

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НЕЭФФЕКТИВНОСТЬ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
 НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ В АМОРФНЫХ МАГНЕТИКАХ

А. Д. Арсеньева, А. В. Ведяев, А. Б. Грановский

УДК 537.2 : 537.633

Одной из особенностей высокорезистивных аморфных систем является слабо выраженная температурная зависимость кинетических коэффициентов: сопротивления ρ , термоэда S , константы аномального эффекта Холла и т. п. Следовательно, имеющиеся экспериментальные данные указывают на то, что при уменьшении длины свободного пробега Λ за счет рассеяния на статическом беспорядке характерные для чистых металлов и низкорезистивных сплавов механизмы рассеяния электронов проводимости на фононах, а в случае магнитных систем — и на магнонах становятся неэффективными. Впервые на уменьшение интенсивности рассеяния электронов на длинноволновых колебаниях решетки при уменьшении Λ указал Пипшард [1], которым из макроскопических соображений получены функции неэффективности $F(q\Lambda)$ для рассеяния электронов на фононах с волновым вектором q с продольной и поперечной поляризациями. Шмидт [2], рассматривая методами функций Грина и диаграммной техники интерференцию рассеяния электронов на примесях и фононах, получил те же, что и Пипшард, выражения для функций $F(q\Lambda)$. Расчеты температурной зависимости немагнитных аморфных металлов с учетом неэффективности рассеяния на фононах выполнены в работах [3-5], которые продемонстрировали значительное изменение температурной зависимости $\rho(T)$ при учете в выражениях для вероятности рассеяния функций Пипшарда, причем результаты этих расчетов находятся в соответствии с экспериментальными данными [4].

В данной работе приводятся результаты численного расчета изменений температурной зависимости $\rho(T)$ и $S(T)$ аморфных ферромагнетиков за счет неэффективности рассеяния электронов проводимости с малой длиной свободного пробега Λ на других возбуждениях бозевского типа — магнонах. Концепция неэффективности Пипшарда позволяет получить соответствующие выражения в широком интервале температур при произвольных значениях параметра $q\Lambda$ для любых кинетических коэффициентов без детального анализа диаграмм, описывающих интерференционные процессы рассеяния. Следует отметить, что для d -подобных электронов проводимости в силу их малой подвижности учет неэффективности является обязательным и для сравнительно низкорезистивных систем.

Расчет выполнен следующим образом. Полученные ранее авторами [6, 7] выражения для $\rho(T)$ и $S(T)$ имеют вид

$$\rho_x(T) = K_1 (T/T_c)^{3/2} I_0^0, \quad \rho_{\perp}(T) = K_2 (T/T_c)^{3/2} I_0^0, \quad (1a)-(1б)$$

$$S_{\text{ког}}(T) = K_3 (T/T_c) I_0^0, \quad S_{\text{нек}}(T) = K_4 (T/T_c)^{3/2} I_4^0, \quad (1в)-(1г)$$

где $\rho_x(T)$ определяется рассеянием на продольных компонентах спинов, а $\rho_{\perp}(T)$, $S_{\text{нек}}(T)$ — некогерентными и $S_{\text{ког}}(T)$ — когерентными процес-

сами рассеяния с переворотом спина; K_i — коэффициенты, не зависящие от температуры; T_c — температура Кюри; I_i^0 — интегралы вида

$$I_1^0 = \int_0^{x_{\max}} x^{1/2} [\exp(x) - 1]^{-1} dx, \quad I_2^0 = \int_0^{x_{\max}} \exp(x) x^{3/2} [\exp(x) - 1]^{-2} dx,$$

$$I_3^0 = \int_0^{x_{\max}} \exp(x) x^2 [\exp(x) - 1]^{-2} dx, \quad I_4^0 = \int_0^{x_{\max}} \exp(x) x^{5/2} [\exp(x) - 1]^{-2} dx, \quad (2)$$

$x_{\max} = T/T_c$. Учет неэффективности рассеяния на магнонах сводится к введению под интегралы (2) функции Пипшарда $F^i(q\Lambda)$ для поперечной поляризации¹ колебаний

$$F^i(y) = [2y^3 + 3y - 3(y^2 + 1) \operatorname{arctg}(y)]/2y^3, \quad (3)$$

где $y = q\Lambda = (k_B T x/D)^{1/2} \Lambda$, q — волновой вектор магнона, D — коэффициент жесткости магннного спектра.

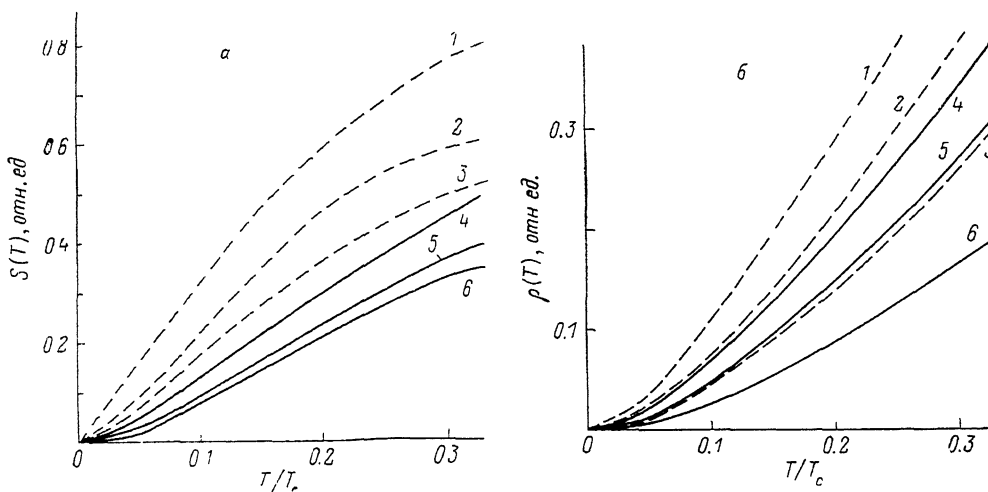


Рис. 1. Температурная зависимость вкладов в термоэдс (а) и сопротивление (б) аморфных ферромагнетиков за счет неупругого рассеяния электронов проводимости на магнонах при различных значениях длины свободного пробега Λ электронов.

а: 1—3 — $S_{\text{кор}}(T)$, 4—6 — $S_{\text{нж}}(T)$. 1, 4 — $(a/\Lambda)^2=0$; 2, 5 — 0.15; 3, 6 — 0.39; б: 1—3 — $\rho_{\perp}(T)$, 4—6 — $\rho_{\parallel}(T)$. 1, 4 — $(a/\Lambda)^2=0$; 2, 5 — 0.03; 3, 6 — 0.39.

Результаты расчетов температурных зависимостей (1а), (1б) и (1в), (1г) приведены на рис. 1, а и б соответственно (значения параметров K_i приняты равными единице). Из рис. 1 видно, что уменьшение длины свободного пробега Λ обуславливает изменение показателей степеней температурной зависимости, фигурирующих в выражениях (1а)—(1г), и приводит к заметному уменьшению вкладов неупругого рассеяния в величины $\rho(T)$ и $S(T)$ в рассматриваемом интервале температур. Отметим, что этот эффект хорошо проявляется даже при сравнительно больших $\Lambda \sim 5\div 6a$ (a — параметр решетки).

На рис. 2 показано изменение отношений $\rho_{z,\perp}(\Lambda)/\rho_{z,\perp}(\infty)$, $S_{\text{кор, нж}}(\Lambda)/S_{\text{кор, нж}}(\infty)$, задаваемых выражениями (1а)—(1г) и (2) в зависимости от длины свободного пробега Λ для различных температур. Видно, что при низких температурах убывание вклада неупругого рас-

¹ Мы используем для магнонов функцию $F^i(q\Lambda)$ для поперечной поляризации, так как в этом случае отсутствуют эффекты экранирования. Последние учитываются функцией Пипшарда для продольных колебаний $F^{\parallel}(q\Lambda)$.

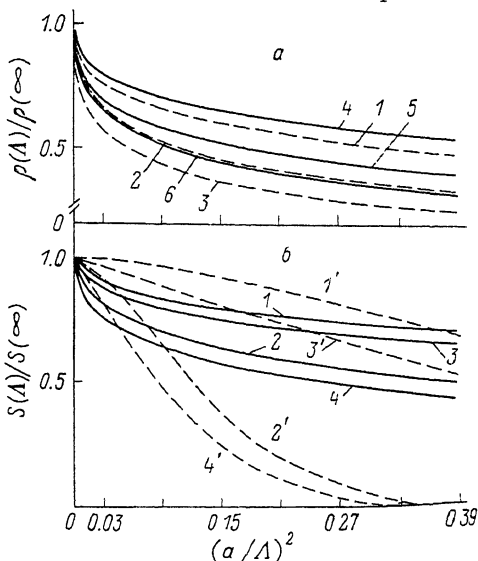
сеяния с уменьшением Λ становится существенным, причем в большей степени выражено для ρ . По-видимому, именно это является причиной «вымораживания» при низких температурах вклада $\sim T^{3/2}$ в сопротивление ферромагнетиков [6, 8].

В заключение отметим, что аппроксимация функции Пиппарда (3) ступенчатой функцией вида

$$F'(y) = \begin{cases} 0, & y \leq 2\pi, \\ 1, & 2\pi \leq y \leq \Lambda \sqrt{k_B T_c / D}, \end{cases} \quad (4)$$

Рис. 2. Зависимость вкладов рассеяния электронов проводимости на магнонах в сопротивление (а) и термоэдс (б) аморфных ферромагнетиков при различных температурах от длины свободного пробега электронов Λ .

а: 1-3 - $\rho_{\parallel}(\Lambda)/\rho_{\parallel}(\infty)$, 4-6 - $\rho_{\perp}(\Lambda)/\rho_{\perp}(\infty)$. 1, 4 - $T_c/T = 3$; 2, 5 - 11; 3, 6 - 21; б: 1, 2 - $S_{\text{нж}}(\Lambda)/S_{\text{нж}}(\infty)$; 3, 4 - $S_{\text{кор}}(\Lambda)/S_{\text{кор}}(\infty)$, рассчитанные с функцией Пиппарда (3). 1', 2' - $S_{\text{нж}}(\Lambda)/S_{\text{нж}}(\infty)$; 3', 4' - $S_{\text{кор}}(\Lambda)/S_{\text{кор}}(\infty)$, рассчитанные с аппроксимацией (4). 1, 1', 3, 3' - $T_c/T = 3$; 2, 2', 4, 4' - 21.



как это сделано, например, в работах [4, 5], приводит при низких температурах к сильному занижению вкладов неупругого рассеяния и в данном случае не является правомерным. Это иллюстрируется рис. 2, б.

Список литературы

- [1] Pippard A. B. // *Phil. Mag.* 1955. V. 46. N 381. P. 1104—1114.
- [2] Schmid A. // *Z. Phys.* 1973. V. 259. N 4. P. 421—436.
- [3] Cote P. J., Meisel L. V. // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. N 24. P. 523—525.
- [4] Meisel L. V., Cote P. J. // *Phys. Rev. B.: Condens. Mater.* 1984. V. 30. N 4. P. 1743—1753.
- [5] Коут П., Майзел Л. // *Металлические стекла*. М.: Мир, 1983. С. 207—244.
- [6] Ведяев А. В., Грановский А. Б. // *ФММ*. 1987. Т. 63. № 6. С. 1078—1088.
- [7] Тез. докл. III Всес. конф. «Проблемы исследования структуры аморфных металлических сплавов», Ч. II. М., 1988. С. 359—360.
- [8] Bergmann G., Marquardt P. // *Phys. Rev. B.: Condens. Mater.* 1978. V. 17. N 3. P. 1355—1360.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
13 сентября 1988 г.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ CdCr_2Se И HgCr_2Se_4

А. П. Галдикас, С. И. Гребинский, Р. А. Мишкинис,
П. Ф. Рутковский, Т. Г. Аминов, Г. Г. Шабунина

В настоящее время интенсивно изучаются халькогенидные хромовые шпинели, отличающиеся, как и все магнитные полупроводники, тесной связью между электрическими, оптическими и магнитными свойст-