

($F_l(k)$ — функция Йоста) непрерывного спектра. (Например, случай выключения основного состояния УШ с потенциалом $V(r) = -1/r$ рассмотрен в [8].) Однако переход к квазиклассике (например, формула (12)), связанный с рассмотрением состояний с большими радиальными квантовыми числами n ($|E^0| \gg |E_{ln}|$), может быть выполнен лишь в случае монотонно стремящихся к нулю дальнедействующих притягивающих потенциалов, так как для короткодействующих потенциалов ($\lim_{r \rightarrow \infty} r^2 V(r) = 0$) самому верхнему уровню спектра (в том числе и УШ с новым потенциалом $V(r)$) соответствует ограниченное значение величины $r_{\max}(E)$.

Результаты настоящей работы наглядно демонстрируют связь обратной задачи квантовой механики с известными задачами классической механики и могут быть использованы при конструировании потенциалов с заданными спектральными характеристиками.

Авторы глубоко благодарны акад. И. М. Лифшицу за внимание и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шадан К., Сабатье П. Обратные задачи в квантовой теории рассеяния. М.: Мир, 1980. [2] Гельфанд И. М., Левитан Б. М. Изв. АН СССР. Сер. Мат., 1951, 15, с. 309. [3] Гостев В. Б., Минеев В. С., Френкин А. Р. ДАН СССР, 1982, 262, № 6, с. 1364. [4] Адамян М. Н. ТМФ, 1981, 48, № 1, с. 70. [5] Гостев В. Б., Минеев В. С., Френкин А. Р. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1982, 23, № 2, с. 75. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М.: Физматгиз, 1958, с. 37—47. [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Гл. 7. М.: Наука, 1974. [8] Abraham P. B., Moses H. E. Phys. Rev., 1980, A22, N 4, p. 1333.

Поступила в редакцию
16.03.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 621.318.1:538.22.082.78

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ, ЭФФЕКТ ХОЛЛА И НАМАГНИЧЕННОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛА ГАДОЛИНИЯ ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ В ПОЛЯХ ДО 63 кЭ

Л. В. Лазарева, О. С. Галкина

(кафедра магнетизма)

В электронной теории металлов [1, 2] показано, что гальваномагнитные эффекты определяются структурой электронного энергетического спектра. Параметром, от которого зависят эти эффекты, является величина $r_H l^{-1}$, где r_H — радиус орбиты, а l — длина свободного пробега электронов проводимости в магнитном поле H . Этот вывод коррелирует с правилом Колера, согласно которому магнитосопротивление поликристаллов и некоторых монокристаллов, определяемое как

$$\Delta\rho(H)\rho^{-1} = (\rho_H - \rho^*)\rho^{-1}, \quad (1)$$

является функцией эффективного поля

$$H_{\text{эфф}} = H_e \rho_{273} \rho_0^{-1} = m H_e, \quad (2)$$

ρ_H — сопротивление во внешнем магнитном поле H_e , ρ^* — остаточное сопротивление в отсутствие поля, ρ_{273} — сопротивление при $T = 273$ К, ρ_0 — сопротивление при абсолютном нуле.

У всех металлов, за исключением ферромагнитных в области слабых полей, случай которых рассмотрен в [3], магнитосопротивление растет с увеличением поля. В сильных магнитных полях характер зависимости компонент тензора сопротивлений от поля определяется видом сечений поверхности Ферми (открытые или закрытые), соответствующих выбранному направлению магнитного поля, а также типом металла (скомпенсированный или нескомпенсированный) и мало связан с характером рассеяния. Критерии сильного поля могут вводиться разными способами, например: $\omega_{\text{НТ}} \gg 1$, $r_{\text{НТ}}^{-1} \ll l$ или $\hbar\omega_{\text{Н}} \gg kT$. Здесь $\omega_{\text{Н}}$ — циклотронная частота электрона в поле H , τ — время релаксации, T — температура, k — постоянная Больцмана.

Экспериментальные подтверждения теории были получены сначала при исследовании магнитосопротивления неферромагнитных металлов в сильных эффективных полях (см., например, [4]), а позднее и при измерениях поперечного магнитосопротивления классических ферромагнетиков — никеля [5] и железа [6, 7]. Рассмотрим тяжелые редкоземельные металлы (ТРЗМ).

Нами сделано предположение, что если выполняется критерий сильного поля и при этом $H_{\text{эфф}} \gg H_s$, где H_s — поле, в котором намагниченность I достигает величины насыщения I_s , то и в ТРЗМ должен наблюдаться рост сопротивления с полем. Действительно, в ТРЗМ при низких температурах полное сопротивление ρ в поле H можно представить как

$$\rho = \rho^* + \rho_m + \rho_{\text{Н}}. \quad (3)$$

При $H_{\text{эфф}} \gg H_s$ ρ_m достигает насыщения, а $\rho_{\text{Н}}$ должно увеличиваться, как у обычных неферромагнитных металлов, что и приведет к росту $(\Delta\rho \cdot \rho^{-1})(H)$. Эффект возрастания $(\Delta\rho \cdot \rho^{-1})(H)$ был экспериментально обнаружен нами при исследовании поликристаллических образцов гадолиния при $T = 4,2$ К в полях до 60 кЭ [8]. При $H_{\text{эфф}} \gg H_s$ магнитосопротивление образцов становится положительным и растет по линейному закону с ростом поля. В работе [9] нами также исследовано поведение ЭДС Холла в сильных эффективных полях на образцах поликристаллического гадолиния.

Представляет интерес исследовать при больших $H_{\text{эфф}}$ на монокристаллических образцах ТРЗМ магнитосопротивление и эффект Холла и сопоставить полученные результаты с результатами измерения намагниченности.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований поперечного магнитосопротивления $(\Delta\rho \cdot \rho^{-1})(H)$, удельной ЭДС Холла $e_{\text{Н}}(H)$ и намагниченности монокристаллических образцов гадолиния высокой чистоты ($m = \rho_{273} \cdot \rho_{4,2}^{-1} = 41$) во внешних магнитных полях $H_{e_{\text{max}}} = 63$ кЭ. Величина $e_{\text{Н}}$ определяется по формуле

$$e_{\text{Н}} = E_{\text{H}} d \cdot I^{-1}, \quad (4)$$

где E_{H} — ЭДС Холла, d — толщина образца, а I — измерительный ток. При $T = 4,2$ К гадолиний — коллинеарный ферромагнетик, с осью легкого намагничивания, расположенной под углом 30° к оси c , и температурой Кюри $T_c = 293,2$ К [10].

1. Образцы и методика измерений. Измерения $(\Delta\rho \cdot \rho^{-1})(H)$ и $e_{\text{Н}}(H)$ проводились на одних и тех же образцах в форме пластин, вырезанных из монокристаллического слитка. Размагничивающие факторы образцов N , определенные по методу, предложенному в работе [11], были порядка десяти. Измерения проведены на трех образцах. Результаты, полученные для всех образцов, идентичны, поэтому в работе приводятся данные для одного из них. Размер образца: $4,5 \times 3,35 \times 0,77$ мм, $N =$

$=10,2$. Ток I направлен вдоль оси c , поле — вдоль оси a , при этом e_H измеряется вдоль оси b . Монтаж образцов, предварительное размагничивание, магнитная стабилизация и методики измерений гальваноманнитных эффектов такие же, как в работе [9]. Намагниченность I измерялась на образцах, имеющих форму прямоугольников с размерами $8 \times 1,5 \times 1,5$ мм, длинные стороны c , a которых, ориентируемые по полю, совпадают с осью c или a , при этом $N \sim 0,7$. Намагниченность измерялась баллистическим методом. Магнитное поле $H_{e_{\max}} = 63$ кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом.

2. Результаты эксперимента и их обсуждение. На рис. 1 приведены графики зависимостей $I(H)$, снятые вдоль осей c (1) и a (2). По оси абсцисс расположены две шкалы магнитного поля: для внешнего поля H_e и для истинного поля образца H_i . Поле H_i рассчитывалось по формуле $H_i = H_e - NI$. Из рис. 1 видно, что зависимость $I(H)$ — типичная для ферромагнитного металла. В поле $H_e = H_s \approx 18$ кЭ намагниченность достигает насыщения, а величина I_s равна 2104 Гс. Полученное значение I_s совпадает с точностью до 1,7% со значением $I_s = 2140$ Гс при 4,2 К, приведенным в работе [12] для гадолиния. При $H_i \gg H_{is}$ парaproцесс мал. В поле $H_{e_{\max}} = 63$ кЭ величина $H_{i_{\max}}$ равна 61,5 кЭ, т. е. $H_{i_{\max}}$ больше H_{is} приблизительно в 3,5 раза. Магнитокристаллическая анизотропия вдоль осей c и a мала.

Зависимость $I(H_i)$, измеренная вдоль оси a , использовалась для расчета I и H_i при исследовании эффекта Холла. Для образцов с $N = 10,2$ в поле $H_{e_{\max}} = 63$ кЭ величина $H_{i_{\max}} = 41,6$ кЭ, т. е. $H_{i_{\max}}$ в 2,3 раза превышает поле H_{is} .

На рис. 2 приведены графики зависимостей $e_H(H) - I$ и $\Delta\rho \cdot \rho^{-1}(H) - 2$. Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что характер изменения гальваноманнитных эффектов с полем хорошо коррелирует с зависимостью $I(H)$. На графиках рис. 2 можно выделить три главные области, связанные с величиной H_i и I . Первая область — слабые поля $H_i \ll H_{is}$, при этом величина I быстро увеличивается с ростом H . В этой области $\Delta\rho \cdot \rho^{-1}$ и e_H определяются в основном ферромагнитными свойствами гадолиния. Для $\Delta\rho \cdot \rho^{-1}$ определяющим является член ρ_m в выражении (3). Если зависимость $e_H(H)$ представить в аналитическом виде как

$$e_H = R_s I + R_0 H_i, \quad (5)$$

где R_s — аномальный, а R_0 — классический коэффициент Холла, то в области малых полей, где восприимчивость χ велика, можно считать, что

$$I \approx \chi H_i \approx H_e N^{-1}. \quad (6)$$

С другой стороны, в этих полях величина $R_0 H_i$ мала, и поэтому выра-

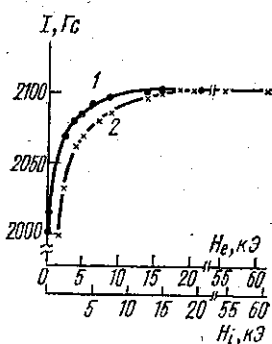


Рис. 1. Зависимость намагниченности I от магнитного поля монокристалла гадолиния: $I(H)$ вдоль оси c (1) и вдоль оси a (2)

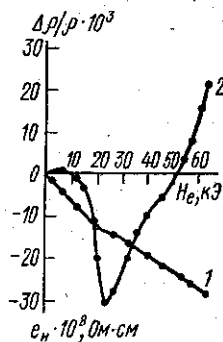


Рис. 2. Зависимость от магнитного поля удельной ЭДС Холла e_H (1) и поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ (2) монокристалла гадолиния

жение (5) с учетом (6) можно записать в виде

$$e_H = R_s H_e N^{-1}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что в слабых полях основной вклад в ЭДС Холла дает член, связанный с R_s . Коэффициент R_s , оцененный нами по формуле (7), равен $6,2 \cdot 10^{-11}$ Ом·см·Гс⁻¹.

Вторая область соответствует области приближения к насыщению, когда $H_i \approx H_{is}$ и $I(H)$ меняется не сильно. Эта область полей — переходная. В ней происходит изменение характера зависимостей $e_H(H)$ и $(\Delta\rho \cdot \rho^{-1})(H)$, а $\Delta\rho \cdot \rho^{-1}$ достигает минимума, так как член ρ_m в выражении (3) стремится к насыщению, а член, обусловленный ρ_H , начинает расти. В выражении (5) член, связанный с R_s , стремится к насыщению, а член, связанный с R_0 , растет. На графике зависимости $e_H(H)$ наблюдается отклонение от линейности.

Третья область — область сильных полей $H_{эфф}$, где $H_i \gg H_{is}$, намагниченность I постоянна, ρ_m достигло насыщения, а ρ_H сильно растет. В этой области $\Delta\rho \cdot \rho^{-1}$ меняет знак, становится положительным и продолжает расти с ростом поля; основной вклад в величину e_H дает член $R_0 H_i$, приводящий к линейному росту ЭДС Холла с ростом поля. При $H_{эфф} \gg H_{is}$ кинетические эффекты в гадолинии зависят от поля так же, как и в обычных ферромагнитных металлах. Измерения e_H в сильных $H_{эфф}$ позволили сделать оценку нормального коэффициента Холла. R_0 можно определить как тангенс угла наклона прямой $e_H(H)$ к оси абсцисс. По нашим оценкам для измеренных образцов при $T=4,2$ К $R_0 \sim 3,16 \div 3,2 \cdot 10^{-13}$ Ом·см·Гс⁻¹, что хорошо согласуется по порядку величины с ранее полученным нами для поликристаллического гадолиния при $T=4,2$ К значением $R_0 \sim 7,6 \cdot 10^{-13}$ Ом·см·Гс⁻¹ [9], а также со значением $R_0 \sim 4 \cdot 10^{-13}$ Ом·см·Гс⁻¹, полученным для гадолиния в парамагнитной области ($T=373$ К) в работе [13]. Завышенное значение $R_0 \sim 5 \cdot 10^{-12}$ Ом·см·Гс⁻¹, полученное для монокристалла гадолиния при $T=4,2$ К в работе [14], можно объяснить тем, что оценки R_0 проведены по измерениям e_H в слабых внешних полях с $H_{e_{max}} = 35$ кЭ. Наша оценка R_0 более достоверна, так как она сделана по измерениям e_H в полях, удовлетворяющих условию сильных полей, — выполняется условие $\hbar\omega_H \gg kT$, и при этом $H_{i_{эфф}} \gg H_{is}$. Действительно, на основании правила Колера $H_{i_{эфф}} = mH_i$. Для наших образцов $m=41$, тогда $H_{i_{эфф max}} \sim 1700$ кЭ $\gg H_{is} \sim 18$ кЭ. С другой стороны, при $H_{i_{эфф max}} \sim 1700$ кЭ получим $\omega_H \sim 3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ и $\hbar\omega_H \sim 3,13 \cdot 10^{-14}$ эрг, а при $T=4,2$ К величина $kT \sim 5,8 \cdot 10^{-16}$ эрг, т. е. $\hbar\omega_H \gg kT$.

Определив величину R_0 , можно оценить концентрацию носителей в гадолинии. У гадолиния $n_1 \neq n_2$ (n_1, n_2 — соответственно число электронов и дырок). Для нескомпенсированных металлов

$$R_0 = [(n_1 - n_2)(ec)]^{-1} = (\Delta n \cdot ec)^{-1}.$$

Тогда по нашим оценкам $\Delta n = -1,955 \cdot 10^{25}$ 1/см³ — число «эффективных» носителей в 1 см³.

Для расчета числа «эффективных» носителей ΔN на 1 атом используем соотношение

$$\Delta N = \Delta n \cdot A (\rho N_A)^{-1},$$

тогда

$$\Delta N = -6,47 \text{ 1/атом},$$

здесь A — атомный вес, ρ — плотность, N_A — число Авогадро.

Полученные результаты показали, что магнитосопротивление и эффект Холла гадолиния коррелируют с зависимостью намагниченности от поля. В слабых полях эти эффекты у гадолиния определяются в основном его магнитными свойствами. В сильных полях гадолиний ведет себя так же, как обычный неферромагнитный металл: сопротивление растет с полем, а ЭДС Холла определяется в основном членом, зависящим от нормального коэффициента Холла R_0 .

По-видимому, эти выводы справедливы и для остальных ТРЗМ. Более конкретные выводы о связи гальваномагнитных эффектов в гадолинии с топологией поверхности Ферми можно будет сделать только при наличии более чистых образцов и более сильных магнитных полей.

Авторы выражают глубокую благодарность А. В. Черемушкиной за активное участие в обсуждении результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. ЖЭТФ, 1956, 31, № 1 (7), с. 63. [2] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971. [3] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. [4] Алексеевский Н. Е. и др. ЖЭТФ, 1960, 39, № 5 (11), с. 1201. [5] Fawcett E., Reed W. A. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, N 8, p. 336. [6] Reed W. A., Fawcett E. Phys. Rev., 1964, 136, N 2A, p. A422. [7] Ising A., Coleman R. V. Phys. Rev., 1965, 137, N 5A, p. A1609. [8] Лазарева Л. В., Трубицын В. А., Галкина О. С. ФТТ, 1972, 14, № 3, с. 769. [9] Галкина О. С., Лазарева Л. В., Трубицын В. А. ФТТ, 1972, 14, № 9, с. 2568. [10] Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. [11] Joseph R. I., Slöman E. J. Appl. Phys., 1965, 36, N 5, p. 1579. [12] Nigh H. E., Legvold S., Spedding F. S. Phys. Rev., 1963, 132, N 3, p. 1092. [13] Kevane C. J., Legvold S., Spedding F. H. Phys. Rev., 1953, 91, N 6, p. 1372. [14] Lee R. S., Legvold S. Phys. Rev., 1967, 162, N 2, p. 431.

Поступила в редакцию
16.03.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 539.143.43

ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХЧАСТОТНОЙ СПИНОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ СВЕТА

С. Д. Варламов, Ю. С. Константинов, А. М. Смирнов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Изучение фотохимических реакций методом ЯМР во многих случаях требует знания числа квантов света, поглощаемого образцом в единицу времени непосредственно в датчике сигналов ЯМР. Ограниченность объема датчика спектрометра, а также специфика экспериментов по изучению ЯМР при облучении образцов светом (поглощение света в объеме жидкого образца) не дают возможности использовать многие известные методы измерения мощности света. Наиболее подходящим и широкоупотребимым из существующих является метод химической актинометрии [1], в котором в качестве рабочего вещества используется ферриоксалат калия. Однако и он имеет определенные недостатки: во-первых, для проведения измерения требуется сравнительно много времени ($1 \div 2$ ч); во-вторых, спектры поглощения образца и актинометрического раствора могут не совпадать, поэтому полученные с помощью химической актинометрии данные, вообще говоря, не позволяют точно определить количество квантов света, поглощаемого образцом. Желательно иметь метод, позволяющий быстро и достаточно точно опреде-