

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ

Труды VIII Всесоюзной конференции

Под редакцией академика В. Е. Накорякова

Часть II

Новосибирск - 1989

Литература

- Берман Р. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир. 1979. 268 с.
- Slack G. A. The thermal conductivity of nonmetallic crystals // Solid State Phys. 1979. Vol. 34. P. 1-71.
- Clayton F., Batchelder D. N. Temperature and volume dependence of the conductivity of solid argon // J. Phys. C: Solid State Phys. 1973. Vol. 6, N 7. P. 1213-1228.
- Изохорная теплопроводность кристаллов Kr и Ar. Перенос тепла вакансиями / А. И. Бондаренко, В. Г. Манжелий, В. А. Попов и др. // ФНТ. 1982. Т. 8, № 11. С. 1215-1224.
- Закон $\lambda \sim 1/T$ и изохорная теплопроводность отвердевших инертных газов / В. А. Константинов, В. Г. Манжелий, М. А. Стржемечный, С. А. Смирнов // ФНТ. 1988. Т. 14, № 1. С. 90-100.
- Sahu D. N., Sharma P. K. Thermal conductivity of an imperfect anharmonic crystal // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 28, N 6. P. 3200-3213.
- Кравченко Ю. Г., Крупский И. Н. Исследования теплопроводности твердых N_2O и CO_2 // ФНТ. 1986. Т. 12, № 1. С. 79-83.

ДК 546.621:536.2.08

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В АЛЮМИНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. И. Гостищев, А. А. Дрозд, В. Р. Соболев
(ИФТП АН БССР, Минск)

Характер переноса теплоты в нормальных металлах в значительной мере обусловлен спецификой фононных механизмов рассеяния электронов проводимости, их зонной структурой и к настоящему времени достаточно широко изучен [1-3]. При этом вклад фононного рассеяния в ограничение теплопро-

Водности в чистых образцах значителен даже при температуре жидкого гелия. Известно, что в магнитном поле релаксация происходит при сравнительно малых диффузионных перемещениях по поверхности Ферми (ПФ), при этом анизотропия рассеяния переборского типа также возрастает, что находит свое отражение в явлениях переноса заряда. Воздействие магнитного поля на перенос теплоты в алюминии рассмотрено в [4], где была изучена анизотропия поперечного магнетосопротивления монокристаллических образцов высокой чистоты при температуре $T \approx 3$ К.

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментального изучения теплопереноса в алюминии в сильном поперечном магнитном поле в области температур от 5 до 40 К. Теплопроводящие свойства алюминии изучались на семействе поликристаллических образцов методом стационарного теплового потока [5]. Остаточное электросопротивление ρ_0 при $T=4,2$ К составляло $\rho_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-10}$ Ом·см, образцы имели вид параллелепипедов с поперечными размерами - 0,1 см и длиной 3 см. В ходе измерений образцы находились в вакуумированном калориметре (давление 10^{-3} Па) в экранированном, препятствующим радиационному отводу тепла с поверхности. Магнитное поле генерировалось электромагнитом со сверхпроводящими намагничивающими обмотками и дисперсионным магнитопроводом. Условия эксперимента, позволяющие регистрировать температурный градиент вдоль оси образца, обеспечивали, таким образом, возможность изучения одной из компонент тензора теллосопротивления.

В отсутствие магнитного поля теллосопротивление как функция температуры T обнаруживает характерный минимум причем для $T < 15$ К зависимость теллосопротивления W от T аппроксимируется степенной функцией $W \sim T^n$, где $n \approx 0$ (рис. 1). При этом оценка числа Лоренца из величин W и T при $T \approx 4,2$ К дает значение почти на порядок меньшее, чем теоретическое в приближении упругого рассеяния. Для больших температур показатель n растет от 1,85 для $T \approx 30$ К до 3 для $T \approx 40$ К, т.е. сначала доминирует неупругое рассеяние на фононах, а затем сказывается и механизм релаксации импульса, приводящий к блоховскому закону в электросопротивлении.

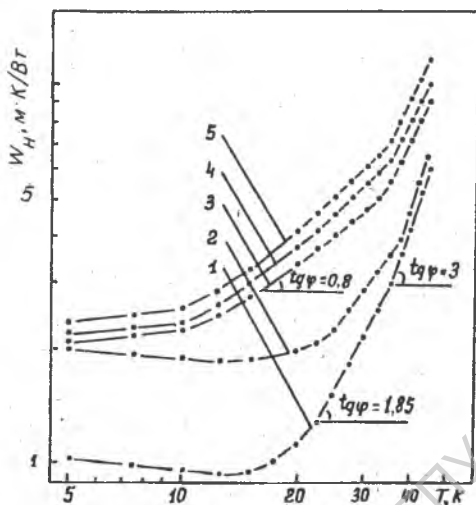


Рис. 1. Температурная зависимость теплосопротивления алюминия в поперечном магнитном поле при H , кА/м: 1 - 0; 2 - 280; 3 - 1600; 4 - 2400; 5 - 4000

В магнитном поле наблюдается трансформация степенной зависимости теплосопротивления W_H с общим уменьшением показателя степени n для области $T > 15$ К. Причем если для $H = 280$ кА/м минимум на кривой $W_H = f(T)$ еще имеет место, и степенные зависимости W и W_H как функции T совпадают, то для больших магнитных полей W_H монотонно изменяется с температурой. Показатель же степени n в зависимости $W_H \sim T^n$ выравнивается в области T от 15 до 40 К и составляет $-0,8$. Другая особенность заключается в том, что зависимости $W_H(T)$ вообще и значения величины W_H (5 К) в частности сильно различаются в слабых полях, а именно для $H = 0$ и $H = 280$ кА/м, и в то же время они близки в сильных полях. Другими словами, при $T = 5$ К имеет место близкая к насыщению полевая зависимость магнетотеплосопротивления, напоминающая поведение монокристаллического образца [4]. При увеличении температуры семейства логарифми-

ческих зависимостей W_H от T для различных H расходятся, что свидетельствует об увеличении полевой зависимости W_H , т.е. о еще большем ненасыщении магнетотеплосопротивления. Наконец, при $T \approx 40$ К кривые $W_H = f(T)$ опять сближаются, т.е. линейная полевая зависимость теплосопротивления падает.

В условиях настоящего эксперимента измеряемый градиент температуры $\partial T / \partial x$ выражается через компоненты тензора теплопроводности α_{ik} следующим образом:

$$q_i = -\alpha_{ik} \nabla T_k; \quad \nabla T_k = \partial T / \partial x_k; \quad q_y = q_z = 0; \quad i, k = x, y, z;$$

$$T = -q_x \left[\alpha_{xx} + \frac{\alpha_{xy} \alpha_{yx} (\alpha_{zx} \alpha_{yz} - \alpha_{yx} \alpha_{zz}) - \alpha_{xz} \alpha_{yx} (\alpha_{zx} \alpha_{yy} - \alpha_{yx} \alpha_{zy})}{\alpha_{yy} \alpha_{yx} \alpha_{zz} - \alpha_{yy} \alpha_{zx} \alpha_{yz} + \alpha_{yz} \alpha_{zx} \alpha_{yy} - \alpha_{yx} \alpha_{yz} \alpha_{zy}} \right]^{-1},$$

где q_i - тепловой поток вдоль i -го направления. При таком рассмотрении в случае замкнутой ПФ теплосопротивление не должно зависеть от H [6]. Более отчетливо это видно для представления упругого рассеяния и сферической ПФ, когда выражение для ∇T_x приводится к виду: $T_x = -q_x \alpha_{yy} / (\alpha_{xx} + \alpha_{xy}^2)$, где $\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \alpha / [1 + (\Omega \tau)^2]$; $\alpha_{xy} = \alpha \Omega \tau / [1 + (\Omega \tau)^2]$;

Ω - циклотронная частота; τ - время релаксации; α - теплопроводность при $H=0$. В таком приближении теплосопротивление не только не зависит от H , но, более того, эффект H вообще отсутствует, т.е. $W_H = \alpha^{-1}$ при любом H . Имеющееся же в данном случае конечное магнетотеплосопротивление (МТС) и слабое ненасыщение W_H с H обусловлено как анизотропией ПФ, так и особенностями рассеяния электронов, приводящими к изменению функциональной зависимости α_{ik} от H .

Возрастание полевой зависимости W_H в области $T \approx 20$ К приводит к тому, что МТС $\Delta W_H / W = (W_H - W) / W$ как функция T обнаруживает немонотонность (рис. 2). Характерно, что эффект во всем диапазоне температур не превышает 300% и положение и величина экстремума МТС являются функциями H . Малость этого эффекта по сравнению с магнеторезистивным эффектом свидетельствует о существенном уменьшении эффективной длины свободного пробега, вернее, ее составляю-

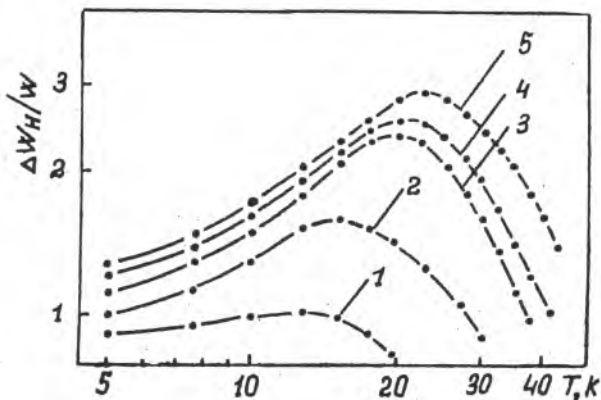


Рис. 2. Влияние температуры на магнотеплосопрогно-
 зование при H , кА/м: 1 - 400; 2 - 800; 3 - 2400; 4 - 3200;
 5 - 4000

шей, зависящей от рассеяния на тепловых фонах. Другими словами, при переносе тепла условие сильного поля выполняется с меньшим, усредненным по всем механизмам рассеяния и носителям, параметром $\Omega\tau$

Рассмотрим основные механизмы рассеяния, определяющие теплоперенос, и оценим частоту электрон-фононных ν и электрон-примесных столкновений ν_0 . Исходя из плотности колебаний в модели Дебая и учитывая, что рассеяние электронов на решетке характеризуется эффективным сечением порядка квадрата атомного расстояния, получаем частоту $\nu \approx 10^9$ с $^{-1}$, которая совпадает по порядку величины с частотой ν_0 оцененной из ρ_0 . В поле $H \approx 4000$ кА/м частота $\Omega \approx 10^{12}$ с $^{-1}$ и $\Omega\tau \gg 1$, причем для электронов третьей зоны это неравенство еще более усилено, поскольку площадь сечения электронов третьей зоны на два-три порядка меньше сечения второй зоны. При $T=20$ К, когда частота ν возрастает на полтора порядка, условие сильного поля по-прежнему выполнено и возрастание $\Delta W_H/W$ с ростом T связано с появлением дополнительного механизма, увеличивающего анизотропию электрон-

ной функции распределения за счет кристаллитов, ориентированных благоприятно с точки зрения трансформации замкнутых орбит в протяженные в условиях магнитоперебросной диффузии носителей по ПФ [7]. Области ПФ, в которых возможны процессы переброса, представляют собой линии вдоль ребер и вершин первой зоны Бриллюэна. Если при $T=4$ К импульс теплового фона примерно равен расстоянию между участками ПФ в вершинах, то с ростом T ширина данной области увеличивается и для $T=20$ К составляет $\approx 0,02$ "радиуса" второй зоны. В дополнение к этому характерная температура T_{Π} , при которой процессы переброса становятся эффективными, гораздо меньше $T_0 \sim \delta p$ (δp - расстояние между сближающимися участками ПФ). Например, для направления вдоль оси четвертого порядка δp уменьшается от $0,2$ "радиуса" в центре прямоугольных граней до $0,01$ "радиуса" в вершинах, что соответствует изменению T_0 от 100 до 4 К. Поскольку в случае достаточно сильной диффузии по ПФ $T_{\Pi} \approx 0,3T_0$, то ширина слоя магнитоперебросных открытых орбит дополнительно возрастает. В связи с этим отдать предпочтение магнитопробойному механизму формирования инфинитности движения электронов при $T \sim 20$ К трудно, так как если T и не входит в выражение для вероятности магнитного пробоя, то эффективность проявления этого механизма с ростом T уменьшается. Таким образом, если в слабых полях положение и масштаб экстремума МТС определяются конкуренцией примесного и фононного рассеяния в минимуме W , то в сильных полях он смещен к нижней границе диапазона, где доминирует неупругое рассеяние причем с приближением к этим температурам происходит переход от упругого рассеяния к анизотропному фононному перебросного типа, когда в компонентах α_{ik} сказывается как различие внутрizonной динамики носителей второй и третьей зон ПФ алюминия, так и влияние слоя вытянутых электронных орбит конечной толщины.

Литература

1. Powell R. L., Hall W. J., Roder H. M. Low-temperature transport properties of commercial metals and alloys. II. Aluminium // Appl. Phys. 1960. Vol. 1. N 3. P. 496-503.

2. Fenton E. W., Rogers J. S. Lorents numbers of pure Al, Cu, Au at low temperatures // Can. J. Phys. 1963. Vol. 41, N 12. P. 2026-2033.
3. Seeberg P., Olsen T. The thermal conductivity of pure Al at low temperatures // Phys. Norvegica. 1967. Vol. 2, N 3. P. 197-201.
4. Amundsen T., Kverndalen O. A note on the anisotropy of magneto-resistance of Al // Phys. Lett. 1973. Vol. A43, N 1. P. 9-10.
5. Сирота Н. Н., Дрозд А. А., Гостишев В. И. Измерение электропроводности и теплопроводности металлов в сильных магнитных полях // Теплофизические свойства вещества при низких температурах: Материалы 1 Всесоюз. совещ. М., 1972. С. 149-158.
6. Азбель М. Я., Каганов М. И., Лифшиц И. М. Теплопроводность и термоэлектрические явления в металлах в магнитном поле // ЖЭТФ. 1957. Т. 32, вып. 5. С. 1188-1192.
7. Гуржи Р. Н., Копелиович А. И. О гальваномагнитных свойствах чистых металлов с закрытыми поверхностями Ферми при низких температурах // ЖЭТФ. 1974. Т. 67, № 6(12). С. 2307-2321.