

УДК 538.221:538.632

### КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В Ni—Cu СПЛАВАХ

Р. П. Васильева, А. В. Черемушкина

(кафедра магнетизма)

В работе [1] предложена теория электрического сопротивления разупорядоченных ферромагнитных сплавов, учитывающая изменение плотности состояния подполос проводимости в зависимости от концентрации сплавов при различной поляризации спина. Теория строится на основе  $s-d$  модели в приближении когерентного потенциала. Этот формализм может быть применен для расчета концентрационной зависимости намагниченности, электрического сопротивления с учетом направления спина и анизотропии электрического сопротивления. Применение теории [1] к сплавам Ni—Cu дало хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для электросопротивления.

Метод, изложенный в работе [1], применен для расчета концентрационной зависимости остаточного аномального эффекта Холла сплавов Fe—Co и Co—Ni, которая в основном определяется заполнением подполос проводимости с различной поляризацией спинов [2].

В теоретических работах [3, 4] по аномальному эффекту Холла в ферромагнитных металлах при учете собственного спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости и механизма рассеяния их на примесях и фононах получены соотношения, связывающие аномальные постоянные Холла  $R_a$  и Нернста — Эттингсгаузена  $Q_a$  со структурой поверхности Ферми:

$$R_a = C \frac{1}{I_s \sigma^2} \sum M_n K_n S_n, \quad (1)$$

$$Q_a = -C' \frac{1}{I_s \sigma} \sum M_n |K_n S_n|, \quad (2)$$

где  $C$  и  $C'$  — положительные параметры,  $I_s$  — спонтанная намагниченность,  $\sigma$  — электропроводность,  $M_n$  — магнитный момент спина полосы  $n$ ,  $K_n S_n < 0$  для дырочных частей поверхности Ферми,  $K_n S_n > 0$  для электронных. В тех же работах [3, 4] найдена связь  $R_a$  и  $Q_a$ :

$$\frac{Q_a}{R_a} = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e\rho \langle \xi_n \rangle} g^{(m)}. \quad (3)$$

Здесь  $\xi_n = |\epsilon_F - \epsilon_n|$ ,  $\epsilon_F$  — энергия Ферми,  $\epsilon_n$  — значение энергии электрона  $n$ -полосы в точке экстремума,  $g^{(m)}$  — безразмерный коэффициент,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\rho$  — удельное электросопротивление.

Как видно, используя соотношение (1) и (2) и экспериментальные значения  $R_a$  и  $Q_a$ , можно получить сведения о типе и поляризации носителей аномального тока Холла. Поскольку соотношение (3) при постоянной температуре определяется величиной  $|\epsilon_F - \epsilon_n|$ , то экспериментально полученное отношение  $\frac{Q_a \rho}{|R_a| T}$  для сплавов будет характеризовать изменение величины  $|\epsilon_F - \epsilon_n|$  при изменении состава сплава.

С этой целью было проведено экспериментальное исследование ЭДС Холла, Нернста — Эттингсгаузена и электрического сопротивления Ni и сплавов Ni—Cu в зависимости от состава сплавов при различных температурах. Измерения всех указанных величин проводились на од-

них и тех же образцах, изготовленных из чистого Ni и сплавов Ni—Cu с содержанием меди 4; 6,4; 9,9; 15,1; 25,1 и 29,6 вес.%, с размерами  $3 \times 6 \times 100$  мм в интервале температур от 78 К до температур Кюри. Магнитные поля достигали 3000 Э. Образцы подвергались гомогенизирующему отжигу в вакууме при температуре 1000 С в течение 24 ч, затем медленно охлаждались вместе с печью.

Методика измерения ЭДС Холла и Нернста — Эттингсгаузена описана в работах [5, 6]. Аномальная постоянная Холла вычислялась по формуле  $R_a = E_s / (ajI_s)$ , аномальная постоянная Нернста — Эттингсгаузена — по формуле  $Q_a = \frac{E_N}{\Delta T / \Delta l \cdot I_s}$ ; здесь  $E_s$  и  $E_N$  — ЭДС Холла и Нернста — Эттингсгаузена при насыщении,  $a$  — расстояние между «холловскими» контактами,  $j$  — плотность электрического тока,  $\Delta T / \Delta l$  — градиент температуры.

На основании полученных данных было показано, что в Ni—Cu сплавах, так же как и в никеле, основными носителями аномального

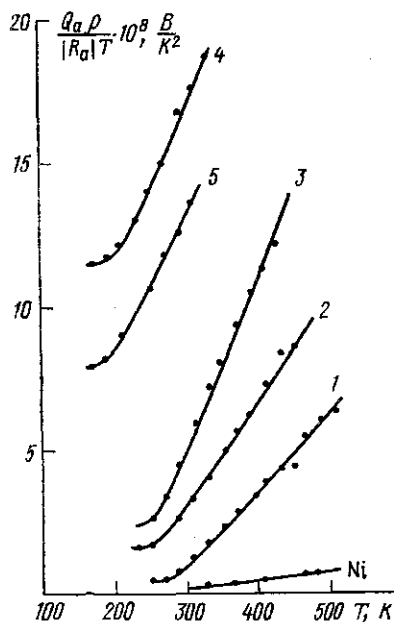


Рис. 1. Зависимость величины  $\frac{Q_a \rho}{|R_a| T}$  от температуры для Ni и Ni—Cu сплавов, содержащих 4,6 (1); 9,9 (2); 15,1 (3); 25,1 (4) и 29,6 (5) вес. % Cu

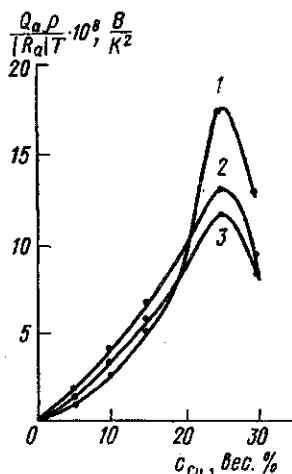


Рис. 2. Зависимость величины  $\frac{Q_a \rho}{|R_a| T}$  от концентрации меди в сплавах для температур 300 К (1),  $T \sim \Theta_D$  (2) и  $T/\Theta_D \approx 0,7$  (3)

тока Холла являются электроны подполосы со спином «вниз». Как следует из работы [1], основной вклад в электрическое сопротивление дают те же электроны.

На рис. 1 приведены графики зависимости величины  $\frac{Q_a \rho}{|R_a| T}$  от температуры для никеля и никель-медных сплавов. Из графиков видно, что величина  $\frac{Q_a \rho}{|R_a| T}$  не является постоянной, в отличие от результатов работ [4, 7] и при температурах выше температуры Дебая вплоть до точек Кюри в пределах ошибок измерения линейно растет с температурой. Причем тангенс угла наклона прямых увеличивается с ростом концентрации меди до 20 вес. %, затем рост замедляется. Фор-

мула (3) получена в работе [4] при учете фононного механизма рассеяния. В работе [7] аналогичное соотношение получено, как и в [4], с учетом только одного типа рассеяния носителей тока — на магнитных неоднородностях. Экспериментально обнаруженное увеличение отношения  $\frac{Q_{aP}}{|R_a|T}$  с ростом температуры требует дополнительного теоретического рассмотрения исследуемых явлений и всех реально существующих видов рассеяния электронов проводимости.

На рис. 2 приведены графики зависимости  $\frac{Q_{aP}}{|R_a|T}$  от концентрации меди для температуры 300 К, температуры, близкой к температуре Дебая, и для одной и той же относительной температуры  $T/\Theta \approx 0,7$ , где  $\Theta$  — температура Кюри для сплавов с различной концентрацией Си. Из графиков видно, что величина  $\frac{Q_{aP}}{|R_a|T}$  при постоянной температуре увеличивается с ростом концентрации меди, достигает максимального значения при концентрации меди  $\sim 26$ —27 вес.%, затем начинает убывать. Учитывая соотношение (3), можно заключить, что ход зависимости  $\frac{Q_{aP}}{|R_a|T}$  от концентрации указывает на соответствующие изменения величины  $|\epsilon_F - \epsilon_n|$  при изменении состава сплава, что находится в хорошем согласии с данными работы [1], где приведен расчет зависимости плотности состояния от содержания меди в Ni—Cu сплавах. При изменении концентрации меди энергия  $\epsilon_F$  остается неизменной, а энергия  $\epsilon_{n(\max)}$ , соответствующая максимуму плотности состояния  $d$ -подполосы со спином «вниз», изменяется. При малых концентрациях меди  $\epsilon_F < \epsilon_{n(\max)}$ , при больших —  $\epsilon_F > \epsilon_{n(\max)}$ . По нашим данным  $\epsilon_F < \epsilon_n$  для концентрации меди  $c_{Cu} = 25,1$  вес.% и  $\epsilon_F > \epsilon_n$  для  $c_{Cu} = 29,6$  вес.%;  $\epsilon_F \approx \epsilon_n$  при концентрациях меди, лежащих между этими значениями.

Сравнение графиков рис. 2 для различных температур показывает, что зависимости  $\frac{Q_{aP}}{|R_a|T}$  от  $c_{Cu}$  аналогичны и близки при температурах, меньших температуры Кюри. Отсюда можно сделать вывод, что разность  $|\epsilon_F - \epsilon_n|$  от температуры практически не зависит. Наиболее высокие значения  $\frac{Q_{aP}}{|R_a|T}$ , наблюдаемые для сплавов с 25,1 и 29,4 вес.% Си при  $T = 300$  К, связаны с тем, что эта температура близка к температуре Кюри для указанных составов сплавов, вблизи которой наиболее велико влияние рассеяния носителей на магнитных неоднородностях на изучаемые эффекты.

Таким образом, рассмотрение указанного комплекса явлений переноса в Ni—Cu сплавах при изменении состава сплавов и температуры позволяет считать, что на концентрационную зависимость аномального эффекта Холла и Нернста — Эттингсгаузена в этих сплавах оказывает влияние зависимость от концентрации плотности состояния  $d$ -подполосы проводимости со спином «вниз». При изучении температурной зависимости этих эффектов необходимо учитывать процессы рассеяния электронов проводимости одновременно как на фононах, так и на магнитных неоднородностях.

В работе [8] рассматривается температурная зависимость  $\rho$  на основе той же модели [1], при этом учитываются изменение плотности состояния при изменении температуры, гибридизация  $s$ — $d$  полос вблизи уровня Ферми и один из основных вкладов в  $\rho(T)$ , обусловленный электрон-фононным взаимодействием. На основе этих теоретических представлений можно объяснить уменьшение электрического со-

противления в сплавах Ni—Cu (35—40 вес. % Cu), наблюдающееся на опыте [9]. Кроме того, необходимо учитывать при этих концентрациях влияние образования кластеров на температурную зависимость  $\rho$ .

При рассмотрении в Ni—Cu сплавах аномальных эффектов Холла и Нернста — Эттингсгаузена при температурах, превышающих точки Кюри, следует также принимать во внимание факторы, приводящие к аномалиям в температурной зависимости электросопротивления. Возможно, что изменение с температурой разности  $|\epsilon_F - \epsilon_n|$  в сплавах, содержащих 35—40 вес. % Cu, может приводить к изменению с температурой аномально постоянной Холла в парамагнитной области, которое обнаружено в работе [10].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Brauers F., Vedyayev A. V., Giorgino M. Phys. Rev., 1973, 37, p. 380.  
 [2] Волошинский А. Н., Рыжанова Н. В. ФММ, 1980, 49, с. 756. [3] Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1968, 55, с. 558. [4] Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1964, 46, с. 2085. [5] Кондорский Е. И., Черемушкина А. В., Курбаниязов Н. К. ФТТ, 1964, 6, с. 539. [6] Кондорский Е. И., Васильева Р. П., Миронова Л. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1964, № 5, с. 72. [7] Абельский Ш. Ш. ФММ, 1964, 18, с. 631. [8] Brauers F., Brauers M. Phys. Lett., 1975, 36, N 1, p. 17. [9] Thomas H. Zeitschr. Metallkunde, 1980, 71, N 4, p. 209. [10] Dutta Roy S. K., Subrahmanjam A. V. Phys. Rev., 1969, 177, p. 1133.

Поступила в редакцию  
30.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 530.1;532.782;536.423

### СПИНОДАЛЬ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОСТЕЙ В ОБЛАСТИ ПОНИЖЕННОЙ УСТОЙЧИВОСТИ

Л. П. Филиппов

(кафедра молекулярной физики)

Нахождение  $PVT$ -соотношений жидкостей в области метастабильных состояний и в критической области — важнейшая часть работы по созданию общего термического уравнения состояния жидкостно-газовых сред. В данной статье мы обращаем внимание на существование ряда простых и общих закономерностей, на основе которых оказывается возможным создать эффективную схему количественного описания состояний, примыкающих к спинодали и критической точке.

Одна из таких закономерностей — связь плотности вещества на спинодали и двух ветвях бинодали:

$$\frac{\rho_{ж} - \rho_{п}}{\rho_c - \rho_{п}} = l = \text{const.} \quad (1)$$

Здесь  $\rho_c$  — плотность жидкости на спинодали,  $\rho_{ж}$  и  $\rho_{п}$  — плотности жидкости и пара на линии сосуществования фаз; все значения плотности соответствуют одной температуре. Анализ данных, имеющих в [1], приводит к выводу, что значения  $l$  практически (в пределах 3%) одинаковы ( $l=1, 2$ ), в том числе и для такого «аномального», ассоциированного вещества, как вода.

Существование (1) позволяет получить формулу для спинодали в переменных  $\rho-T$ , если известно уравнение бинодали. В качестве последнего мы используем здесь следующее:

$$\omega = \pm B\phi^{\beta} + (B-1)\phi, \quad (2)$$