

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 3 — 1969

УДК 538.632

Е. П. СВИРИНА, М. С. АЛИЕВА, И. В. АЛЕКСУХИНА

ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА И НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В МАГНЕТИТЕ Fe_3O_4

Исследованы эффекты Холла и Нернста—Эттингсгаузена (Н. Э.) магнетита в широком температурном интервале (120—650° К). Показано, что температурная зависимость электросопротивления магнетита определяется изменением числа основных носителей тока, а не их подвижности, как это считалось ранее. Спонтанный коэффициент Холла R_s с изменением температуры зависит от концентрации носителей и рассеяния их на магнитных неоднородностях основной рассеивающей системы. В исследуемом температурном интервале отношение коэффициентов Нернста—Эттингсгаузена Q_s/Q_0 линейно зависит от отношения коэффициентов Холла R_s/R_0 . Полученные экспериментальные результаты позволяют считать, что для объяснения электрической проводимости магнетита могут быть привлечены зонные представления.

Магнетит Fe_3O_4 был предметом исследований его электрических, магнитных, термоэлектрических, термомангнитных и гальваномангнитных свойств в течение последних 30—40 лет [1—6]. Аномалии поведения этих свойств при температурах, близких к температуре упорядоченного расположения ионов железа разной валентности в эквивалентных узлах кристаллической решетке, широко использовались для изучения структурных превращений вблизи 120° К. На основании температурной зависимости электросопротивления и термоэдс Вервей и другие авторы [1, 7, 8] считают, что электрическую проводимость в магнетите можно объяснить так называемым «прыжковым» механизмом при наличии ионов железа переменной валентности. Согласно этой модели проводимости концентрация носителей тока не должна зависеть от температуры и уменьшение электросопротивления магнетита с ростом температуры объяснялось экспоненциально-возрастающей подвижностью носителей тока. Представления Вервея широко используются и в настоящее время при объяснении электрических свойств ферритов (см. [9]).

Вместе с этим за последние десять лет появились работы по измерению температурной зависимости эффекта Холла в простых окислах NiO, CoO и MnO [10—13] и ферритах [14—16], согласно которым число носителей тока экспоненциально возрастает, а их подвижность, как правило, уменьшается с увеличением температуры. До настоящего времени эффекты Холла и Н. Э. в магнетите изучались лишь вблизи комнатной температуры [17—19]. В этих работах измерялись э.д.с. Холла и Н. Э. в магнетите с целью сравнения ее зависимости от магнитного поля и намагниченности с аналогичной зависимостью в металлических ферромаг-

нетиках. В настоящее время появилась необходимость исследования указанных эффектов в магнетите в широком температурном интервале. Одновременное измерение эффекта Холла, намагниченности и удельного электрического сопротивления позволяют получить данные о температурной зависимости концентрации основных носителей тока и их подвижности. Кроме этого изучение температурной зависимости эффектов Холла и Н. Э. в магнетите необходимо для выяснения природы аномальных эффектов, обусловленных наличием магнитного порядка. Например, неясно, какой вид рассеяния носителей является доминирующим в тем-

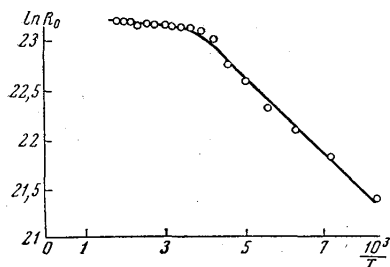


Рис. 1. Зависимость $\ln R_0$ от $1/T$

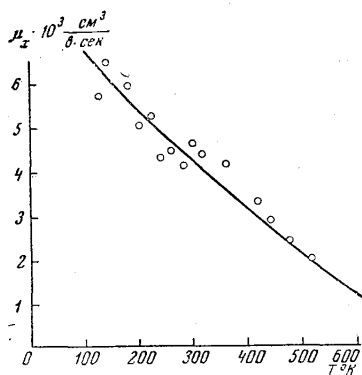


Рис. 2. Температурная зависимость холловской подвижности

пературной зависимости аномальных полей Холла и Н. Э., какова роль степени локализации электронов, имеющих упорядоченный магнитный момент. Неясно, чем определяются знаки аномальных коэффициентов Холла и Н. Э.

Исследованный нами монокристалл Fe_3O_4 был выращен в Институте физики АН ЧССР по методу Бриджмана. Образец имел форму параллелепипеда ($20 \times 5 \times 2$) мм^3 , измерения э.д.с. Холла и E_x и э.д.с. Нернста—Эттингсгаузена E_N , удельного электросопротивления и термоэдс проводились обычным потенциометрическим методом на постоянном токе в интервале температур от 100 до 800° К. Магнитное поле создавалось электромагнитом до 10 000 эрст.

Классические коэффициенты Холла и Н. Э. были рассчитаны с учетом парапроцесса в соответствии с работами [20, 21, 22].

На рис. 1 представлена зависимость $\ln R_0$ в функции $1/T$ для исследованного нами магнетита. Видно, что от 120 до 360° К имеет место экспоненциальный рост числа носителей тока (так как $R_0 \sim 1/n$) с энергией активации около 0,03 эв. В том же температурном интервале энергия активации процесса электропроводности, по данным наших измерений, равна $\sim 0,03$ эв. Холловская подвижность носителей в магнетите на два порядка меньше по сравнению с подвижностью носителей в ферритах [16, 17] и уменьшается с ростом температуры, как это показано на рис. 2. Из приведенных экспериментальных данных следует, что температурная зависимость электропроводности магнетита обусловлена в основном температурной зависимостью числа носителей тока, а не их подвижностью. Этот факт противоречит представлениям Вервея об электрической проводимости в магнетите.

Выше 400° К постоянная Холла R_0 почти не меняется с температурой, что указывает на слабое изменение концентрации носителей тока. В этом случае уменьшение дрейфовой подвижности носителей с даль-

нейшим повышением температуры должно приводить к увеличению электросопротивления, что и показано на рис. 3. Минимум электросопротивления в этой области температур был обнаружен и другими авторами [19], однако причина его появления оставалась невыясненной. Приведенные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о том, что электрические свойства магнетита могут быть объяснены с точки зрения зонных представлений. Возможно, что проводимость в магнетите осуществляется по примесным зонам, однако структура энергетических зон сложных окислов в настоящее время мало изучена.

Спонтанные коэффициенты R_s и Q_s для магнетита определялись как отношение E_{sx}/I_s и $E_{sN-\partial}/I_s$, где E_{sx} , $E_{sN-\partial}$, I_s — спонтанные э.д.с. Холла, э.д.с. Н.Э. и намагниченность при $T = \text{const}$. Температурная зависимость коэффициентов R_s и Q_s показана на рис. 4. В области тем-

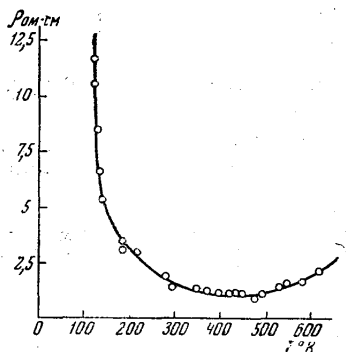


Рис. 3. Температурная зависимость электросопротивления

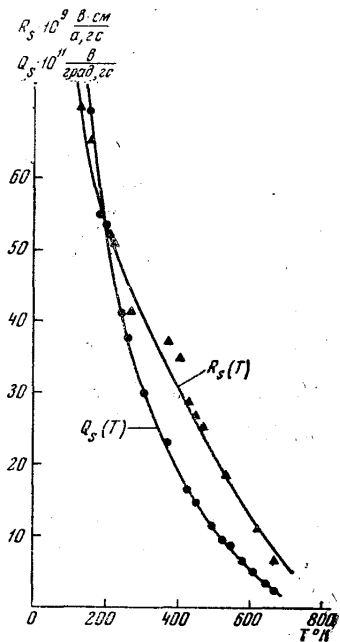


Рис. 4. Температурная зависимость спонтанных коэффициентов R_s и Q_s

ператур от 400 до 600° K, где имеет место аномальное поведение температурной зависимости электропроводности, спонтанные коэффициенты Холла и Н.Э. монотонно уменьшаются с ростом температуры. Отсутствие минимума в кривой $R_s(T)$ указывает на то, что при заданной функции $n(T)$ имеет место различие в температурной зависимости R_s и ρ , следовательно, температурное изменение коэффициента R_s не определяется общим видом рассеяния носителей тока. Согласно теории [23, 24, 25] коэффициент R_s с изменением температуры зависит прямо пропорционально магнитной части электросопротивления ρ_m , или что то же:

$$R_s \sim \frac{1}{en\mu_m}. \quad (1)$$

Здесь μ_m — магнитная подвижность, e — заряд носителя.

Если исключить влияние температурной зависимости концентрации электронов проводимости на спонтанный коэффициент Холла R_s , то для доминирующего спинового вида рассеяния следует ожидать линейную зависимость отношения R_s/R_0 от разности квадратов намагниченности ($I_{s0}^2 - I_s^2$), так как известно, что $1/\mu_m = b(I_{s0}^2 - I_s^2)$ (см. [25]). Здесь I_{s0} есть спонтанная намагниченность при 0° K.

На рис. 5 показано, что действительно такая зависимость имеет место для Fe_3O_4 . Отметим, что при 0°K отношение $R_s/R_0 = B = \text{const.}$ Следовательно, экспериментально полученные результаты по эффекту Холла и намагниченности магнетита описываются соотношением

$$\frac{R_s}{R_0} = B + b (I_{S0}^2 - I_s^2). \quad (2)$$

Здесь член B , так же как и в металлических ферромагнетиках [26], соответствует примесной части аномального поля Холла в ферритах. Для магнетита, по данным наших измерений, константы B и b в соотношении

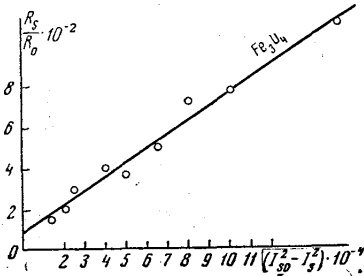


Рис. 5. Зависимость отношения R_s/R_0 от разности $(I_{S0}^2 - I_s^2)$ с изменением температуры

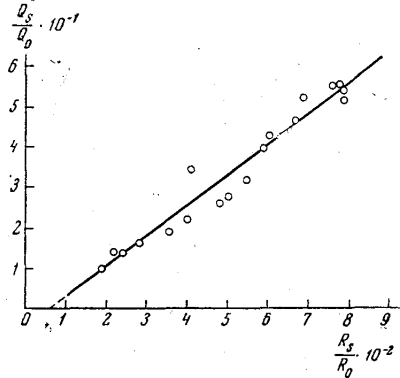


Рис. 6. Зависимость отношения Q_s/Q_0 от R_s/R_0 с изменением температуры

(2) имеют один и тот же положительный знак, так как R_s и $R_0 < 0$. Природа знака аномального коэффициента Холла в настоящее время остается невыясненной. Линейная зависимость отношения R_s/R_0 от $(I_{S0}^2 - I_s^2)$ указывает на то, что температурная зависимость коэффициента R_s определяется не общим электросопротивлением, а лишь его частью ρ_m .

Из соотношения (2) видно, что в области низких температур, когда изменением магнитного вида рассеяния можно пренебречь, энергия активации носителей тока, определяемая температурной зависимостью коэффициента R_0 , может быть оценена по тангенсу угла наклона прямой $\ln R_s(1/T)$. В этом случае

$$\ln R_s(1/T) = \ln R_0(1/T) + \text{const.}$$

Действительно, по данным наших измерений, в интервале температур от 80 до 200°K $\ln R_s$ в функции $1/T$ представляется прямой, тангенс угла наклона которой равен $\sim 0,01$ эв.

Измерение термомагнитного эффекта Нернста—Эттингсгаузена в магнетите показало, что спонтанный коэффициент Н.Э. Q_s и классический коэффициент Q_0 имеют разные знаки. Температурные зависимости коэффициентов R_s и Q_s имеют похожий вид. На рис. 6 показано, что в широком температурном интервале отношение Q_s/Q_0 прямолинейно зависит от отношения R_s/R_0 , т. е.

$$-\frac{Q_s}{Q_0} = A \frac{R_s}{R_0} - C. \quad (3)$$

Коэффициент A равен (5 ± 1) для магнетита и (3 ± 1) для кобальтового и марганцевого ферритов [16]. Возможно, что коэффициент A яв-

ляется некоторой физической константой исследуемого вещества. Для различных ферритов его значение имеет один и тот же порядок величины — это, по нашему мнению, представляет теоретический интерес. В литературе имеются указания [24], что для ферромагнитных металлов коэффициент A примерно равен 2.

Мы признательны проф. К. П. Белову за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вервей Е. Оксидные полупроводники. М., ИЛ, 1954.
2. Самохвалов А. А., Факидов И. Г. «Физика металлов и металловед», 8, 694, 1959.
3. Самохвалов А. А., Факидов И. Г. «Физика твердого тела», 9, 31, 1960.
4. Грабовский М. А. «Изв. АН СССР», сер. физич., 4, 61, 1951.
5. Самохвалов А. А., Факидов И. Г. «Физика твердого тела», 9, 414, 1960; сб. «Ферриты». Минск, 1960.
6. Белов К. П., Никитин С. А. «Кристаллография», 5, 1960.
7. Morin T. J. Phys. Rev., 93, 6, 1199, 1954; 1195, 1954.
8. Miyata N. J. Phys. Soc. Japan., 16, 206, 1961.
9. Никольский А. П. «Физика твердого тела», 8, 1208, 1966.
10. Жузе В. П., Шельх А. И. «Физика твердого тела», 5, 1756, 1963; 8, 629, 1966.
11. Ксендзов Я. М., Драйкин М. Н. «Физика твердого тела», 7, 1884, 1965.
12. Ксендзов Я. М., Авдинков Б. К., Макаров В. В. «Физика твердого тела», 9, 1058, 1967.
13. Макаров В. В., Ксендзов Я. М., Круглов В. И. «Физика твердого тела», 9, 663, 1967.
14. Белов К. П., Свирина Е. П. «Физика твердого тела», 3, 2495, 1961.
15. Свирина Е. П., Маликова М. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 94, 1965.
16. Свирина Е. П., Маликова М. А., Маликова О. А. «Физика твердого тела», 8, 1959, 1966.
17. Okamura J., Torifuca J. Sci. Rep. Just. Tihoki Univ., A3, 352, 1950.
18. Maup V. Ann. d. Phys. 3, 122, 1959.
19. Kaviue J. M. Phys. Rev., 123, No. 4, 763, 1961.
20. Белов К. П., Свирина Е. П. «Успехи физич. наук», 1968.
21. Белов К. П., Свирина Е. П. ЖЭТФ, 37, 1212, 1959.
22. Свирина Е. П., Маликова М. А. «Физика твердого тела», 6, 1627, 1964.
23. Ирхин Ю. П., Абельский Ш. Ш. «Физика твердого тела», 6, 1635, 1964.
24. Абельский Ш. Ш. Реферат канд. дисс. г. Свердловск, Институт физики АН СССР, 1964.
25. Ирхин Ю. П. Реферат докт. дисс. г. Свердловск, 1968.
26. Свирина Е. П., Немчинов Ю. В. «Физика твердого тела», 9, 704, 1967.

Поступила в редакцию
26.7 1968 г.

Кафедра
общей физики для биологов