поле должно быть мало т.е.  $\Omega\tau \ll 1$ , а  $\rho_H = \rho [1 + (\Omega\tau)^2]$ , тем не менее магнеторезистивный эффект достаточно велик и хорошо выражен для  $\rho_H(\epsilon)$  ( $H = 35\text{ кЭ}$ ,  $\epsilon = 10\%$   $\rho = 150 \cdot 10^{-10}$  ом·см,  $\Delta\rho_H/\rho = 0.8$ ), причем минимум на данной зависимости смещается с ростом  $H$  в область больших  $\epsilon$ .

Такие особенности поведения  $\rho_H$  свидетельствуют о существенном нарушении приближения изотропного по всей ПФ  $\zeta$  и уменьшении его в  $H$  даже при больших плотностях статических дефектов, когда  $\rho_0$  возрастает в десятки раз; изотропная составляющая рассеяния на локальных несовершенствах ответственна за смещение минимума. Следует отметить, что область промежуточных магнитных полей (ПМП) наиболее отчетливо проявляется на зависимости  $\rho_H(T)$ , где резкое уменьшение  $\rho_H(T)$  с ростом  $T$  в области  $T < 20\text{ K}$  происходит на фоне слабого возрастания  $\rho(T)$ . В области  $T > 20\text{ K}$ , где доминирует фононный вклад и  $\rho(T) \sim T^n$  с  $n = 4.3$ , диффузия электронов по участкам ПФ с большой кривизной вблизи брэгговских плоскостей наиболее эффективна, что и приводит к отсутствию зависимости положения минимума от  $H$ . Данный механизм рассеяния изменяет закон полевой зависимости МС

если при  $T = 4,2 \text{ К}$   $\Delta\rho_H/\rho \sim N^{\frac{1}{2}}$  и  $\nu = 1,6$ , то с ростом  $T$  и уменьшается и для  $T = 24 \text{ К}$  связь между  $\text{МС}$  и  $N$  линейна. При  $T = 40 \text{ К}$  характерный импульс фонона составляет  $0,1\rho_F$ , ( $\rho_F$  - импульс фермиевского электрона) и процессы переброса эффективны как в магнитном поле, так и в его отсутствие.

Особенности поведения  $\text{МС}$  в присутствии слоя открытых орбит сильно выражены при варьировании количества точечных деформационных дефектов. При больших  $\epsilon$  величина  $\text{МС}$  после отжига вакансий возрастает, что соответствует правилу Колера, а для малых деформаций имеет место обратное соотношение и на зависимости  $\Delta\rho_H/\rho \sim N^{\frac{1}{2}}$  не постоянен и уменьшается при переходе к большим полям, что проявляется на прямых зависимостях  $g(\Delta\rho_H/\rho) = nqN$ . Следуя теории гальваномагнитных явлений в условиях эффективной диффузии область ПМВ возникает у границы двумернооткрытой области, когда  $\tau_r \beta^2 < \Omega^{-1} < \tau_r$ ;  $\beta = T/\theta$  ( $\theta$  - температура Дебая),  $\tau_r$  - время диффузии через ПД. Угол  $\varphi$ , отсчитываемый от границы области, определяется:  $|\varphi| < (\Omega\tau_r)^{-0,5}$ . Для меди с  $\rho_0 \approx 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$  в предположении что  $\rho_F \approx 0,1\rho_0$ ,  $\tau_r \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  и для  $H = 50 \text{ кЭ}$   $\varphi \approx 1^\circ$ , т.е. перекрывает значительную часть области открытостей, существенно ослабляя характер полевой зависимости диагональных компонент тензоров  $\beta$  и  $\rho$  за счет усреднения вкладов в интеграл столкновений двух механизмов рассеяния: упругого и малоуглового.

При ориентации  $H$  вне особых точек стереографической проекции, когда имеет место только замкнутые траектории,  $\rho_H$  монотонно растет с деформацией, в области перехода от исходного состояния к деформированному наблюдается ступенеобразное возрастание  $\rho_H$ , при больших  $\epsilon$  имеет место сближение кривых  $\rho_H(\epsilon)$  и  $\rho(\epsilon)$  с ощутимым магнеторезистивным эффектом ( $\rho_0 = 200 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ;  $H = 40 \text{ кЭ}$ ;  $\Delta\rho_H/\rho = 0,5$ ). Особенно существенно влияние на  $\text{МС}$  малых деформаций в условиях регулирования уровня точечных дефектов. Так на зависимости  $\Delta\rho_H/\rho = f(\epsilon)$  на фоне общего падения  $\text{МС}$  вблизи исходного состояния имеется экстремум, величина которого возрастает после отжига вакансий. Увеличение масштаба анизотропии ФР в данном случае вызвано изменением полевой зависимости  $\text{МС}$ . Если в исходном состоянии  $\Delta\rho_H/\rho$  как функция  $H$  стремится к насыщению, то в максимуме деформационной зависимости характер  $\text{МС}$  иной. Подобное поведение является результатом возрастания эффективности процессов рассеяния с перебросами, когда конечность импульсов фононных мод приводит к эффективному открытию замкнутых электронных траекторий. (рис.2). Следует отметить, что сама область гелиевых температур с импульсом фонона  $\sim 0,01\rho_F$  допускает существование перебросов в магнитном поле, что также может приводить к частичной трансформации электронных орбит

и проявляется макроскопически в слабом насыщении  $\rho_H$  как функции  $H$ , когда проводимость в значительной степени определяется временем релаксации с перебросами  $\tau_{cl}$ , и  $\tau_{cl} \ll \tau_r$ . Область ПМТ характерна для  $T > T_{II}$ , где  $T_{II}$  - характерная температура, определяемая для меди из соотношения  $T_{II}/T_0 < 0.1$  ( $T_0 = \Delta r S$ ;  $\Delta r$  - минимальное расстояние между листами ПФ,  $S$  - скорость звука). Для меди  $\Delta r = 0.2r_f$  и  $T_0 = 60$  К, следовательно зависимость



диагональных компонент тензора проводимости более слабая, чем  $\sim H^2$ . Соответствующая компонента сопротивления  $\rho_{xx}$  обнаруживает рост с  $H$ . Таким образом, как тепловые, так и протяженные дефекты приводят к росту эффективности малоугловых столкновений при переносе заряда в магнитном поле.

Рис.2

Область  $T = 4.2$  К не может считаться для чистых образцов "грязным" пределом, для которого  $\rho_T \ll (\Delta r / r_f)^2 \rho_0$  и релаксация электронов обусловлена изотропным рассеянием, при этом диффузия приводит к более слабой, чем квадратичная полевой зависимости МС в особых точках стереопроекции, а процессы переброса к отсутствию насыщения МС вне особых точек.

В пятой главе рассмотрены явления переноса заряда с учетом термоэлектрических эффектов, влияние анизотропии электрон-фононного рассеяния на магнетотермоЭДС меди, особенности квазистационарного электропереноса в тонких образцах, а также проявление квантового характера движения электронов в статических и высокочастотных явлениях.

ТермоЭДС очень чувствительна к особенностям рассеяния электронов проводимости. Зависимость поперечной магнетотермоЭДС  $\alpha_H$  меди от  $T$  (рис.3) была изучена в трех характерных точках стереопроекции: на краю и в центре двумернооткрытой области (кривые 3 и 4), а также вне особых точек (1, 2). Если при ориентации  $H$  вблизи особых точек  $\alpha_H$  в области  $T = 4 - 6$  К положительна, то для  $H$  вне особых точек имеет место изменение знака  $\alpha_H$  и при  $T < 5$  К она отрицательна. Поскольку величина и знак термоЭДС обусловлены вкладами двух составляющих: диффузионной и фононного увлечения, которое в свою очередь определяется соотношением между процессами рассеяния на примесях и фононах, то возрастает эффективность процессов переброса на низкотемпературных фононах. Вследствие высокой частоты актов столкновений электронов в областях "шеек" с

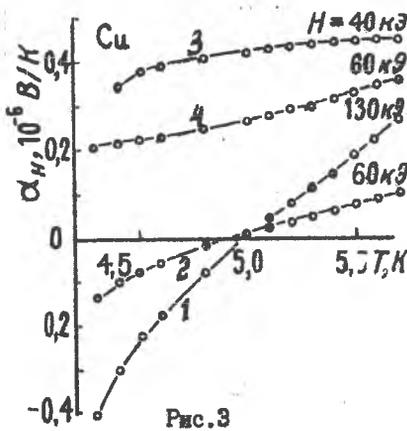


Рис. 3

областей к перемычкам и ограничения здесь диффузии. Второй причиной, приводящей к положительности  $\alpha_N$ , является возрастание эффективности нормальных процессов рассеяния на вогнутых участках ПФ вблизи перемычек.

Полевые зависимости термоЭДС обнаруживают осцилляции периодические по  $H^{-1}$  в широком угловом диапазоне. Частоту данных осцилляций не удастся проинтерпретировать в рамках общепринятых представлений о  $\Gamma_{12}$  меди, т.к. экстремальных сечений, приводящих к таким частотам, нет. Их можно связать с состояниями внутренних зон, образованных коллективизированными электронами  $d$ -оболочек, которые в кристаллическом состоянии частично свободны. Квантование электронных уровней  $d$ -зон в  $H$  приводит и к изменению поляризации света при отражении. При этом относительная степень поляризации  $\Delta\eta_N/\eta$ , определяемая интенсивность в двух выделенных направлениях (перпендикулярно и параллельно  $H$ ) в  $H$   $C_N^+$  и  $C_N^-$  и в его отсутствие  $C^+$  и  $C^-$  ( $\eta_N = C_N^+ - C_N^- / C_N^+ + C_N^-$ ;  $\Delta\eta_N/\eta = (C_N^+ - C_N^- - \eta) / \eta$ ) обнаруживает тонкую структуру, особенности которой невозможно связать с коллективизированными  $d$ -электронами.

Условия теплоотвода выделяемой в образце джоулевой мощности существенно связаны на виде вольтамперных характеристик (ВАХ) в режиме заданного тока. Так, если в отсутствие магнитного поля имеет место линейная ВАХ вплоть до крамса кипения, после которого начинается разогрев поверхности образца, то в сильном  $H$  ВАХ нелинейна. Для медного монокристаллического образца в зависимости от ориентации векторов  $H$  и  $j$  характеристика в режиме заданного тока либо  $N$ -образна, либо монотонна (рис. 4). Данный эффект нечеток по полю и току, изменение направления одного из них трансформирует вид характеристики. Подобное поведение обусловлено сильной зависимостью моментом тензоров термоЭДС и

поперечными фононами роль процессов переброса на тепловых фононах играет диффузия электронов по этим узким перемычкам, обладающим большой кривизной. В отличие от рассеяния с перебросами на примесях дробросы, вызванные взаимным увлечением электронов и фононов, могут приводить как к положительной, так и к отрицательной по знаку составляющей увлечения. Таким образом, магнитное поле не только увеличивает  $\alpha_N$  по абсолютной величине, но и как бы сужает область "чистого" предела за счет смещения электронов из выпуклых

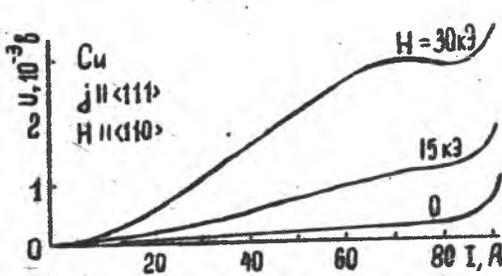


Рис. 4

с учетом второго слагаемого в обобщенном уравнении электро- теплопереноса и имеет вид  $E_x = \rho_{ij} j_x (1 + \alpha_{ij} j_x d / \alpha_{ij})$ , где  $d$  - поперечный размер образца. Для медного образца с  $d = 0.1$  см ( $\alpha = 70$  Вт/см $\cdot$ К,  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-10}$  Ом $\cdot$ см,  $\tau = 2 \cdot 10^{-10}$  с,  $\alpha = 10^{-8}$  В/К) при токе  $J = 50$  А в поле  $H = 50$  кЭ с учетом специфической роли фононного механизма рассеяния воздействующего на  $\alpha_{ij}$  в большей степени, чем на  $\alpha_{ij}$ , выражающегося через  $\rho_{ij}$ , поправочный член  $\alpha_{ij} j_x d / \alpha_{ij} \ll 1$  и таким образом термоэлектрический вклад сравнивается по величине с омическим преобразуя ВАХ.

Влияние поверхности на электронную ДР особенно велико в тонких образцах и неоднородность  $E$ , обусловленная границей образца, искажается в  $H$ . Поверхностное сопротивление  $R_{20}$  на частоте 20 Гц алюминиевых проводок ( $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-10}$  Ом см) с  $d = 0.3$  мм обнаруживает слабую нелинейную зависимость от  $H$ . При  $H = 0$  относительное сопротивление  $R_{20}/R_0$  можно аппроксимировать функцией частоты ( $f^*$ ) с  $n = 0.3$ , с ростом  $H$  и уменьшается и аномальный размерный скин-эффект вырождается в статический размерный, когда минимальным параметром является  $d$ .

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. На примере алюминия и меди показано, что метод магнетосопротивления является эффективным при исследовании характера взаимодействия электронов проводимости с несовершенствами кристаллической решетки.
2. В области малых плотностей протяженных дефектов обнаружено возрастание анизотропии электронного рассеяния в алюминии, приводящее к немонотонной зависимости магнетосопротивления как функции деформации, и установлена корреляция с температурной зависимостью. Показано, что возрастание масштаба анизотропии функции распределения можно интерпретировать как результат упругого рассеяния на об астях локальных искажений, а также эффективным рассеянием на малые углы на длинноволновых составляющих деформационных потенциалов протяженных дефектов. При обычном же переносе заряда в области температур 4.2 - 20 К основную роль в элект-

теплопроводности  $\alpha_{ij}$  от магнитного поля. При ориентации  $H$  вблизи рациональных направлений возможна ситуация, когда направление открытости совпадает с вектором  $j_x$ . Тогда в приближении упругого рассеяния  $\alpha_{ij} = \alpha(\Omega\tau)$ ,  $\alpha_{ij} = \alpha$ . В этих условиях электрическое поле на поверхности образца формируется

рон-дислокационном рассеянии играют ядра дефектов, рассеивающие электроны проводимости изотропно.

3. Изучены особенности электропереноса в меди в условиях варьирования плотности статических деформационных дефектов. Если при больших деформациях функция распределения изотропизируется, то при малых плотностях дефектов анизотропия рассеяния возрастает и для ориентаций магнитного поля, приводящих к существованию слоя открытых траекторий, магнетосопротивление уменьшается, в случае замкнутых орбит на деформационной зависимости магнетосопротивления обнаружен экстремум.

4. Проанализировано электрон-фононное рассеяние в меди и его влияние на перенос заряда. В зависимости от типа орбит установлена взаимосвязь поведения магнетосопротивления при рассеянии на тепловых фононах и полях напряжений дислокаций приводящая к эффективному открытию замкнутых траекторий вследствие процессов рассеяния с перебросами и ослаблению зависимости магнетосопротивления от величины магнитного поля в результате эффективной диффузии из слоя открытых сечений.

5. При изучении температурной зависимости термоЭДС меди в сильном магнитном поле, ориентированном вне особых точек и областей стереопроекция, обнаружено изменение знака, при этом в области температур выше 5К термоЭДС положительна вне зависимости от направления поля. Отрицательность термоЭДС связывается с диффузией электронов по областям "ше-ек" вследствие сильного рассеяния их поперечными фононами.

6. Перенос заряда большой плотности в режиме заданного тока в условиях ограниченного теплоотвода джоулевой мощности приводит к новому типу нелинейной зависимости электрического поля на поверхности образца от плотности транспортного тока. Вид связи определяется величиной и ориентацией внешнего поперечного магнитного поля и обусловлен термоэлектрическим эффектом.

7. В меди обнаружены квантовые осцилляции термоЭДС нового типа, имеющие широкий угловой интервал наблюдения. Их частота не соответствует ни одному из известных экстремальных сечений и связывается с электронными состояниями внутренних  $d$ -зон. Этот вывод коррелирует с данными о влиянии магнитного поля на степень поляризации отраженного света.

8. При изучении размерного эффекта при квазистационарном электропереносе обнаружено сильное влияние магнитного поля на масштаб неоднородности электронной функции распределения. Характер скин-эффекта при этом отличается от классических нормального и аномального.

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

1. Гостищев В.И., Соболев В.Р. Влияние магнитного поля на отражение света металлом в предположении изотропного закона дисперсии. - ДАН БССР, 1983, т.27, №4, с.333-336.
2. Гостищев В.И., Дрозд А.А., Соболев В.Р. Держатель образца с двумя степенями свободы для магнитооптических исследований. - ПТЭ, 1983, т.2, с.216-218.
3. Соболев В.Р. Отражение света металлом в магнитном поле при произвольном законе дисперсии. - ДАН БССР, 1984, т.28, №5, с.415-418.
4. Гостищев В.И., Демьянов С.Е., Соболев В.Р. Магнетосопротивление алюминия при пластической деформации. - ФНТ, 1984, т.10, №9, с.994-997.
5. Гостищев В.И., Демьянов С.Е., Соболев В.Р. Деформационный механизм рассеяния и функция распределения электронов проводимости в алюминии ФММ, 1985, т.60, №1, с.71-76.
6. Гостищев В.И., Демьянов С.Е., Соболев В.Р., Матвеев В.Н., Дичкова Н.В. Новое проявление электронной структуры меди и серебра. - ДАН БССР, 1985, т.29, №9, с.798-800.
7. Гостищев В.И., Дрозд А.А., Криворучко Т.А., Кузьмин В.С., Соболев В.Р., Хазов В.Н. Нелинейные вольтамперные характеристики ики металлических образцов в магнитном поле. - ФММ, 1985, т.60, №4, с.742-746.
8. Соболев В.Р., Матвеев В.Н. ТермозДС меди в магнитном поле. - ФНТ, 1986, т.12, №1, с.98-100.
9. Демьянов С.Е., Соболев В.Р., Дрозд А.А., Матвеев В.Н. Дислокационное рассеяние в меди. - ФНТ, IS 3, т.12, №3, с.315-319.
10. Гостищев В.И., Дрозд А.А., Соболев В.Р., Криворучко Т.А. Размерный и частотный эффекты в алюминии. - ФММ, 1986, т.61, №5, с.1038-1040.
11. Соболев В.Р., Криворучко Т.А. Влияние сильного магнитного поля на отражение поляризованного излучения серебром и медью при 4.2 К. - ЖПС 1986, т.44, №4, с.686-688.
12. Демьянов С.Е., Дрозд А.А., Соболев В.Р., Матвеев В.Н. Особенности магнетосопротивления меди при малых деформациях. - Тезисы доклада на III Всесоюзной конференции по методам измерения магнитного поля, - Д. 1985, с.292-293.

*В. Соболев*

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

ЛЕ 02958 . Подписано в печать 4.09.1986 г.  
Объем 1,0 усл.п.л. Т. ЮС зна. Зм. 5698 . Бесплатно.  
Ротвпринт ВПИ. Воронеж, Московский пр., 14.