

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ

ТОМ 60

1

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

1985

ДЕФОРМАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ РАССЕЯНИЯ И ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В АЛЮМИНИИ

В. И. Гостищев, С. Е. Демьянов, В. Р. Соболев

Экспериментально изучено влияние низкотемпературной пластической деформации на электросопротивление и магнетосопротивление алюминия. Показано, что при деформации, осуществляемой множественным скольжением, анизотропия функции распределения электронов не зависит от плотности дислокаций, а магнетосопротивление обнаруживает максимум, связанный с эффективным рассеянием электронов на малые углы на дальнедействующих полях напряжений. Рассеяние электронов проводимости на точечных деформационных дефектах существенно изотропизирует функцию распределения, что проявляется в росте температурнозависимой добавки в сопротивление и в уменьшении относительного поперечного магнетосопротивления в диапазоне температур 4,2—30 К.

Как известно, функция распределения (ФР) электронов проводимости в металлах в электрическом поле существенно отличается от ФР газа свободных электронов. Это связано с формой поверхности Ферми (ПФ) реальных металлов и с анизотропией рассеяния электронов [1]. Механизмы релаксации электронов, обусловленные дефектами кристаллической решетки, весьма сложны вследствие особенностей, создаваемых полями напряжений. Близкодействующие напряжения, приводящие к изотропному рассеянию, могут быть созданы как примесными атомами, так и скоплениями дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения, а также их ядрами. Дальнедействующие напряжения могут вызываться отдельными дислокациями, а также скоплениями примесных атомов. Своеобразие дислокационного механизма рассеяния проявляется в том, что с увеличением дислокационного вклада в электросопротивление отклонение от правила Матиссена, обусловленное присутствием двух механизмов (температурного и дефектного), уменьшается [2, 3], а ФР стремится к виду ФР идеального кристалла [4].

Присутствие дефектов влияет на анизотропию вклада различных участков ПФ в ФР и проявляется в электросопротивлении металла. В работе [1] теоретически показано, что в случае идеальной кристаллической решетки учет анизотропии рассеяния на фоновых приводит к изменению электросопротивления ρ в несколько раз даже при сферической ПФ. Учет примесного рассеяния проявляется в виде отклонения от правила Матиссена [5, 6].

Влияние рассеяния электронов на точечных дефектах на ФР алюминия изучалось в [7, 8], а в [9] экспериментально определена температурная зависимость $\rho_D(T)$, обусловленная присутствием дислокаций.

В [10] экспериментально исследована температурная зависимость электросопротивления ρ и поперечного магнетосопротивления (ПМС) $\Delta\rho_H/\rho$ поликристаллического Al с различными статическими дефектами кристаллической решетки (примеси, дислокации, вторичные закалочные дефекты). Показано, что в присутствии протяженных дефектов наблюдается корреляция между температурной зависимостью $\Delta\rho_H/\rho$ и величиной $\Delta\rho/\rho_{\text{ост}} \cdot \rho_{\text{ид}}$, где $\rho_{\text{ид}}$ — измеренное значение сопротивления наиболее совершенного образца; $\Delta\rho$ — величина, характеризующая отклонение от правила Матиссена, а $\rho_{\text{ост}}$ — остаточное сопротивление; $\Delta\rho = \rho - \rho_{\text{ост}} - \rho_{\text{ид}}$. На температурных зависимостях $\Delta\rho_H/\rho$ и $\Delta\rho/\rho_{\text{ост}} \cdot \rho_{\text{ид}}$ имеются максимумы в районе 20 К, причем по отношению к образцу с преобладанием примесного рассеяния введение протяженных дефектов увеличивает $\Delta\rho_H/\rho$, а величина $\Delta\rho/\rho_{\text{ост}} \cdot \rho_{\text{ид}}$ уменьшается.

Проведение детального исследования влияния электрон-дислокационного рассеяния на явления переноса в алюминии целесообразно с точки зрения определения роли далекодействующих полей напряжений. К настоящему времени установлен основной механизм пластической деформации Al, выяснена роль взаимодействия дефектов в ходе различных стадий деформации и накоплен опыт по идентификации плотности вводимых дефектов в зависимости от исходного состояния образца. Это позволяет решать поставленную задачу с помощью низкотемпературной пластической деформации, изучая зависимости магнетосопротивления деформированных образцов от температуры, магнитного поля и деформации.

В эксперименте использовались поли- и монокристаллические образцы алюминия. Поликристаллические образцы (Al-1 и Al-2) подвергались ступенчатой низкотемпературной деформации сжатием и растяжением соответственно с последующим отжигом при комнатной температуре. Монокристаллы (Al-3, Al-4, Al-5, Al-6, Al-7, Al-8) с ориентацией [100] вдоль оси растяжения деформировались однократно с различной степенью деформации. Все образцы вырезались электронским способом и имели идентичные размеры. Низкотемпературная деформация производилась с помощью универсального устройства, которое представляет собой нагружающий элемент, находящийся в теплой зоне, и сменных камер нагружения, позволяющих производить деформацию сжатием и растяжением при гелиевых температурах. Степень деформации при сжатии оценивалась, исходя из идентичных кривых деформационного упрочнения для одноосного сжатия и растяжения [11]. Степень деформации при растяжении контролировалась с помощью микрометрического индикатора, фиксирующего изменение длины образца с точностью 0,01 мм. Электросопротивление измерялось потенциометрически при температурах от 4,2 до 30 К, которые фиксировались термпарой (Au+Fe) — Cu. Исходное состояние образцов, то есть их чистота и совершенство, контролировались по отношению сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах. Плотность дислокаций оценивалась по приросту остаточного сопротивления [12].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Образец Al-1 имеет зависимость остаточного сопротивления ρ_0 от степени деформации, показанную на рис. 1. Кривая 1 соответствует за-

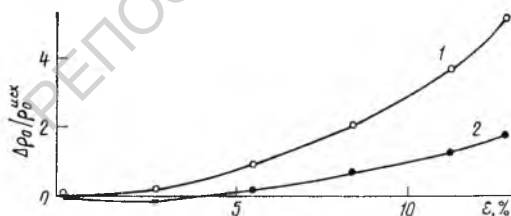


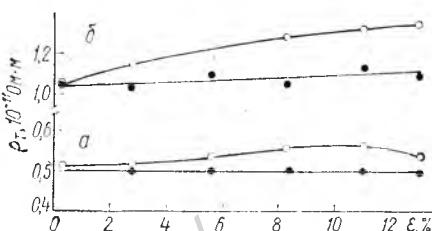
Рис. 1. Деформационная зависимость относительного приращения сопротивления образца Al-1 после деформации (кривая 1) и после отжига (кривая 2).

висимости относительного приращения сопротивления $\Delta\rho_0/\rho_0^{\text{исх}}$ от деформации ε , измеренной непосредственно после механического сжатия (состояние 1), где $\Delta\rho_0/\rho_0^{\text{исх}} = (\rho_0 - \rho_0^{\text{исх}})/\rho_0^{\text{исх}}$; $\rho_0^{\text{исх}}$ — остаточное сопротивление в исходном состоянии ($\varepsilon=0\%$, $T=4,2$ К); ρ_0 — сопротивление деформированного образца при $T=4,2$ К; $\rho_{273}^{\text{исх}}/\rho_0^{\text{исх}}=8000$. Значения $\Delta\rho/\rho_0^{\text{исх}}$ на кривой 2 получены после деформации и 24-часового отжига при комнатной температуре (состояние 2). Известно, что в ходе деформации образуются области точечных дефектов — вакансий или межузельных атомов. В ходе отжига при комнатной температуре данные дефекты аннигилируют, что приводит к уменьшению остаточного сопротивления. Слабый минимум в электросопротивлении для состояния 2 при $\varepsilon \approx 2-3\%$, возможно, связан с появлением атмосфер Коттрелла в ходе деформации.

На рис. 2 представлена температурнозависящая часть $\rho_T = \rho - \rho_0$ образца Al-1 в зависимости от ϵ . Для состояния 1 ρ_T возрастает с увеличением ϵ . Наблюдаемая зависимость ρ_T для состояния 2 некоррелирует с данными [2, 3]. Наблюдаемое несоответствие, вероятно, связано с более высокой чистотой образца, используемого нами. По-видимому, в исследованном интервале деформаций (состояние 2) анизотропия ФР в отсутствие магнитного поля не зависит от плотности дислокаций.

На рис. 3 изображены температурные зависимости относительного ПМС $\Delta\rho_H/\rho$ Al-1 в состояниях 1 и 2, где $\Delta\rho_H/\rho = (\rho_H - \rho)/\rho$ и ρ_H — сопротивление в магнитном поле при некоторой температуре. Общий для

Рис. 2. Температурнозависящая часть деформационного сопротивления образца Al-1 в зависимости от деформации при $T=16$ К (а) и $T=21$ К (б), $\circ$, $\bullet$ — соответственно состояния 1 и 2.



всех кривых состояния 1 является то, что $\Delta\rho_H/\rho$ ниже, чем для исходного состояния ($\epsilon=0$). Характерный максимум ($T=20$ К) уменьшается с увеличением ϵ , то есть введенные в случае состояния 1 дефекты изотропизируют ФР. Температурные зависимости $\Delta\rho_H/\rho$ для состояния 2 обнаруживают более сложный характер. В данном случае имеются как большие, так и меньшие значения $\Delta\rho_H/\rho$ по сравнению с исходным состоянием. В слабых магнитных полях температурная зависимость $\Delta\rho_H/\rho$ пересекает кривую исходного состояния при $T=8$ К и при больших температурах проходит ниже ее. Данная особенность характерна для больших деформаций; прирост $\Delta\rho_H/\rho$ при $T=18$ К по отношению к $T=4,2$ К уменьшается с увеличением ϵ . В более сильных

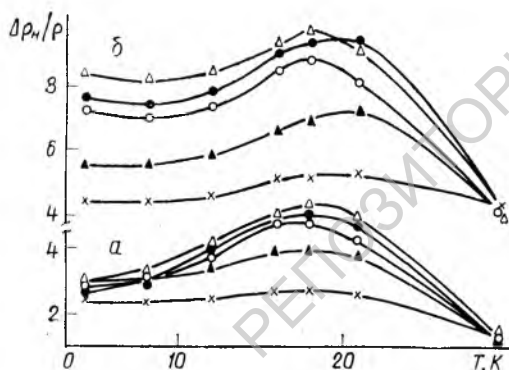


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления образца Al-1 в магнитном поле при различных деформациях:

a — напряженность поперечного магнитного поля $H = 1,1 \cdot 10^6$ А/м; b — $5,6 \cdot 10^6$ А/м; $\bullet$ — $\epsilon=0$; $\circ$, Δ — $\epsilon=3\%$; $\times$, $\blacktriangle$ — $\epsilon=11\%$ в состояниях 1 и 2 соответственно.

магнитных полях относительно ПМС больше исходного лишь при малых ϵ ; эта особенность имеет место до температур ≈ 20 К. Скорость же роста $\Delta\rho_H/\rho$ с увеличением T меньше, чем для исходного состояния, и относительная величина максимума приблизительно одинакова для различных ϵ .

Представленные на рис. 4 деформационные зависимости относительного ПМС обнаруживают интересную закономерность. В слабых магнитных полях ПМС почти не зависит от деформации как при $T=4,2$ К, так и при $T=30$ К. В сильных магнитных полях ПМС на деформационной зависимости в области малых деформаций ($\epsilon \approx 3\%$) при гелиевой температуре имеется максимум, который наблюдается также при $T=18$ К и исчезает при 30 К.

Основным деформационным механизмом в данных экспериментах является дислокационное скольжение по множественным плоскостям. Вид кривых $\Delta\rho_H/\rho$ в слабых и сильных полях при 4,2 К свидетельствует о неоднозначном вкладе магнитного поля в анизотропию ФР. Дислока-

ционная сетка приводит к повышению масштаба анизотропии ФР подобно низкотемпературному анизотропному рассеянию на длинноволновых фонах [10, 13]. На основании этого можно заключить, что существенную роль играет малоугловое рассеяние на дальнедействующих полях напряжений, эффективность которого повышается в магнитном поле [14]. Отличное поведение $\Delta\rho_H/\rho$ в слабых полях, возможно, связано с малостью топологической анизотропии ФР, а постоянство ПМС с увеличением ε можно объяснить комбинированным эффектом малоуглового рассеяния и магнитного пробоя [15]. Это обстоятельство не позволяет в чистом виде выделить анизотропию ФР, вызванную только

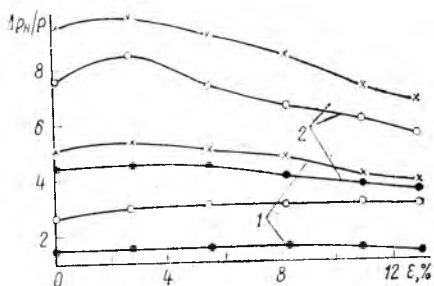


Рис. 4. Зависимость магнетосопротивления Al-1 от деформации в состоянии 2:

1 — в поперечном магнитном поле $H=1,1 \times 10^6$ А/м; 2 — $5,6 \cdot 10^6$ А/м; О — при $T=4,2$ К; × — $T=18$ К; ● — $T=30$ К.

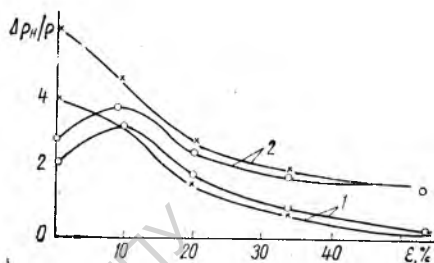


Рис. 5. Зависимость магнетосопротивления Al-2 от деформации в состоянии 2:

1 — в поперечном магнитном поле $H=1,1 \times 10^6$ А/м; 2 — $5,6 \cdot 10^6$ А/м; О — при $T=4,2$ К; × — $T=18$ К; ● — $T=30$ К.

анизотропией рассеяния. Одинаковый прирост $\Delta\rho_H/\rho$ в сильных магнитных полях при 4,2 К свидетельствует о наиболее эффективном вкладе в анизотропию ФР рассеяния электронов на длинноволновых фонах

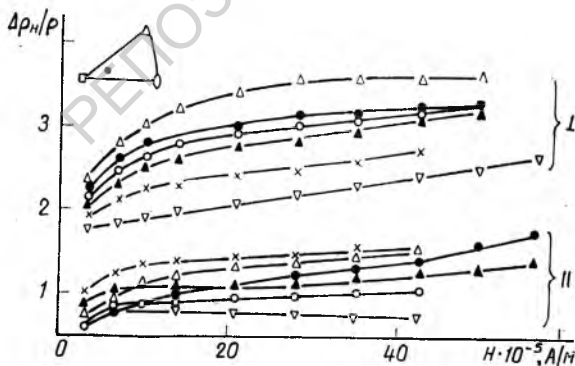


Рис. 6. Магнетосопротивление монокристаллических образцов Al-3 (● — $\varepsilon=0\%$), Al-4 (▲ — 6%), Al-5 (○ — 9%), Al-6 (△ — 11%), Al-7 (× — 19%), Al-8 (▽ — 25%) при $T=4,2$ К в зависимости от напряженности поперечного (⊥) и продольного (||) магнитного поля. На вставке «●» обозначена ориентация образцов относительно главных кристаллографических осей:

□ — [100]; △ — [111]; ○ — [110].

нах вне зависимости от плотности дислокаций. С другой стороны, характерна деформационная зависимость $\Delta\rho_H/\rho$ при $T=18$ К, когда включение дополнительного механизма малоуглового рассеяния на дислокациях не увеличивает анизотропию ФР. Качественные особенности при исследовании зависимости ПМС от ε для Al-2 (рис. 5) при одноосном

растяжении подобны зависимостям для Al-1. Некоторое различие заключается в том, что максимум ФР при данном виде деформации более четко выражен как в сильных, так и слабых полях. Это можно связать с тем, что при одноосном растяжении скольжение идет по меньшему числу взаимно пересекающихся плоскостей, что приводит к менее сложной дислокационной сетке. Малоугловое рассеяние на дальнедействующих полях напряжений более эффективно и имеет место даже в слабых полях.

На рис. 6 представлены полевые зависимости поперечного и продольного магнетосопротивления $\Delta\rho_H^\perp/\rho$ и $\Delta\rho_H^\parallel/\rho$ при $T=4,2$ К всех исследованных монокристаллов. Поведение ПМС образца Al-3, находящегося в исходном состоянии, характерно для ориентации магнитного поля, при которой отсутствуют открытые магнитопробойные траектории. Полевая зависимость образцов Al-4, Al-5 весьма сходна по форме, однако значения $\Delta\rho_H^\perp/\rho$ меньше, чем у Al-3. Заметно некоторое возрастание при переходе от меньших деформаций к большим, и для Al-6 полевая зависимость $\Delta\rho_H^\perp/\rho$ лежит выше таковых как исходного, так и деформированных образцов. Для больших деформаций (Al-7 и Al-8) ПМС соответственно меньше, причем полевая зависимость стремится к линейному росту с увеличением деформации. В [14] показано, что в условиях малоуглового рассеяния магнетосопротивление выходит на асимптотическое значение в больших полях, а его значение выше, чем при изотропном рассеянии. Следовательно, образец Al-6 обнаруживает эффективное малоугловое рассеяние электронов на вводимых дислокациях.

В продольном магнитном поле образец Al-3 имеет линейную зависимость. Данное обстоятельство связано с исходной дислокационной сеткой, малоугловое рассеяние на которой приводит к увеличению магнетосопротивления. Деформированные образцы обнаруживают более близкую к насыщению полевую зависимость. При этом кривые $\Delta\rho_H^\parallel/\rho$ для образцов Al-6 и Al-7 лежат над кривой для Al-3.

Представляется интересным проанализировать полученные результаты с позиций теоретической работы [1], в которой электросопротивление и его изменение в магнитном поле дается в виде

$$\rho \sim P_{11}^{(0)} + cR_{11} - \frac{P_{12}^{(0)} + cR_{12}}{P_{22}^{(0)} + cR_{22}}; \quad \Delta\rho_H \sim \frac{(P_{12}^{(0)} + cR_{12})^2}{P_{22}^{(0)} + cR_{22}},$$

где $P_{\lambda\lambda_i}^{(0)}$ и $cR_{\lambda\lambda_i}$ — матричные элементы оператора столкновений, определяемые рассеянием на фононах и дефектах; c — концентрация дефектов (точечных и протяженных).

Рост температурной добавки в сопротивление в состоянии 1 с увеличением степени деформации можно представить как преимущественное возрастание диагональных матричных элементов оператора столкновений, ответственных за упругое рассеяние. Их рост опережает рост недиагональных компонент в выражении для ρ_T , которое можно представить в виде

$$\rho_T \sim P_{11}^{(0)} - \frac{(P_{12}^{(0)} + cR_{12})^2}{P_{22}^{(0)} + cR_{22}} - \frac{cR_{12}^2}{R_{22}}.$$

В состоянии 2 с ростом плотности дислокаций в данном интервале деформаций недиагональные матричные элементы, описывающие фоновое рассеяние на областях динамического возмущения, а также несферичность ПФ, более эффективны, и два последних члена слабо изменяются с ростом плотности дислокаций.

Относительное ПМС обнаруживает максимум на деформационной кривой при $T=4,2$ К, если допустить при этом, что $P_{\lambda\lambda_i}^{(0)} \ll cR_{\lambda\lambda_i}$. Тогда

существующее начальное магнетосопротивление $\Delta\rho_H/\rho = \eta_i/(1-\eta_i)$, где $\eta_i = R_{12}^2/R_{11}R_{22}$, и η_i в зависимости от ε проходит через максимум. При больших температурах, когда имеется слабая зависимость $\Delta\rho_H/\rho$ от ε в состоянии 2 можно предположить, что $P_{\lambda\lambda_1}^{(0)} \gg cR_{\lambda\lambda_1}$ и $\Delta\rho_H/\rho =$

$$= \frac{P_H^{(0)} \eta^0}{P_{11}^{(0)} (1 - \eta^0) + cR_{11}}, \text{ где } \eta^0 = P_{12}^{(0)*} / P_{22}^{(0)} P_{11}^{(0)} \text{ соответствует «чистому» преде-}$$

лу. При промежуточных температурах можно допустить, что $P_{\lambda\lambda_1} \sim cR_{\lambda\lambda_1}$, и слабая зависимость $R_{\lambda\lambda_1}$ от плотности дислокаций вызывает резкое изменение $\Delta\rho_H/\rho$ при малом изменении плотности дислокаций.

Таким образом, рассеяние электронов на малые углы на дальнедействующих полях напряжений в присутствии магнитного поля существенно влияет на функцию распределения электронов, что выражается в нелинейной зависимости матричных элементов оператора столкновений от концентрации деформационных дефектов.

Авторы выражают благодарность А. П. Жернову за полезные обсуждения и критические замечания, учтенные в работе в ее окончательном виде.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР

Поступила в редакцию
28 декабря 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каган Ю., Жернов А. П. О природе нелинейной зависимости электро-сопротивления металлов с примесями. — ЖЭТФ, 1971, 60, с. 1832—1844; Каган Ю., Флеров В. Н. К теории сопротивления и магнетосопротивления металлов с примесями. — ЖЭТФ, 1974, 66, с. 1374—1386.
2. Rowlands J. A., Woods S. B. Deviations from Matthiessen's rule in cold-worked aluminium. — J. Phys. F: Metal Phys., 1975, 5, L100—L103.
3. Rowlands J. A., Woods S. B. Anisotropic electron scattering in the resistivity of strained aluminium, palladium and silver. — J. Phys. F: Metal Phys., 1978, 8, p. 1929—1939.
4. Steenwyk S. D., Rowlands J. A., Schroeder P. A. Effect of impurities and dislocations on the temperature-dependent resistivity of the noble metals. — J. Phys. F: Metal Phys., 1981, 11, p. 1623—1633.
5. Campbell J. A., Fert A., Caplin A. D. A correlation between magnetoresistance and deviations from Matthiessen's rule in aluminium. — J. Phys. F: Metal Phys., 1971, 1, p. L58—59.
6. Bass J. Deviations from Matthiessen's rule. — Adv. Phys., 1972, 21, p. 431—603.
7. Бычкова Н. Н., Копелиович А. И. О температурной зависимости электро-сопротивления металлов в «грязном» пределе. — ФНТ, 1977, 3, с. 458—467.
8. Шевченко О. Г., Цзян Ю. Н. Неизотропная зависимость продольного магнетосопротивления алюминия от температуры. — В кн.: Материалы 20-го Всесоюзного совещания по физике низких температур, НТ-20, 1978, ч. 1, с. 63—65.
9. Кулеско Г. И. Неупругое рассеяние электронов дислокациями в алюминии. — ЖЭТФ, 1977, 72, с. 2167—2171.
10. Моргун В. Н., Хоткевич В. И., Чеботаев Н. Н., Бондарь В. А. Корреляция между температурными зависимостями магнетосопротивления и отклонением от правила Матиссена в алюминии с линейными дефектами решетки. — Металлофизика, 1980, 2, с. 31—36.
11. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. — М.: Мир, 1972, 408 с.
12. Brown R. A. The interaction of conduction electron with dislocations and grain boundaries in metals. — Can. J. Phys., 1982, 60, p. 766—778.
13. Цзян Ю. Н., Еременко В. В., Шевченко О. Г. Температурная зависимость магнетосопротивления алюминия. — ЖЭТФ, 1969, 57, с. 1923—1936.
14. Pippard A. B. The influence of small-angle scattering on metallic conduction. — Proc. Roy. Soc., 1968, A305, p. 291—318.
15. Копелиович А. И., Моргун В. Н. О линейном росте сопротивления алюминия в сильном магнитном поле. — ФНТ, 1978, 4, с. 1952—1963.