
МЕТАЛЛОФИЗИКА

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

КИЕВ «НАУКОВА ДУМКА»

3. *Sturm K., Ashcroft N. W.* Nonlocal effects in absorption edges: energy-dependent pseudopotentials // *Ibid.*— 1974.— 10, N 4.— P. 1343—1349.
4. *Bendow R. L., Lynch D. W.* Optical absorption in Al and dilute alloys of Mg and Li in Al at 4,2 K // *Ibid.*— 1975.— 12, N 12.— P. 5615—5621.
5. *Friedli C., Ashcroft N. W.* Aluminium under high pressure. 1. Equation of state // *Ibid.*— 1975.— 12, N 12.— P. 5552—5559.
6. *Self-consistency and sum-rule tests in the Kramers-Kronig analysis of optical data: application to aluminium* / E. Shiles, T. Sasaki, M. Inokuti, D. Y. Smith // *Phys. Rev. B—Condens. Matter.*— 1980.— 22, N 4.— P. 1612—1628.
7. *Callaway J., Laurent D.* Optical conductivity of aluminium // *Phys. Lett. A.*— 1981.— 84, N 9.— P. 499—500.
8. *Szmulkowich F., Segall B.* Calculation of optical spectra of aluminium // *Phys. Rev. B—Condens. Matter.*— 1981.— 24, N 2.— P. 892—903.
9. *McMakhan A. K., Moriarty J. A.* Structural phase stability in third-period simple metals // *Ibid.*— 1983.— 27, N 6.— P. 3235—3251.
10. *Tups H., Syassen K.* Effect of pressure on the optical absorption in aluminium // *J. Phys. F: Metal Phys.*— 1984.— 14, N 13.— P. 2753—2767.
11. *Dandrea R. G., Ashcroft N. W.* High pressure as a probe of electron structure aluminium // *Phys. Rev. B—Condens. Matter.*— 1985.— 32, N 10.— P. 6936—6938.
12. *Alchani M., Khan M. A.* Interband absorption in aluminium under pressure // *J. Phys.*— 1986.— 47, N 3.— P. 453—460.
13. *Sturm K.* Electron energy loss in simple metals and semiconductors // *Adv. Phys.*— 1982.— 31, N 1.— P. 1—64.
14. *High resolution investigation of the energy losses of 30 keV electrons in aluminium foils of various thicknesses* / H. Boersch, J. Geiger, A. Imbusch, N. Niedrig // *Phys. Lett.*— 1966.— 22, N 2.— P. 146—147.
15. *Petri E., Otto A.* Direct nonvertical interband transitions in Al // *Phys. Rev. Lett.*— 1975.— 34, N 20.— P. 1283—1286.
16. *Urner-Wille M.* Wavevector-dependent fine structure in the electron energy-loss spectrum of aluminium // *J. Phys. D: Appl. Phys.*— 1977.— 10, N 1.— P. 49—53.
17. *Chen C. H., Silcox J.* Direct nonvertical interband transitions at large wave vectors in aluminium // *Phys. Rev. B—Solid State.*— 1977.— 16, N 10.— P. 4246—4248.
18. *Sturm K., Oliveira L. E.* Theory of a zone-boundary collective state in Al: a model calculation // *Phys. Rev. B—Condens. Matter.*— 1984.— 30, N 8.— P. 4351—4365.
19. *Andersen O. K.* Linear methods in band theory // *Phys. Rev. B—Solid State.*— 1975.— 12, N 8.— P. 3060—3083.
20. *Skriver H. L.* The LMTO method, muffin-tin orbitals and electronic structure, springer series in solid state sciences.— Berlin: Springer Verl., 1984.— V. 41.
21. *Pettifor D. G.* Theory of energy bands and related properties of 4d transition metals: 1. Band parameters and their volume dependence // *J. Phys. F: Metal Phys.*— 1977.— 7, N 4.— P. 613—633.
22. *Calculation of the optical properties of metals by LMTO method* / Yu. A. Uspenski, E. G. Maksimov, S. N. Rashkeev, I. I. Mazin // *Z. Phys. B.*— 1983.— 53, N 3.— P. 263—270.
23. *Microscopical calculations of the optical properties of metals* / E. G. Maksimov, I. I. Mazin, S. N. Rashkeev, Yu. A. Uspenskii.— M., 1985.— 21 p.— (Preprint FIAN N 189).
24. *The first-principle calculation of the optical properties of transition metals. Electron energy loss spectra. The optical properties in the infrared region.*— M., 1985.— 40 p.— (Preprint FIAN N 188).

Физ. ин-т АН СССР, Москва

Получено 02.12.86

С. Е. Демьянов, В. Р. Соболев

ВЗАИМОСВЯЗЬ ДЕФОРМАЦИОННОГО И ТЕМПЕРАТУРНОГО МЕХАНИЗМОВ РЕЛАКСАЦИИ В МЕДИ

УДК 539. 292

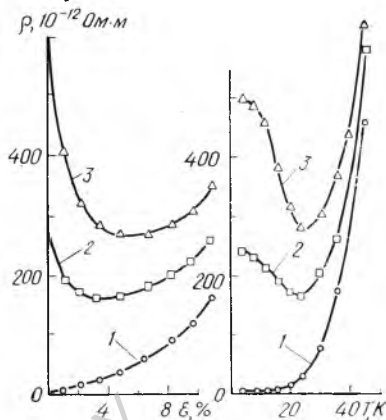
Изучены деформационная и температурная зависимости поперечного магнетосопротивления меди в присутствии открытых орбит. Проанализировано воздействие на перенос заряда данных механизмов рассеяния в приближении промежуточных магнитных полей и показана неприменимость представления изотропного времени релаксации в довольно широком диапазоне изменения плотности протяженных статических дефектов.

Известно, что при изменении плотности статических дефектов путем деформирования поперечное магнетосопротивление (МС) алюминия является немонотонной функцией деформации, напоминающей отклонение от правила Колера для температурной зависимости МС [1, 2]. Это сви-

детельствует о том, что в присутствии магнитного поля имеет место определенная корреляция данных механизмов релаксации, связанная с увеличением эффективности процессов рассеяния с перебросами.

В настоящем сообщении приведены результаты изучения деформационного и температурного механизмов рассеяния при переносе заряда в меди в присутствии слоя открытых траекторий. Для этой цели использовались монокристаллические образцы высокой чистоты, ось которых совпадала с осью третьего порядка. Вектор магнитного поля H находился вблизи кристаллографического направления $\langle 110 \rangle$, т. е. в пределах двумерной области направлений магнитного поля, где имеют место открытые траектории. Статические дефекты генерировались в кристалле при одноосном растяжении [3]. Электросопротивление регистрировалось потенциометрически в поперечном магнитном поле напряженностью до $6 \cdot 10^6$ А/м.

Электросопротивление монокристалла меди в поперечном магнитном поле в присутствии открытых траекторий как функции деформации ϵ и температуры T : 1 — в нулевом магнитном поле ($H=0$); 2 — $H=1,6 \cdot 10^6$ А/м; 3 — $H=2,86 \cdot 10^6$ А/м



Представленные на рисунке зависимости сопротивления как функции деформации ϵ и температуры T обнаруживают ряд общих закономерностей, не находящих объяснения в приближении изотропного времени релаксации τ , единого как в присутствии магнитного поля, так и в его отсутствие. Исходя из значений сопротивления в нулевом поле ρ , можно заключить, что минимум на кривой сопротивления в сильном поле ρ_H , разделяющий области сильных и слабых полей, должен находиться при несколько больших деформациях и температурах. Например, в поле $H=2,86 \cdot 10^6$ А/м величина колеровского параметра $\omega\tau$ (ω — циклотронная частота; $\tau = m/ne^2\rho$; m , e , n — масса, заряд и плотность электронов проводимости) составляет примерно 5 и 8 соответственно для деформационной и температурной зависимостей ($\rho(\epsilon \approx 5\%) \approx 50 \times 10^{-12}$ Ом·м, $\rho(T \approx 24\text{ К}) \approx 30 \cdot 10^{-12}$ Ом·м). При этом если для $\rho_H(\epsilon)$ минимум смещается с ростом H в область больших ϵ , то для $\rho_H(T)$ положение минимума весьма слабо зависит от H (для $H=1,6 \cdot 10^6$ и $2,86 \cdot 10^6$ А/м минимум находится при 22 и 24 К соответственно). Характерно, что если оценить параметр $\omega\tau$, исходя из величины ρ_H , т. е. взять $\omega\tau_H$, то в точках минимума $\rho_H(\epsilon)$ и $\rho_H(T)$ он имеет порядок единицы, что свидетельствует об уменьшении времени релаксации в сильном магнитном поле ($\rho_H \approx 300 \cdot 10^{-12}$ Ом·м в поле $H=2,86 \cdot 10^6$ А/м в точке минимума для обеих зависимостей). Кроме этого, поведение $\rho_H(\epsilon)$ в области высоких плотностей статических дефектов характерно для слабого поля, когда $\rho_H = \rho(1 + (\omega\tau)^2)$, а $\omega\tau \ll 1$. В то же время из кривых легко оценить, что в поле $H=2,86 \cdot 10^6$ А/м при $\epsilon = 11\%$ $\Delta\rho_H/\rho = (\rho_H - \rho)/\rho \approx 0,8$, т. е. имеет место место ощутимый магнеторезистивный эффект.

Поверхность Ферми (ПФ) благородных металлов относится к сложному типу пространственной сетки, стереографическая проекция особых направлений которой определяется диаметром и длиной узких перемычек — «шеек» вдоль направлений $\langle 111 \rangle$. Инфинитность движения имеет место в пределах сечений, включающих большие электронные группы и «шейки», т. е. в достаточно узких слоях [4]. В таких обстоятельствах легко реализуется ситуация промежуточных магнитных полей (ПМП) [5—8], когда имеет место конкуренция вкладов в поперечную проводимость от замкнутых и открытых орбит. В данном случае вектор H находился вблизи границы двумерной области в плоскости (100), инфинитное движение осуществлялось в направлении $\langle 100 \rangle$ и эффективная

ширина слоя открытых орбит по оценкам составляла $\sim 0,065 p$, где p — импульс электрона (радиус большого сферического «пуза»). Следует отметить, что область ПМП более отчетливо наблюдается на температурных зависимостях $\rho_H(T)$, где падение сопротивления ρ_H с ростом T имеет место даже при $T \simeq 4-5$ К, когда p не зависит от температуры, т. е. в условиях доминирования примесного рассеяния. Так, для $T \simeq 4$ К, когда $\rho \simeq 2,5 \cdot 10^{-12}$ Ом·м, примесное время релаксации $\tau_p \simeq 16 \cdot 10^{-11}$ с и для $H = 2,86 \cdot 10^6$ А/м ($\omega \simeq 6 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$) $\omega \tau_p \simeq 10^2$. Присутствующие при таких температурах фононы, однако, влияют на релаксационные процессы. Например, если доля фононного вклада ρ_f в сопротивление ρ составляет $\sim 1\%$ ($\rho_f \simeq 0,01 \rho$), время диффузии τ_f сравнительно велико, $\tau_f \simeq 16 \cdot 10^{-9}$ с и $\omega \tau_f \simeq 10^4$. Однако параметр $\omega/v \simeq 1,7$, где v^{-1} — время столкновения с фононом ($v^{-1} = \tau_f T^2 / \theta^2$, θ — температура Дебая). С другой стороны, характерный импульс фонона $q \simeq pT/\theta \simeq 0,01 p$ и близок по величине к ширине слоя открытых траекторий. Следовательно, в то время как даже при такой температуре для замкнутых траекторий релаксация определяется электрон-примесным рассеянием, эффективная длина свободного пробега на открытых сечениях в известной степени обусловлена и фононным механизмом, что отражается на величине ρ_H . С ростом температуры эффективность фононного рассеяния еще более возрастает. Для $T = 10$ К $\rho_f \simeq \rho \simeq 2,5 \cdot 10^{-12}$ Ом·м ($\omega/v \simeq 0,1$), а $q \simeq 0,03 p$. В таких условиях сопротивление ρ_H падает с возрастанием T очень резко. В области температур, где в сопротивлении ρ доминирует фононный механизм и $\rho(T) \sim T^n$ с $n \simeq 4,3$ ($T \simeq 20$ К), диффузия электронов из открытых сечений наиболее эффективна. При $\rho \simeq 10 \cdot 10^{-12}$ Ом·м $\tau_f \simeq 5 \times 10^{-11}$ с и $\omega \tau_f \simeq 20$. Указанный механизм рассеяния приводит к тому, что конечность магнетосопротивления в этом случае обусловлена лишь малой частью электронов, находящихся на несферических замкнутых сечениях ПФ. Следует отметить, что рост эффективности электрон-фононного рассеяния приводит и к изменению закона полевой зависимости МС: если при $T = 4,2$ К $\Delta \rho_H / \rho \sim H^n$ и $n = 1,7$, то с ростом T n уменьшается и для $T = 24$ К связь между ρ_H и H линейна.

Характер зависимости $\rho_H(\epsilon)$ в отличие от $\rho_H(T)$ более резкий при малых ϵ и плавный при больших плотностях статических дефектов. Это связано с тем, что плотность деформационных дефектов является более слабой функцией деформации, чем плотность фононов при увеличении температуры. В такой ситуации лишь при $\epsilon \simeq 10\%$, когда $\rho \simeq 130 \times 10^{-12}$ Ом·м и плотность дислокаций, определяемая по приросту электросопротивления, составляет $\simeq 7 \cdot 10^{14}$ м $^{-2}$, т. е. порядка одной дислокации на 100 атомов ($\tau = 3 \cdot 10^{-12}$ с), в поле $H \simeq 2,86 \cdot 10^6$ А/м $\omega \tau \simeq 1,8$. В данном случае анизотропия рассеяния также приводит к смещению минимума характеристики в область малых плотностей протяженных дефектов из положения, характерного для чисто изотропного рассеяния.

Расчет в континуальной модели в приближении линейной теории упругости методом потенциала деформации [9] приводит, как известно, к заниженным значениям удельного дислокационного сопротивления по сравнению с экспериментом. В задаче динамического электронного торможения дислокаций [10] учтены блоховский вид электронных волновых функций и специфика законов сохранения импульса и энергии на наиболее существенных составляющих деформационного потенциала с волновым вектором $k \simeq a^{-1}$ (a — параметр решетки). При этом матричные элементы переходов в борновском приближении представляются в виде быстросходящегося ряда, в котором существенную роль играют процессы рассеяния с перебросами на компонентах с $k \simeq a^{-1}$. Такое рассмотрение привело к увеличению коэффициента электронного торможения на один — два порядка. Данный механизм электрон-дислокационного взаимодействия, видимо, можно применить и к неравновесной системе электронов в случае переноса заряда, где он должен увеличить сечение рассеяния электронов на покоящихся дислокациях. В сильном магнитном поле вес малых значений волновых векторов в фурье-разложении потенциалов деформации возрастает (в нулевом магнитном поле он невелик

из-за транспортного множителя, ослабляющего эффективность малоуглового рассеяния) подобно электрон-фононному рассеянию. Следует отметить, что структура силовых полей вокруг дислокаций более сложна, чем в модельном представлении, и потенциал убывает по более сильному закону, чем r^{-1} (r — расстояние от оси дислокации). В таких условиях возрастает роль коротковолновых составляющих, что приводит к увеличению изотропного вклада в рассеяние и, как следствие, к некоторой зависимости положения минимума на кривой $\rho_H(\epsilon)$ от величины магнитного поля.

1. Гостищев В. И., Демьянов С. Е., Соболев В. Р. Деформационный механизм рассеяния и функция распределения электронов проводимости в алюминии // ФММ.— 1985.— 60, вып. 1.— С. 71—76.
2. Цзян Ю. Н., Шевченко О. Г., Еременко В. В. Температурная зависимость магнетосопротивления алюминия // ЖЭТФ.— 1969.— 57, вып. 6.— С. 1923—1936.
3. Петровский М. Л. Устройство для испытания криопроводников при механическом нагружении в магнитных полях // ДАН БССР.— 1985.— 29, № 10.— С. 910—912.
4. Алексеевский Н. Е., Гайдуков Ю. П. Поверхность Ферми серебра // ЖЭТФ.— 1962.— 42, вып. 1.— С. 69—74.
5. Лифшиц И. М., Песчанский В. Г. Гальваномангнитные характеристики металлов с открытыми поверхностями Ферми // Там же.— 1958.— 35, вып. 5.— С. 1251—1264.
6. Каганов М. И., Кадигров А. М., Слуцкий А. А. Роль узкого слоя открытых траекторий в теории гальваномангнитных явлений // Там же.— 1967.— 53, вып. 3.— С. 1135—1143.
7. Pippard A. B. The influence of small-angle scattering on metallic conduction // Proc. Roy. Soc. London A.— 1968.— 305, N 7.— P. 291—318.
8. Гуржи Р. Н., Копелиович А. И. Низкотемпературная электропроводность чистых металлов // УФН.— 1981.— 133, вып. 1.— С. 33—74.
9. Hunter S. C., Nabarro T. R. The propagation of electrons in a strained metallic lattice // Proc. Roy Soc. London A.— 1953.— 220.— P. 542—561.
10. Нацик В. Д. Роль процессов переброса в формировании электронного трения дислокаций // ФНТ.— 1976.— 2, № 7.— С. 933—942.

Ин-т физики тверд. тела
и полупроводников АН БССР, Минск

Получено 04.01.87
(окончательный вариант 21.05.87)

**В. И. Печерская, И. С. Брауде,
М. В. Деревянченко, Д. Н. Большуткин**

УДК 539.2

ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТКИ И ДВА СОСТОЯНИЯ ЖЕЛЕЗА В FeCrNi-СПЛАВАХ

Рентгеноструктурным методом определен параметр решетки сплавов квазибинарного разреза $Fe_{0,82-x}Cr_{0,18}Ni_x$ ($x=0,1\div 0,8$) при 293 К. Количественный анализ этой зависимости проведен в рамках модели Вейсса. Рассчитаны относительные и абсолютные концентрации атомов железа в двух состояниях (γ_1 и γ_2) с различной электронной конфигурацией, а также энергетическая щель, разделяющая эти состояния. Полученные параметры позволили определить температуру Кюри этих сплавов.

Сплавы 3d-переходных металлов с железом имеют ряд особенностей физических свойств. Так, в сплавах квазибинарного разреза $Fe_{0,82-x}Cr_{0,18}Ni_x$ наблюдаются концентрационные и температурные магнитные переходы, обнаружен кластерный магнетизм, минимум электросопротивления [1—3]. Структурные исследования этих сплавов не проводились, отсутствуют также данные о параметрах кристаллической решетки. Определение параметров решетки в этих сплавах явилось одной из задач работы.

Другая задача была связана с выяснением целесообразности учета двух γ -состояний железа при интерпретации физических свойств FeCrNi-сплавов. Известно, что атомы железа в ГЦК-твердых растворах могут находиться в γ_1 и γ_2 электронных состояниях, реализация которых зависит от температуры и состава, в частности от содержания никеля, и