

Квадратичная температурная зависимость магнитосопротивления чистых монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта

В.В. Марченков

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия
E-mail: march@imp.uran.ru

*Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур,
ул. Гайовицка, 95, Вроцлав, 53-421, Польша*

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2011 г.

В интервале температур от 2 до 75 К и в магнитных полях до 80 кЭ измерено поперечное магнитосопротивление монокристаллов вольфрама с отношением сопротивлений $\rho_{293\text{ К}} / \rho_{4,2\text{ К}} \approx 75\,000$. В этих «размерных» кристаллах при низких температурах обнаружена квадратичная температурная зависимость магнитосопротивления ρ_{xx} . Показано, что наблюдаемая квадратичная зависимость $\rho_{xx}(T)$ возникает в условиях статического скин-эффекта и является проявлением интерференционного механизма рассеяния «электрон–фонон–поверхность», как в чистых металлах без магнитного поля. Предложено качественное объяснение наблюдаемой зависимости.

В інтервалі температур від 2 до 75 К і в магнітних полях до 80 кЕ виміряно поперечний магнітоопір монокристалів вольфраму з відношенням опорів $\rho_{293\text{ К}} / \rho_{4,2\text{ К}} \approx 75\,000$. У цих «розмірних» кристалах при низьких температурах виявлена квадратична температурна залежність магнітоопору ρ_{xx} . Показано, що квадратична залежність $\rho_{xx}(T)$, що спостерігається, виникає в умовах статичного скін-ефекту і є проявом інтерференційного механізму розсіювання «електрон–фонон–поверхня», як в чистих металах без магнітного поля. Запропоновано якісне пояснення залежності, що спостерігається.

PACS: 72.15.Gd Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты;
75.47.Np Металлы и сплавы.

Ключевые слова: статический скин-эффект, магнитосопротивление, монокристаллы вольфрама.

Введение

При исследовании электросопротивления ρ чистых металлов Старцев с сотрудниками обнаружили сильное влияние электрон-поверхностного рассеяния как на остаточное сопротивление ρ_0 , так и на температурные зависимости $\rho(T)$ [1]. Зависимость сопротивления от размеров и формы проводника получила название размерного эффекта. Размерный эффект достаточно подробно изучен в работах [1–4], в которых убедительно доказано, что в отсутствие внешнего магнитного поля взаимодействие носителей заряда с поверхностью металла может приводить к появлению дополнительного вклада в электросопротивление $\Delta\rho$, пропорционального квадрату температуры: $\Delta\rho \sim T^2$.

В сильном магнитном поле при определенных условиях также может наблюдаться влияние размеров и формы образца на его магнитосопротивление. Так,

взаимодействие носителей заряда с поверхностью чистого монокристалла компенсированного металла может приводить к статическому скин-эффекту (ССЭ), предсказанному в работах Песчанского–Азбеля [5,6]. В дальнейшем особенности ССЭ, т.е. концентрации постоянного электрического тока вблизи поверхности проводника, достаточно подробно изучались во многих экспериментальных работах [7–11].

Необходимо отметить, что размерный эффект в электросопротивлении в отсутствие внешнего магнитного поля исследован достаточно подробно. Что касается этого эффекта в магнитном поле, в частности появление квадратичной температурной зависимости магнитосопротивления в условиях ССЭ, то подробные систематические исследования к настоящему времени отсутствуют. Поэтому была предпринята попытка поиска зависимости T^2 в магнитосопротивлении чистых металлов при ССЭ.

Цель данной работы — поиск, изучение и попытка качественного объяснения квадратичной температурной зависимости магнитосопротивления монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта.

Образцы и методика эксперимента

Измерены температурные зависимости поперечного магнитосопротивления чистых монокристаллов вольфрама с отношением сопротивлений $\rho_{293\text{ К}}/\rho_{4,2\text{ К}} \approx 75\,000$ в магнитных полях до 80 кЭ и в температурном интервале 2–75 К. Исследования выполнены на монокристаллах вольфрама, поскольку именно в чистом вольфраме наблюдали размерный эффект в электросопротивлении и квадратичную температурную зависимость $\rho(T) \sim T^2$ без магнитного поля [1]. Кроме того, именно в этом металле в сильном внешнем магнитном поле достаточно подробно изучен статический скин-эффект [8–10].

Образцы вырезаны электроэрозионным способом с последующим удалением поврежденного при резке приповерхностного слоя кристалла $\sim 0,2\text{--}0,3$ мм с помощью шлифовки, химического травления и электрополировки [11]. Основные характеристики исследованных образцов приведены в табл. 1.

Для измерений магнитосопротивления использована стандартная четырехзондовая методика на постоянном токе. Для удобства интерпретации полученные результаты представлены в виде магнитопроводимости σ_{xx} , которая для вольфрама — компенсированного металла с замкнутой поверхностью Ферми — может быть представлена в виде $\sigma_{xx} \approx \rho_{xx}^{-1}$, поскольку холловское сопротивление ρ_{xy} много меньше поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} [12].

Согласно сделанным оценкам, транспортная длина свободного пробега электронов проводимости l в исследованных кристаллах при температуре жидкого гелия составляет около 2 мм (табл. 1). Таким образом, условия

Таблица 1. Основные характеристики образцов

Образец	Размеры, мм	Направление тока	Боковые грани
W-1	0,64 × 0,98 × 10,0	<100>	(100)
W-2	0,61 × 1,10 × 10,0	<100>	(100)
W-3	0,98 × 1,12 × 10,0	<100>	(100)
W-4	0,65 × 1,04 × 10,0	<110>	(110)
W-5	0,63 × 1,05 × 10,0	<100>	(100)

Примечания:

Отношение сопротивлений для исходного «массивного» монокристалла $\rho_{293\text{ К}}/\rho_{4,2\text{ К}} = 75000$.

Длина свободного пробега электронов проводимости $l_{4,2\text{ К}} = 2$ мм оценивалась с использованием [1].

Магнитное поле **H** направлено перпендикулярно плоскости пластин, а боковыми считаются поверхности пластин вдоль направления **H**.

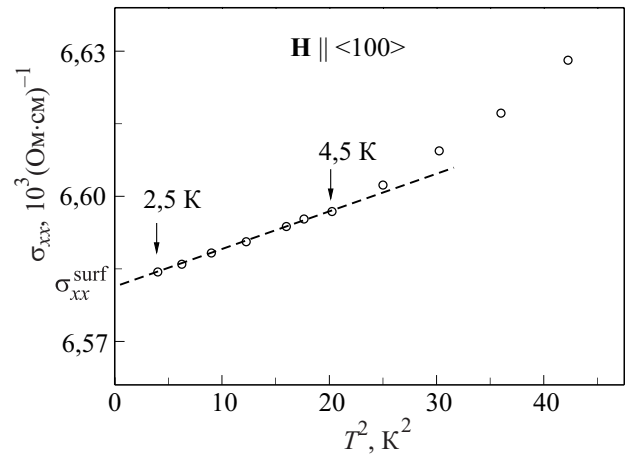


Рис. 1. Зависимость магнитопроводимости σ_{xx} от T^2 для образца W-1 в магнитном поле 80 кЭ. Квадратичная зависимость от температуры показана штриховой линией. Здесь $\sigma_{xx}^{\text{surf}}$ — вклад в магнитопроводимость от рассеяния на поверхности образца, определяемый экстраполяцией магнитопроводимости σ_{xx} к нулевой температуре.

статического скин-эффекта [6] $r_H \ll d \leq l$ (r_H — ларморовский радиус электрона, d — поперечный размер проводника) выполнялись в магнитных полях свыше 5 кЭ и в интервале температур 2–12 К, а условия сильных эффективных магнитных полей $r_H \ll l$ — до температур порядка 60 К.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости магнитопроводимости $\sigma_{xx}(T) = f(T^2)$ для образца W-1 при температурах ниже 7 К. Видно, что в температурном интервале от 2 до 4,5 К наблюдается квадратичная температурная зависимость магнитопроводимости. При более высоких температурах начинает преобладать вклад в магнитопроводимость, обусловленный межлиственным электрон-фононным рассеянием, имеющим экспоненциальную температурную зависимость [13]. Возникает вопрос о причинах наблюдаемой квадратичной зависимости. Как известно, к такому виду температурной зависимости сопротивления чистых металлов могут приводить следующие механизмы рассеяния носителей заряда:

- 1) электрон-электронное взаимодействие [14];
- 2) рассеяние электронов на тепловых колебаниях примесных атомов [15];
- 3) интерференционный механизм электрон-фонон-поверхность [1].

Подчеркнем, что первые два механизма являются «объемными» и обусловлены свойствами материала, а третий — «размерный» и связан, в частности, с поверхностью проводника. Более того, именно интерференционный механизм рассеяния электрон-фонон-поверх-

ность может приводить к квадратичной температурной зависимости электропроводности без магнитного поля и обнаружен в вольфраме [1]. Поэтому возникает вопрос о поиске этого механизма рассеяния в чистых кристаллах вольфрама в сильных магнитных полях и особенностях его проявления в магнитосопротивлении.

Чтобы получить ответ на этот вопрос, проведены следующие эксперименты. Из одной части чистого «массивного» кристалла вольфрама изготовлены две пары образцов (табл. 1):

1) W-2 и W-3, имеющих одинаковую кристаллографическую токовую ориентацию и ориентацию боковых поверхностей, вдоль которых направлено магнитное поле, но различающихся поперечными размерами;

2) W-4 и W-5, имеющих одинаковые поперечные размеры, но различающихся ориентацией боковых граней — «зеркальные» (110) и «диффузные» (100).

Для пары образцов W-2 и W-3 измерены температурные зависимости магнитосопротивления и построены зависимости $(\sigma_{xx2} - \sigma_{xx2}^{surf}) - (\sigma_{xx3} - \sigma_{xx3}^{surf}) = f(T^2)$. Здесь σ_{xx2} и σ_{xx3} — полные магнитопроводимости образцов W-2 и W-3, σ_{xx2}^{surf} и σ_{xx3}^{surf} — вклады в магнитопроводимость от рассеяния на поверхности образцов W-2 и W-3, определяемые из эксперимента путем экстраполяции магнитопроводимости σ_{xx} к нулевой температуре соответственно (рис. 1). Предполагалось, что вклады в магнитопроводимость «объемных» членов, обусловленных, в том числе, электрон-электронным взаимодействием и рассеянием электронов на колеблющихся атомах примеси, будут вычитаться. Тогда оставшийся температурно-зависимый вклад можно связать с рассеянием на поверхности образца, то есть с интерференцион-

ным механизмом электрон-фонон-поверхность. Результаты эксперимента представлены на рис. 2. Видно, что в интервале температур от 2 до 11 К наблюдается квадратичная температурная зависимость разности $(\sigma_{xx2} - \sigma_{xx2}^{surf}) - (\sigma_{xx3} - \sigma_{xx3}^{surf})$.

Аналогичный эксперимент проведен для пары образцов W-4 и W-5, имеющих одинаковые внешние поперечные размеры, но различающихся ориентацией боковых граней — «зеркальные» (110) для W-4 и «диффузные» (100) для W-5. Температурная зависимость разности магнитопроводимостей $(\sigma_{xx4} - \sigma_{xx4}^{surf}) - (\sigma_{xx5} - \sigma_{xx5}^{surf})$ как функция T^2 представлена на рис. 3. Здесь σ_{xx4} и σ_{xx5} — полные магнитопроводимости образцов W-4 и W-5, σ_{xx4}^{surf} и σ_{xx5}^{surf} — вклады в магнитопроводимость от рассеяния на поверхности образцов W-4 и W-5 соответственно. В этом случае также в температурном интервале 2–11 К наблюдается квадратичная температурная зависимость вклада в магнитопроводимость, обусловленного механизмом электрон-фонон-поверхность (рис. 3).

Полученные результаты (рис. 2 и 3) позволяют заключить, что наблюдаемая квадратичная температурная зависимость магнитопроводимости монокристаллов вольфрама связана с интерференцией между электрон-поверхностным и электрон-фононным рассеянием, т.е. с механизмом рассеяния электрон-фонон-поверхность. Подобно тому, как это имеет место в электропроводности тех же кристаллов и в той же самой области температур, но без магнитного поля [1–4].

В качестве гипотезы можно предложить следующий механизм этого интерференционного процесса рассеяния, схематически показанный на рис. 4. Наряду с

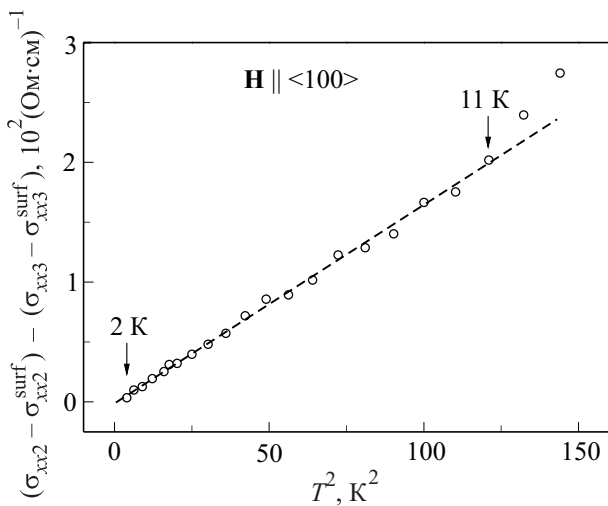


Рис. 2. Температурная зависимость разности магнитопроводимостей $(\sigma_{xx2} - \sigma_{xx2}^{surf}) - (\sigma_{xx3} - \sigma_{xx3}^{surf})$ образцов вольфрама W-2 и W-3 с разными поперечными размерами как функция T^2 в магнитном поле 80 кЭ. Здесь σ_{xx2} и σ_{xx3} — вклады в проводимости образцов, обусловленные независимым от температуры электрон-поверхностным рассеянием.

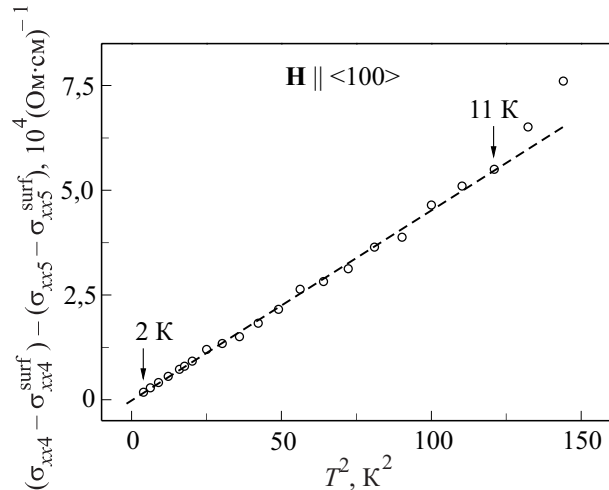


Рис. 3. Температурная зависимость разности магнитопроводимостей $(\sigma_{xx4} - \sigma_{xx4}^{surf}) - (\sigma_{xx5} - \sigma_{xx5}^{surf})$ образцов вольфрама W-4 и W-5 с одинаковыми поперечными размерами и разными боковыми гранями как функция T^2 в магнитном поле 80 кЭ. Здесь σ_{xx4}^{surf} и σ_{xx5}^{surf} — вклады в проводимости образцов, обусловленные независимым от температуры электрон-поверхностным рассеянием.

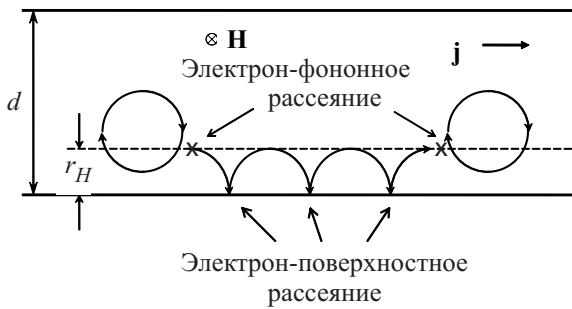


Рис. 4. Схема интерференционного механизма рассеяния электрон-фонон-поверхность.

электронами, взаимодействующими с поверхностью и находящимися в слое порядка ларморовского радиуса r_H , вблизи поверхности кристалла имеются также носители тока, которые не участвуют в процессе электрон-поверхностного рассеяния (рис. 4). Однако при рассеянии таких носителей заряда фононами в результате этого взаимодействия они могут быть отброшены к поверхности кристалла в слой толщиной порядка r_H и оказаться «поверхностными» электронами, взаимодействуя с металлической поверхностью и двигаясь вдоль нее. Длина пробега l_{eff} таких электронов будет определяться транспортной длиной свободного пробега l и коэффициентом зеркальности отражения q . Пройдя расстояние l_{eff} , такие носители заряда вновь взаимодействуют с фононами, благодаря которым снова покидают приповерхностный слой порядка r_H (рис. 4). Интерференция между электрон-фононным и электрон-поверхностным процессами рассеяния и приводит к механизму рассеяния электрон-фонон-поверхность.

Почему этот процесс рассеяния может приводить к квадратичной зависимости проводимости от температуры? Ясно, что вклад в магнитопроводимость механизма рассеяния электрон-фонон-поверхность $\sigma_{xx}^{\text{el-ph-surf}}$ должен зависеть как от «объема», так и от «поверхности» проводника и быть пропорциональным числу фононов N_{ph} и длине свободного пробега носителей тока l :

$$\sigma_{xx}^{\text{el-ph-surf}} \sim N_{\text{ph}} l. \quad (1)$$

Хорошо известно, что $N_{\text{ph}} \sim T^3$. Длина свободного пробега l имеет различную зависимость от температуры при $T \ll \theta_D$ (θ_D — температура Дебая): $l \sim T^{-5}$, когда $l \ll d$, и l может иметь отличную от степенной температурную зависимость $l = f(T)$ в кристаллах в условиях размерного эффекта, когда $l \geq d$ (d — поперечный размер образца). Поэтому мы попытались определить длину пробега l из эксперимента.

На рис. 5 представлена температурная зависимость магнитосопротивления вольфрама R_{xx} в поле 80 кЭ. Видно, что существуют две области, где R_{xx} либо уменьшается, либо возрастает, а также минимум маг-

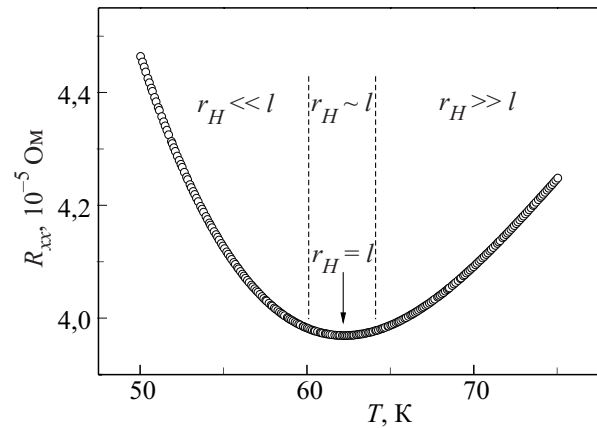


Рис. 5. Температурная зависимость магнитосопротивления R_{xx} кристалла вольфрама W-1 в поле 80 кЭ.

нитосопротивления. Это соответствует трем областям эффективного магнитного поля:

- область сильных магнитных полей, где $r_H \ll l$;
- область промежуточных магнитных полей, где $r_H \sim l$;
- область слабых магнитных полей, где $r_H \gg l$.

Считая, что $r_H = l$ в минимуме температурной зависимости магнитосопротивления R_{xx} , определена длина свободного пробега l для исследованных кристаллов в интервале от 2 до 65 К (рис. 6). Видно, что $l \sim T^5$ при температурах 20–60 К, когда $l \ll d$ и размерный эффект отсутствует, и изменение $l(T)$ очень близко к зависимости $l \sim T^{-1}$ в температурном интервале 2–12 К, где $l \geq d$ и размерный эффект имеет место. Принимая во внимание выражение (1) и данные рис. 6, можно заключить, что при низких температурах механизм рассеяния электрон-фонон-поверхность может приводить к вкладу в магни-

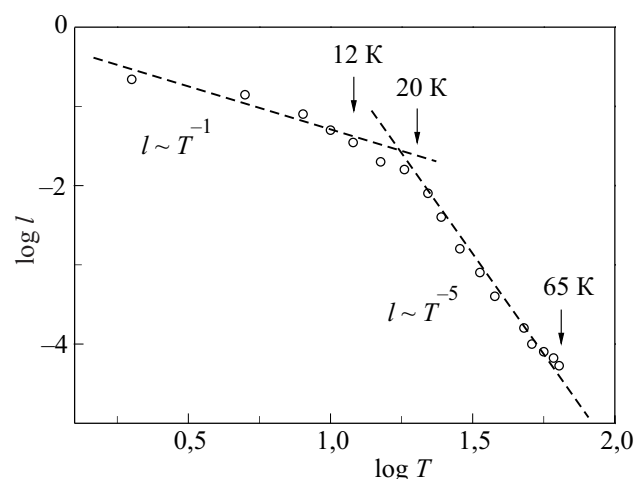


Рис. 6. Температурная зависимость длины свободного пробега носителей заряда l от температуры в координатах $\log l = f(\log T)$ для исследованных монокристаллов вольфрама.

топроводимость $\sigma_{xx}^{\text{el-ph-surf}}$, близкому к квадратичному, т.е. пропорциональному T^2 .

Для получения точных выражений, объясняющих наблюдаемую экспериментально квадратичную температурную зависимость магнитопроводимости, безусловно, необходимы точные теоретические расчеты.

Отметим также, что в данной работе не рассмотрены другие возможные интерференционные механизмы рассеяния носителей заряда. Во-первых, это взаимодействие «поверхностных» электронов с близко подошедшими к поверхности образца «объемными» электронами. Кроме того, взаимодействие «поверхностных» носителей заряда с расположенными в стат-скин-слое колеблющимися атомами примесей, дислокациями, вакансиями и т.п. Однако сделанные оценки, а в ряде случаев и выполненные нами эксперименты позволяют утверждать, что перечисленные возможные интерференционные процессы электронного взаимодействия если и приводят к квадратичной температурной зависимости магнитосопротивления, то с вкладом, существенно меньшим вклада механизма электрон–фонон–поверхность. Для поиска и исследования таких процессов рассеяния требуются специальные дополнительные эксперименты.

Заключение

В результате проведенных экспериментов можно заключить, что при низких температурах и в сильных магнитных полях в результате электрон-поверхностного рассеяния в чистых монокристаллах вольфрама наблюдается статический скин-эффект. В этих условиях взаимодействие носителей заряда с фононами может приводить к интерференционному механизму рассеяния электрон–фонон–поверхность, который дает вклад в температурную зависимость магнитопроводимости, близкий к квадратичному. Предложено качественное объяснение такой зависимости.

1. В.Е. Старцев, В.П. Дякина, В.И. Черепанов, Н.В. Волкенштейн, Р.Ш. Насыров, В.Г. Манаков, *ЖЭТФ* **79**, 1335 (1980).
2. В.И. Окулов, В.В. Устинов, *ФНТ* **5**, 213 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 101 (1979)].
3. В.И. Черепанов, В.Е. Старцев, Н.В. Волкенштейн, *ФНТ* **5**, 890 (1980) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **6**, 432 (1980)].

4. Е.М. Коган, В.В. Устинов, *ФНТ* **7**, 327 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 160 (1981)].
5. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **49**, 572 (1965).
6. В.Г. Песчанский, М.Я. Азбель, *ЖЭТФ* **55**, 1980 (1968).
7. Г.А. Зайцев, *ЖЭТФ* **45**, 1266 (1963).
8. О.А. Панченко, П.П. Луцишин, *ЖЭТФ* **57**, 1555 (1969).
9. О.А. Панченко, П.П. Луцишин, Ю.Г. Птушинский, *ЖЭТФ* **66**, 2191 (1974).
10. О.А. Панченко, А.А. Харламов, Ю.Г. Птушинский, *ЖЭТФ* **67**, 780 (1974).
11. A.N. Cherepanov, V.V. Marchenkov, and V.E. Startsev, *Physica* **B165–166**, 257 (1990).
12. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).
13. А.Н. Черепанов, В.Е. Старцев, В.В. Марченко, *ФНТ* **15**, 592 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **15**, 333 (1989)].
14. С.В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
15. Ю. Каган, А.П. Жернов, *ЖЭТФ* **50**, 1107 (1966).

Quadratic temperature dependence of magnetoresistivity of pure tungsten single crystals under static skin effect

V.V. Marchenkov

The transverse magnetoresistivity of tungsten single crystals with residual resistivity ratio $\rho_{293\text{K}} / \rho_{4.2\text{K}}$ of about 75000 was measured in the temperature interval from 2 to 75 K and in magnetic fields of up to 80 kOe. It is found that at low temperatures these “size” crystals display a quadratic temperature dependence of magnetoresistivity ρ_{xx} . It is shown that the observed quadratic dependence $\rho_{xx}(T)$ appears under static skin effect and is a manifestation of the interference scattering mechanism electron–phonon–surface, similar to what happens in pure metals without a magnetic field. A qualitative explanation of the observed dependence is proposed.

PACS: 72.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;

75.47.Np Metals and alloys.

Keywords: static skin effect, magnetoresistivity, tungsten single crystals.