

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ
И
МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ

ТОМ 30

5

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

1970

Вследствие добавления титана в никель межатомное расстояние последнего изменяется, что служит причиной изменения обменной энергии и природы связи в решетке Ni—Ti. Это является причиной размытия скачка C_p на рис. 1 для сплавов Ni—Ti. Из кривых $C_p(t)$ определена температура Кюри для чистого никеля и сплавов никель—титан.

На рис. 2 представлены значения температуры Кюри в зависимости от концентрации титана в никеле, которые определены путем гальваномагнитных и электрических

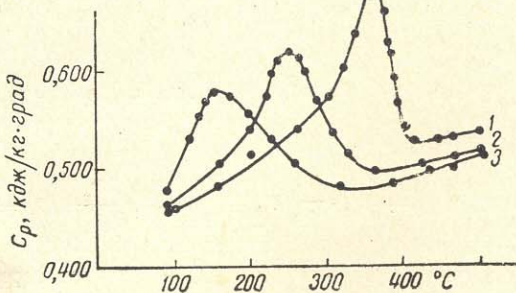


Рис. 1. Температурная зависимость удельной теплоемкости никеля и сплавов никель—титан: 1 — чистый никель; 2 — 2,5; 3 — 5 вес. % Ti;

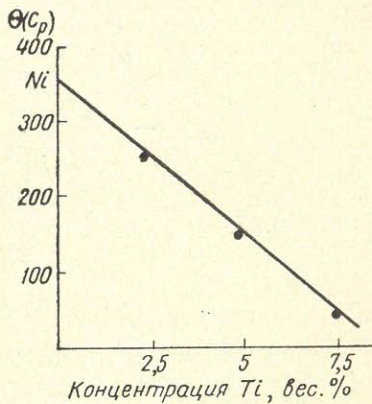


Рис. 2. Зависимость точки Кюри сплавов Ni—Ti от концентрации титана.

измерений [4], а также измерений удельной теплоемкости. Видно, что точка Кюри исследованных сплавов линейно уменьшается с увеличением концентрации титана.

Азербайджанский политехнический институт

Поступило в редакцию 25 февраля 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Девяткова Е. Д., Тихонова В. В. ФТТ, 1967, 9, 3.
2. Шалыт С. С. ЖЭТФ, 1938, 8, 518; Nature, 1939, 143, 799.
3. Hölzl M. O. Zs. Phys., 1958, 191, 220.
4. Али-Заде З. И., Мамедов М. Б. Изв. АН Аз. ССР, сер. физ.-техн.-мат. наук, 1968, № 3, 37.
5. Третьякова Ю. Д., Трошкина В. А., Хомяков К. У. Журнал неорг. химии, 1959, № 4, 5.
6. Гражданкина Н. П. УФН, 1968, 96, 291.

УДК 669.017 : 538.122

О ВЛИЯНИИ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЗАТУХАНИЕ КВАНТОВЫХ ВОЛН В ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ МЕТАЛЛОВ

П. С. Зырянов и М. В. Садовский

В ряде работ [1—6], выполненных в последние годы, было показано, что в электронном подсистеме металла, помещенного в квантующее магнитное поле, возможно распространение так называемых квантовых волн. В общем случае электронной ферми-жидкости [6] эти волны представляют собой связанные колебания электромагнитного поля, плотности и спиновой плотности электронов металла, спектр которых существенно определяется дискретностью энергетических уровней электронов в квантующем магнитном поле. Бесстолкновительное затухание Ландау оказывается возможным только при определенных значениях частоты и волнового вектора волн, что объясняется дискретностью проекции импульса электронов на направление магнитного поля. В резуль-

тате на плоскости ω, k возникают «окна», где бесстолкновительное затухание полностью отсутствует и в которых возможно распространение квантовых волн. Такая картина справедлива при полном пренебрежении процессами рассеяния электронов, которые приводят к тому, что затухание волн становится отличным от нуля и в упомянутых окнах.

Целью настоящей работы является микроскопическое оправдание критериев малости столкновительного затухания квантовых волн, исследованных в [6]. При этом мы ограничимся рассмотрением рассеяния электронов на точечных примесях, которые имеют наиболее существенное значение при низких температурах, необходимых для наблюдения квантовых волн.

Гамильтониан взаимодействия электронов с примесями выбираем в виде

$$H_{вз} = \frac{1}{V} \sum_{\kappa\kappa'\sigma\sigma'qj} V_q \delta_{\sigma\sigma'} I_{\kappa\kappa'}(-q) e^{-iqR_j} a_{\kappa\sigma}^+ \cdot a_{\kappa'\sigma'}, \quad (1)$$

где используем представление собственных функций ферми-жидкостных квазичастиц в магнитном поле

$$H_0 |_{\nu\sigma} \rangle = E_{\nu\sigma} |_{\nu\sigma} \rangle.$$

Здесь H_0 — гамильтониан этих квазичастиц; $E_{\nu\sigma} = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\Omega + \frac{p_z^2}{2m} + \sigma \frac{h\Omega_0}{2}$; $V_q =$ фурье-образ потенциала взаимодействия; Ω — циклотронная частота электронов; Ω_0 — частота спинового расщепления; κ — квантовые числа Ландау; $\sigma = \pm$ — спиновая переменная; j — нумерует примеси; $I_{\kappa\kappa'}(-q) = \langle \kappa | e^{iqR} | \kappa' \rangle$; $a_{\kappa\sigma}^+$, $a_{\kappa\sigma}$ — фермиевские операторы; V — объем металла.

Определяя одночастичную матрицу плотности электронов как

$$\langle a_{\nu\sigma}^+, a_{\nu\sigma} \rangle \equiv f_{\nu\sigma} \delta_{\nu\sigma\nu'\sigma'} + \delta\rho_{\nu\sigma\nu'\sigma'},$$

где $\langle \dots \rangle$ — усреднение с полной матрицей плотности; $f_{\nu\sigma} = \left(e^{\frac{E_{\nu\sigma} - \zeta}{T}} + 1\right)^{-1}$; $\delta\rho_{\nu\sigma\nu'\sigma'}$ — неравновесная добавка, получаем кинетическое уравнение теории ферми-жидкости, учитывающее рассеяние

$$\begin{aligned} & (i\varepsilon + h\omega + E_{\nu'\sigma'} - E_{\nu\sigma}) \delta\rho_{\nu\sigma\nu'\sigma'} + \frac{1}{V} \sum_{\kappa\sigma_1\kappa'\sigma'_1qj} V_q \delta_{\sigma\sigma'} I_{\kappa\kappa'}(-q) e^{-iqR_j} \times \\ & \times (\delta\rho_{\kappa'\sigma'_1\nu\sigma} \delta_{\nu'\kappa} \delta_{\sigma_1\sigma_1} - \delta\rho_{\nu'\sigma'\kappa\sigma_1} \delta_{\nu\kappa'} \delta_{\sigma_1\sigma'_1}) = (f_{\nu'\sigma'} - f_{\nu\sigma}) \times \\ & \times \left\{ \sum_{\mathbf{k}} \left[\delta_{\sigma\sigma'} I_{\nu\nu'}(-\mathbf{k}) e\Phi_{\mathbf{k}\omega} - \frac{1}{c} j_{\nu\sigma\nu'\sigma'}(-\mathbf{k}) A_{\mathbf{k}\omega} \right] + \sum_{\kappa\sigma_1\kappa'\sigma'_1} F_{\nu\sigma\nu'\sigma'}^{\kappa\sigma_1\kappa'\sigma'_1} \delta\rho_{\kappa\sigma_1\kappa'\sigma'_1} \right\} \equiv \\ & \equiv Q_{\nu\sigma\nu'\sigma'}; \quad \varepsilon \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Phi_{\mathbf{k}\omega}$ и $A_{\mathbf{k}\omega}$ — амплитуды потенциалов самосогласованного электромагнитного поля;

$$j_{\nu\sigma\nu'\sigma'}(-\mathbf{k}) = \delta_{\sigma\sigma'} eV_{\nu\nu'}(-\mathbf{k}) - 2\mu_0 c i [\mathbf{k} \times \mathbf{s}_{\sigma\sigma'}] I_{\nu\nu'}(-\mathbf{k}); \quad (3)$$

$$V_{\nu\nu'}(-\mathbf{k}) = \frac{1}{2} (v e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} v)_{\nu\nu'};$$

v — оператор скорости электрона; s — оператор спина; величина

$$F_{\nu\sigma\nu'\sigma'}^{\kappa\sigma_1\kappa'\sigma'_1} = \Phi_{\nu\nu'}^{\kappa\kappa'} \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\sigma_1\sigma'_1} + 4\psi_{\nu\nu'}^{\kappa\kappa'} (s_{\sigma\sigma'} s_{\sigma_1\sigma'_1}) \quad (4)$$

описывает ферми-жидкостное взаимодействие.

Уравнение (2) запишем в операторном виде

$$(i\varepsilon + h\omega) \delta\rho + [H, \delta\rho] = Q, \quad (5)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{вз}$. Отсюда получаем формальное соотношение [7]

$$\delta\rho = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} R^+ \left(E + \frac{h\omega}{2} \right) QR^- \left(E - \frac{h\omega}{2} \right) dE, \quad (6)$$

в котором

$$R^{\pm}(E) = \frac{1}{E - \mathbf{H} \pm i\gamma}, \quad \gamma = \varepsilon/2 \quad (7)$$

является функцией Грина (резольвента) уравнения Шредингера с гамильтонианом \mathbf{H} . В уравнении (6) следует провести усреднение по хаотическим примесным конфигурациям [7], которое мы проведем приближенно, считая $\overline{R^+QR^-} \approx \overline{R^+}\overline{Q}\overline{R^-}$. Это приближение соответствует пренебрежению влиянием примесей на самосогласованное поле и ферми-жидкостное взаимодействие. Резольвента $\overline{R^{\pm}}(E)$ подробно рассмотрена в работе [8], посвященной изучению влияния рассеяния на «гигантские» квантовые осцилляции поглощения ультразвука. Было показано, что в случае примесей с потенциалом, радиус действия которого много меньше магнитной длины электрона $(ch/|e|\mathbf{H})^{1/2}$ и в пренебрежении многоцентровым рассеянием

$$\overline{R_{\nu\sigma\nu'\sigma'}^{\pm}} = \frac{\delta_{\nu\nu'}\delta_{\sigma\sigma'}}{E - E_{\nu\sigma} \pm ih\gamma/2(E)}, \quad (8)$$

где $\gamma(E)$ — частота столкновений электрона с энергией E с примесными центрами, для которой имеет место следующее уравнение:

$$\gamma(E) = \gamma_0(E) (2mE)^{-1/2} \operatorname{Re} K [E + ih\gamma(E)/2]. \quad (9)$$

Здесь $\gamma_0(E) = 4\pi f^2 (2E/m)^{1/2} n_s$ — соответствующая частота в отсутствие магнитного поля; f — амплитуда рассеяния свободного электрона нулевой энергии на потенциале примеси; n_s — концентрация примесей;

$$K(E) = \sum_{n=0}^N \frac{mh\Omega}{[2m|E - h\Omega(n + 1/2)]^{1/2}},$$

где N — целое число, которое обеспечивает один мнимый член.

В [8] было показано, что при $h\Omega \ll (Eh\gamma)^{1/2}$ можно считать $\gamma(E) \approx \gamma_0(E)$. В случае $h\gamma \ll T$ последнее неравенство заменяется на $h\Omega \ll (\xi T)^{1/2}$, что легко удовлетворяется в металлах и позволяет считать $\gamma(E) \approx \gamma_0(\xi) = \gamma = \text{const}$. Тогда из (8) и (6) получаем следующее кинетическое уравнение:

$$\overline{\delta\rho_{\nu\sigma\nu'\sigma'}} = \frac{\overline{Q}_{\nu\sigma\nu'\sigma'}}{E_{\nu'\sigma'} - E_{\nu\sigma} + h\omega + ih\gamma}. \quad (10)$$

Таким образом, в принятых здесь приближениях влияние рассеяния электронов на короткодействующем потенциале свелось к уширению уровней Ландау, не зависящему от энергии, или просто к приближению времени релаксации. Уравнение (10) имеет тот же вид, что и кинетическое уравнение работы [6]. В результате мы получаем микроскопическое оправдание критериев малости столкновительного затухания квантовых волн, исследованных в [6]. А именно, для наблюдения продольных квантовых волн необходимо выполнение неравенства

$$\frac{\gamma}{\Omega} \ll \frac{h\Omega}{\xi}. \quad (11)$$

Для поперечных волн соответственно имеем

$$\frac{\gamma}{\Omega} \ll \frac{h\Omega}{\xi} (kr_c)^2, \quad (12)$$

где r_c — циклотронный радиус электрона в магнитном поле; \mathbf{k} — волновой вектор; ξ — энергия Ферми.

В заключение отметим, что мы не учитывали влияния процессов рассеяния с переворотом спина. Это оправдано в смысле влияния этих процессов на уширение энергетических уровней, однако затухание квантовых спиновых волн может существенно зависеть от такого рассеяния и этот вопрос требует дополнительного исследования. Предположения о несущественности многоцентрового рассеяния и о точечном характере потенциала примесей в реальной ситуации не являются слишком грубыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. McWhorter A. L., May W. G. IBM-J. Res. Develop., 1964, 8, 285.
2. Константинов О. В., Перель В. И. ЖЭТФ, 1967, 53, 2034; Константинов О. В., Перель В. И., Гинзбург С. Л. ФТТ, 1967, 9, 2139.
3. Канер Э. А., Скобов В. Г. Phys. stat. sol., 1967, 22, 333.
4. Glick A. J., Callen E. Phys. Rev., 1968, 169, 530.
5. Анохин С. Б., Кондратьев А. С. Сб. Вопросы электроники твердого тела, вып. 2, Л., Изд. ЛГУ, 1968, стр. 24.
6. Зырянов П. С., Окулов В. И., Силян В. П. Письма ЖЭТФ, 1968, 8, 9; 1969, 9; ЖЭТФ, 1970, 58, 1295.
7. Luttinger J. M., Kohn W. Phys. Rev., 1968, 109, 1892.
8. Скобов В. Г. ЖЭТФ, 1961, 40, 1446.

УДК 548.526

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИМЕСЕЙ СУРЬМЫ И ОЛОВА В МЕДИ ПРИ МЕЖКРИСТАЛЛИТНОЙ ВНУТРЕННЕЙ АДсорбЦИИ

В. И. Архаров, Е. С. Мархасин и З. А. Самойленко

В ряде работ [1—6] неоднократно выявлялось, что при совместном присутствии двух гомофильных примесей в твердом растворе между ними может происходить «конкуренция» в отношении реализации внутренней адсорбции: одна из них, более гомофильная, адсорбируясь в межкуристаллитных сочленениях поликристаллического твердого раствора, предотвращает или существенно снижает адсорбцию другой. Таким образом, результат внутренней адсорбции двух гомофильных примесей не складывается аддитивно из эффектов, которые могут быть вызваны раздельно каждой из конкурирующих примесей. Эти явления исследовались различными методами, включая прецизионные измерения параметра решетки твердого раствора при изменениях величины зерна, магнитные методы, механические испытания и др. Был также разработан метод электронномикроскопической фрактографии (в сочетании с микродифракцией), с помощью которого была исследована межкуристаллитная адсорбция сурьмы и олова (раздельно) в меди [7].

В настоящей работе ставилась задача электроннофрактографическим, микродифракционным и рентгеноспектральными методами проследить и детализировать явления межкуристаллитной внутренней адсорбции примесей сурьмы и олова при совместном их присутствии в твердом растворе на основе меди.

Приготовление сплавов и рентгеноспектральные исследования производились по методике [7]. Из двух половин образца, получаемых при изломе, одна использовалась для электроннофрактографического исследования поверхности свежего излома, вторая — для проверки локальности распада твердого раствора, пересыщенного только в пределах межкуристаллитного сочленения. Эта проверка производилась путем стравливания поверхностного слоя излома сразу же после разрушения образца. Методика получения реплик с поверхностей свежих изломов образцов, обеспечивающая сохранение мелкодисперсных частиц выпавшей фазы, которые остаются вкрапленными в реплику, описана в [8].

Получение угольных отпечатков с поверхностей изломов, подвергнутых стравливанию поверхностного слоя, при исследовании тройного сплава с повышенным содержанием олова потребовала некоторого усовершенствования, так как картина распада пересыщенного твердого раствора в межкуристаллитных зонах для этого сплава оказалась усложненной. В этих случаях на второй половине каждого образца поверхность свежего излома сразу же стравливалась в течение 10 сек в 30%-ном растворе HNO_3 в воде. На нее затем напылялась угольная реплика, отделяемая химическим травлением в 4%-ном растворе HNO_3 в метаноле (время травления не более 30 сек). После отделения первичной реплики со стравленного излома производилось повторное травление его и приготование угольного отпечатка с повторно стравленного излома по аналогии с предыдущей операцией.

По результатам ранее проведенных исследований можно было полагать, что гомофильность олова в медном растворителе несколько выше, чем сурьмы. Поэтому в намеченной для исследования тройной системе были выбраны составы сплавов на основе $\text{Cu}+1$ вес. % Sb , к которой добавлялось олово от 0,3 до 0,9 вес. % через 0,3%. Ре-