

перераспределение компонент в стратах в разряде в смеси гелия с водородом [9]. В этом случае более тяжелый газ (He) имеет больший потенциал ионизации, чем легкий (H, H<sub>2</sub>). Несмотря на это, подобная нашим результатам разница в поведении радиального распределения в голове, середине и хвосте страты наблюдалась и в [9].

Поэтому можно предположить, что такая взаимная обусловленность радиального и продольного градиентов концентраций частиц — компонент смеси — в стратах и вызванное ими движение вдоль страты должны существовать во всех случаях стратифицированного разряда в смесях газов и паров веществ.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Мессе Г. Отрицательные ионы. М., 1979. [2] Davis C. C. // 2nd Intern. Conf. Gas Discharge. L., 1972. P. 127. [3] Chau T., Капо H., Collins G. V. // Appl. Phys. Lett. 1975. 26, N 9. P. 531. [4] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., 1971. [5] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. [6] Волкова Л. М., Девятов А. М., Крайкина Е. А., Шибкова Л. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. 23, № 3. С. 8. [7] Девятов А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. // Contrib. Plasma Phys. 1986. 26, N 1. P. 37. [8] Гапонов В. И. Электроника. М., 1960. Т. 1. [9] Ли Сын Чан. Физические процессы в неравновесной плазме положительного столба в смеси гелия с водородом: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1990.

Поступила в редакцию  
26.05.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 669.24.234:538.632

#### АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В СИСТЕМЕ СПЛАВОВ Ni—Co

А. Б. Грановский, Р. П. Васильева  
(кафедра магнетизма)

При температурах 100—600 °С измерены термоэдс, сопротивление, коэффициенты аномальных эффектов Холла и Нернста—Эттингсгаузена, намагниченность системы кристаллических сплавов Ni—Co и определены температурная и концентрационная зависимости параметра  $\kappa$  эффекта Нернста—Эттингсгаузена, который связан с производной плотности электронных состояний на уровне Ферми. На основе полученных данных анализируется характер кривой плотности состояний вблизи уровня Ферми чистых Ni и Co и сплавов Ni—Co.

В ферромагнитных металлах и сплавах при наличии градиента температуры  $\nabla T$  возникает электрическое поле, выражение для которого имеет вид

$$E = S \nabla T - Q_0 \mathbf{B} \times \nabla T - Q_s 4\pi \mathbf{M} \times \nabla T, \quad (1)$$

где  $S$  — термоэдс,  $Q_0$  — коэффициент нормального эффекта Нернста—Эттингсгаузена,  $\mathbf{B}$  — индукция магнитного поля,  $\mathbf{M}$  — намагниченность,  $Q_s$  — коэффициент аномального эффекта Нернста—Эттингсгаузена (АЭНЭ) [1]. В случае упругого характера рассеяния носителей тока [1]

$$Q_s = - \frac{SR_s}{\rho} - \mu T \rho = Q_s^{(1)} + Q_s^{(2)}, \quad (2)$$

где первый вклад называют «холловским», а второй «истинным», причём

$$\mu = \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B^2}{|e|} \left( \frac{\partial}{\partial E} \frac{R_s}{\rho^2} \right)_{E_F} \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  — сопротивление,  $R_s$  — коэффициент аномального эффекта Холла (АЭХ),  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $E_F$  — энергия Ферми. В работах [1—3] показано, что измерение АЭНЭ в сочетании с измерениями  $S$ ,  $R_s$ ,  $\rho$  и  $M$  на одних и тех же образцах позволяет путем сопоставления теории с экспериментом получить важную информацию о параметрах электронного энергетического спектра чистых металлов [1], кристаллических [1, 2] и аморфных [3] сплавов.

В данной работе в качестве объектов исследования выбрана система кристаллических сплавов Ni—Co. Рассеяние  $d$ -подобных носителей тока в сплавах Ni—Co не является сильным [4, 5], что позволяет использовать достаточно простые выражения теории АЭНЭ [2]. Электронная структура Ni и Co изучена достаточно подробно (см., напр., [6, 7]), а для концентрированных сплавов в рамках приближения когерентного потенциала предпринята попытка [8] построения кривой плотности состояний  $N(E)$  для всех составов. Для этих сплавов расчет АЭХ привел к хорошему качественному согласию теории с экспериментом [5]. Кроме того, данные сплавы характеризуются наибольшими среди всех известных сплавов значениями спонтанной анизотропии сопротивления, что обусловлено особенностями их электронной структуры.

Согласно [1—3], если рассеяние ответственных за АЭХ и АЭНЭ носителей тока является слабым и эти носители принадлежат одной зоне с направлением спина, противоположным результирующей намагниченности, то экспериментально определяемый параметр  $\kappa$  АЭНЭ непосредственно связан с производной плотности электронных состояний на уровне Ферми:

$$\kappa = -\frac{Q_s^{(2)}\rho}{CTR_s} = \frac{\mu\rho^2}{CR_s} \simeq \frac{1}{N_{\downarrow}(E_F)} \left( \frac{dN_{\downarrow}(E)}{dE} \right)_{E_F}, \quad (4)$$

где

$$C = \frac{5\pi^2}{3} \frac{k_B^2}{|e|}.$$

Если же обе зоны с противоположной поляризацией спинов дают вклад в АЭНЭ, то

$$\kappa = \kappa_{\downarrow} + \kappa_{\uparrow} = -\frac{Q_s^{(2)}\rho}{CTR_s} \simeq \left\{ \frac{R_s^{\downarrow}}{R_s} \frac{1}{N_{\downarrow}(E_F)} \left( \frac{dN_{\downarrow}(E)}{dE} \right)_{E_F} + \frac{R_s^{\uparrow}}{R_s} \frac{1}{N_{\uparrow}(E_F)} \left( \frac{dN_{\uparrow}(E)}{dE} \right)_{E_F} \right\}. \quad (5)$$

Поэтому экспериментальные данные на рис. 1 и 2 представлены для параметра  $\kappa$ . Измерения  $\rho$ ,  $S$ ,  $M$ ,  $R_s$  и  $Q_s$  проводились на образцах сплавов Ni—Co, содержащих 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 и 80 вес.% Ni, а также на образцах чистого Co и Ni. Образцы имели форму параллелепипедов размерами  $3 \times 6 \times 100$  мм, после изготовления подвергались в течение 24 ч гомогенизирующему отжигу при  $1000^\circ$ . Перед измерениями для снятия механических напряжений образцы отжигались в вакууме в течение 1 ч при  $700^\circ\text{C}$  и охлаждались вместе с печью. Исследование АЭНЭ проводилось по методу, описанному в [9].

Из данных, представленных на рис. 1, следует, что знаки и величины параметра  $\kappa$  для г.п.у. и г.ц.к. фаз совпадают и вне области структурного перехода параметр  $\kappa$ , а следовательно, и  $\left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dE}\right)_{E_F}$ ,

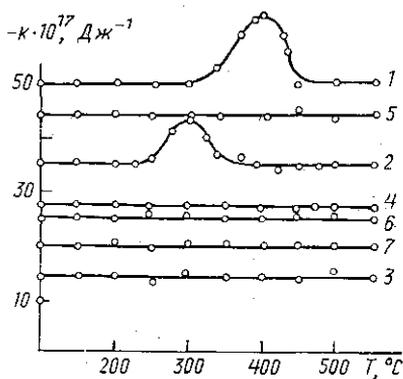


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость параметра АЭНЭ  $\kappa$  для Ni—Со-сплавов от температуры: содержание Со 100 вес.% (1), 90 (2), 70 (3), 60 (4), 50 (5), 40 (6) и 30 вес.% (7)

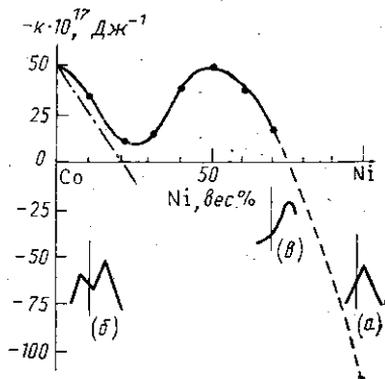


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость параметра АЭНЭ  $\kappa$  для Ni—Со-сплавов от их состава: сплошная линия — эксперимент, штрих-пунктирная — рассчитанные значения по формуле (6). На вставках схематически изображен вид кривых плотностей  $N(E)$  состояний сплавов соответствующего состава

не зависят от температуры. В области перехода температурная зависимость параметра  $\kappa$  характеризуется максимумом, причем температура максимума для чистого Со совпадает с температурой структурного перехода ( $417 \pm 7^\circ\text{C}$ ), а для сплавов с 90 вес.% Со несколько меньше известной из литературных данных [10]. Для концентрированных сплавов, у которых отсутствует структурный переход, максимум в зависимости  $\kappa(T)$  не наблюдается. Отсюда следует, что характер кривой плотности состояний в окрестности  $E_F$ , обусловленный  $d$ -состояниями, при переходе г.п.у. → г.ц.к. в сплавах, богатых Со, не изменяется, но в процессе структурного перехода это изменение имеет место. Следует также отметить, что выражение (4) не учитывает вклад флуктуаций в окрестности структурного перехода, поэтому возможен и значительный флуктуационный вклад в АЭНЭ.

На рис. 2 представлена зависимость параметра  $\kappa$  от состава сплавов. Штриховой кривой обозначена область, в окрестности которой происходит смена знака  $R_s$  и где выделение параметра  $\kappa$  связано с большими погрешностями. Рассмотрим сначала величину и знаки параметров  $\kappa$  для чистых Ni и Со. Согласно расчетам электронной структуры [6, 7], как для Ni, так и для Со зона с направлением спина вдоль намагниченности заполнена, поэтому можно воспользоваться выражением (4). Тогда

$$\kappa^{\text{Ni}} = \left[ \frac{1}{N_{\downarrow}(E_F)} \left( \frac{dN_{\downarrow}(E)}{dE} \right)_{E_F} \right]^{\text{Ni}} = -117 \text{ Дж}^{-1},$$

$$\kappa^{\text{Co}} = \left[ \frac{1}{N_{\downarrow}(E_F)} \left( \frac{dN_{\downarrow}(E)}{dE} \right)_{E_F} \right]^{\text{Co}} = 50 \text{ Дж}^{-1}.$$

Как уже отмечалось в [2], полученное значение для  $\kappa^{\text{Ni}}$  находит-

ся в соответствии с рассчитанной кривой плотности состояний  $N_i$  и с положением уровня Ферми слева от максимума  $N(E)$ , как это схематично изображено на вставке *a* к рис. 2. Для  $Co$  уровень Ферми находится справа от максимума  $N(E)$  [7] и ширина соответствующего пика примерно в два раза больше, чем для  $Ni$  (см. вставку *b*), что согласно (4) позволяет объяснить примерно вдвое меньшую величину  $\kappa^{Co}$  по сравнению с  $\kappa^{Ni}$  и противоположные их знаки.

Рассмотрим теперь сплавы, богатые  $Co$ , также считая, что зона с направлением спина вдоль намагниченности заполнена. Простейшим предположением о форме кривой плотности состояний сплавов  $Co_{1-x}Ni_x$  может служить приближение средней  $t$ -матрицы, согласно которому результирующая форма  $N(E)$  сплава есть суперпозиция плотностей состояний компонент с соответствующими весами. Тогда

$$\kappa^{Ni-Co} = \frac{1}{(1-x)N_{\downarrow}^{Co} + xN_{\downarrow}^{Ni}} [(1-x)N_{\downarrow}^{Co}\kappa^{Co} + xN_{\downarrow}^{Ni}\kappa^{Ni}]_{EF}. \quad (6)$$

Построенная таким образом кривая  $\kappa(x)$  (см. рис. 2) при содержании  $Co$  примерно до 80 вес. % находится в качественном согласии с экспериментом, а некоторое количественное рассогласование связано с неучтенным смещением уровня Ферми при изменении концентрационного состава сплава. В сплавах, богатых  $Ni$ , такой подход неправилен, так как согласно [8] при добавлении  $Co$  к  $Ni$  происходит резкое изменение формы кривой  $N(E)$  и уровень Ферми смещается в сторону пологого участка, как это показано на вставке *b* к рис. 2. При этом согласно расчетам, выполненным в работе [8],  $dN/dE$  обращается в нуль при содержании  $Co$  примерно 20 вес. %, что соответствует эксперименту.

Для сплавов с содержанием  $Co$  20—80 вес. % вид кривой плотности состояний, рассчитанной в работе [8], не позволяет объяснить полученные нами данные для  $\kappa(x)$ , так как согласно [8] для всех составов зона с направлением спина вдоль намагниченности заполнена, а уровень Ферми, соответствующий содержанию  $Co$  20—80 вес. %, находится на пологом участке кривой  $N(E)$ , так что для этих сплавов надо ожидать, что  $\kappa=0$ . Более последовательный расчет электронной структуры и АЭХ сплавов  $Ni-Co$  [5] показал, что в области средних составов обе зоны с противоположной поляризацией спинов дают вклад в АЭХ, что, по-видимому, и является причиной наблюдаемого максимума  $\kappa(x)$  в области 20—70 вес. %  $Co$ .

Из приведенного анализа экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

1. В г.п.у. и г.ц.к. фазах  $Co$  и богатых кобальтом сплавах характер кривой плотности состояний в окрестности уровня Ферми, обусловленный  $d$ -электронами, идентичен. Нагрев вплоть до  $600^\circ C$  не влияет на электронную структуру сплавов.

2. Обнаруженный максимум на температурной зависимости параметра АЭНЭ  $\kappa$  в окрестности структурного перехода связан как с изменением электронной структуры в процессе перехода, так и с возможным влиянием флуктуаций на рассеяние носителей АЭНЭ.

3. Для чистых  $Ni$  и  $Co$  полученные значения  $\kappa=-117$  и  $50$  Дж<sup>-1</sup> соответственно согласуются с результатами расчета их электронной структуры.

4. В концентрированных сплавах  $Ni-Co$  обе зоны с противоположной поляризацией спинов дают вклады в АЭХ и АЭНЭ, что обуславливает сложный характер концентрационной зависимости параметра  $\kappa$  в области составов 20—80 вес. %  $Co$ .

Работа частично финансировалась грантом фонда Слоана, присужденным Американским физическим обществом. Авторы благодарят также Международный научный фонд Сороса за поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ведяев А. В., Грановский А. Б., Котельникова О. А. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. М., 1992. [2] Абдурахманов А. А., Васильева Р. П., Ведяев А. В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 1. С. 68. [3] Arsenieva A. D., Granovsky A. B., Myalikgulliev G. M. et al. // J. Magn. and Magn. Mat. 1991. 99. P. 167. [4] Волошинский А. Н., Рыжанова Н. В. // ФММ. 1980. 49, № 4. С. 756. [5] Волошинский А. Н., Обухов А. Г., Рыжанова Н. В., Вишняков Л. Ю. // ФММ. 1983. 56, № 6. С. 1070. [6] Anderson J. R., Parasonstantopoulos D. A., Boyer L. L., Schirber J. E. // Phys. Rev. 1979. B20. P. 3172. [7] Battalan F., Rosenman I. // Phys. Rev. 1975. B11. P. 545. [8] Hasegawa H., Kanaoги J. // J. Phys. Soc. Japan. 1972. 33, N 6. P. 1599. [9] Васильева Р. П., Акмурадов Б. // Изв. вузов, Физика. 1972. № 6. С. 43. [10] Osava A. // Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. 1930. 19. P. 109.

Поступила в редакцию  
31.03.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

## АСТРОНОМИЯ

УДК 550.3

### УЧЕТ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АЛЬТИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Н. А. Чуйкова, С. А. Казарян  
(ГАИШ)

Разработана методика, позволяющая разделять аномалии, обусловленные глубинными и приповерхностными неоднородностями внутри Земли. Путем статистического анализа пяти спутниковых моделей гравитационного потенциала Земли определена низковоловая часть гравитационного поля, обусловленная отличием внутреннего строения Земли от гидростатически уравновешенного. На основе модели внутреннего строения Дзевонского по низковоловой части потенциала определены максимальные вариации границ разделов. Полученные оценки использованы для снятия глобального фона при интерпретации альтиметрических данных (на примере Атлантического океана).

Геометрический метод радиоальтиметрических наблюдений со спутников над океанами позволяет получать высоты геоида с хорошей относительной точностью. Эти значения можно использовать для выявления аномалий, вызванных конкретным регионом земной коры. Однако в измеренных высотах геоида интегрируются проявления аномальностей полей от всех границ разделов Земли. Поэтому встает проблема снятия фона, обусловленного глубинным внутренним строением планеты. Полученные остаточные высоты геоида можно использовать для дальнейшей геофизической интерпретации.

На предварительном этапе работы проводилось уточнение модели внутреннего строения Земли. А именно: определялись максимальные вариации неоднородностей на границах разделов внутри планеты, их наследие отражение во внешнем гравитационном поле и согласованные с физическими условиями и данными сейсмологии.