

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ТЕМПЕРАТУРУ КЮРИ РАЗБАВЛЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ

И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер

Показано, что введением небольшой концентрации немагнитных примесей в разбавленные ферромагнитные сплавы типа PdFe можно в широких пределах менять температуру Кюри. Измерение T_k может дать информацию о состоянии магнитных примесей в сплаве.

Ферромагнетизм разбавленных сплавов типа PdFe обусловлен косвенным обменным взаимодействием локализованных моментов примесей через сильно скоррелированные дырки в узкой d -зоне, спадающим с расстоянием r между примесями по закону $V(r) \sim \exp(-r/R_0)$ [1].

В работе [2] мы показали, что в случае, когда среднее расстояние между примесями $r_c \gg R_0$, температура Кюри сплава порядка энергии взаимодействия примесей, находящихся на среднем расстоянии друг от друга, и зависит от концентрации магнитных примесей по закону

$$T_k \sim \exp\left(-\frac{\gamma}{R_0 n^{1/3}}\right),$$

где γ — коэффициент порядка единицы. Такая зависимость хорошо согласуется с экспериментом [2, 3].

Мы покажем в настоящей работе, что введением небольшой концентрации немагнитных примесей в разбавленные ферромагнитные сплавы типа PdFe можно в зависимости от свойств этих примесей как уменьшить, так и увеличить T_k в широких пределах и, в частности, дадим объяснение результатам работ [3, 4]. Кроме того, будет показано, что измерение T_k может дать сведения о состоянии немагнитных примесей в сплаве.

В модели Хаббарда гамильтониан электронов в сплаве $A_{1-c}B_c$ почти магнитного металла A с немагнитными примесями B , концентрация которых $c \ll 1$, имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2, \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{k, \sigma} \epsilon_{k, \sigma} a_{k, \sigma}^+ a_{k, \sigma} + I \sum_{\ell} n_{e\ell}^+ n_{e\ell}, \quad (2)$$

$$\mathcal{H}_1 = U \sum_{\ell_B} \sum_{k, q, \sigma} a_{k+q, \sigma}^+ a_{k, \sigma} e^{iqr_c} \quad \mathcal{H}_2 = \Delta \sum_{\ell_B} n_{e\ell}^+ n_{e\ell}, \quad (3)$$

где $\Delta = I_B - I$, I_B — энергия корреляции в узле, занятом примесью.

Гамильтониан \mathcal{H}_1 описывает потенциальное рассеяние на примесях, суммирование по ℓ_B идет по узлам, занятым примесями, остальные обозначения стандартные.

Рассмотрим сначала такую ситуацию, когда возмущением \mathcal{H}_2 можно пренебречь. В этом случае энергия взаимодействия магнитных при-

месей, помещенных в немагнитный сплав $A_{1-c}B_c$ пропорциональна восприимчивости сплава, усредненной по расположению немагнитных примесей, а радиус взаимодействия определяется статической однородной восприимчивостью, которая при $c \ll 1$ имеет вид

$$\chi^{-1} \sim 1 - I \rho_0(\epsilon_F) [1 + (F_1 - F_2)c]. \quad (4)$$

Здесь $\rho_0(\epsilon_F)$ — плотность состояний чистого металла A . Величина F_1 связана с изменением паулиевской восприимчивости. Она обусловлена, во-первых, различием в валентности атомов A и B и, во-вторых, затуханием d -электронов вследствие потенциального рассеяния на примесях. Она может быть как положительной, так и отрицательной. Величина F_2 связана с перенормировкой энергии корреляции электронов и всегда положительна. F_1 и F_2 сильно зависят от вида спектра электронов. Используя связь радиуса взаимодействия R и статической восприимчивости [1], получим

$$R = R_0(1 + Dc)^{-1/2}, \quad (5)$$

где

$$|D| = |F_2 - F_1| [1 - I \rho_0(\epsilon_F)]^{-1} \gg 1. \quad (6)$$

Таким образом, температура Кюри тройного сплава

$$T_k = T_k^0 \exp \left[- \frac{\gamma}{n^{1/3} R_0} (\sqrt{1 + Dc} - 1) \right]. \quad (7)$$

Так как $n^{1/3} R_0 \ll 1$ и $|D| \gg 1$, то T_k может сильно отличаться от T_k^0 даже при очень малых концентрациях немагнитных примесей.

Если $Dc \ll 1$, то немагнитные примеси мало меняют восприимчивость насыщения, намагниченность и R_0 . В то же время температура Кюри, которая в этом случае равна

$$T_k = T_k^0 \exp \left(- \frac{\gamma}{n^{1/3} R_0} \frac{Dc}{2} \right) \quad (8)$$

может измениться сильно, возрастая или уменьшаясь в зависимости от знака D . Из (8) следует, что при малых c $\ln \frac{T_k}{T_k^0} \sim n^{-1/3} c$.

Учтем теперь изменение корреляции Δ , опустив для простоты потенциальное рассеяние.

При легировании сплава немагнитными примесями энергия взаимодействия спинов, находящихся в точках r и r' зависит от конфигурации немагнитных примесей. Если концентрация немагнитных примесей B мала, то [5]

$$V(r, r') \sim \chi(r, r') = \chi_1(r - r') + \sum_{r_B} \frac{\Delta}{1 - I \chi_1^2} \chi_1(r - r_B) \chi_1(r_B - r'). \quad (9)$$

Здесь $\chi_1(r - r')$ отличается от восприимчивости $\chi_0(r - r')$ чистого металла A благодаря разности валентностей A и B $\chi_1^{\text{loc}} = \Omega_0 \int \chi_1(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}$.

Так как $\chi_1(r) \sim e^{-r/R}$, то в восприимчивость $\chi(r - r')$, усредненную по расположению примесей B , дают вклад такие конфигурации, для которых $|r - r_B| + |r_B - r'| \approx |r - r'| + R$. Так как $R \ll (c^{-1}\Omega_0)^{1/3}$, то число таких конфигураций мало, поэтому не они определяют температуру Кюри. Для большинства пар, которые определяют температуру Кюри, $|r - r_B| + |r_B - r'| \approx |r - r'| + b\Omega_0^{1/3}c^{-1/3}$, где b — число порядка единицы, Ω_0 — объем элементарной ячейки, т. е.

$$T_k - T_k^{(1)} \approx T_k^{(1)} \frac{\Delta}{1 - \chi_1^{\text{loc}}} \chi_1(0) e^{-\frac{b\Omega_0^{1/3}}{c^{1/3}R}}$$

$T_k^{(1)}$ есть температура перехода в тройном сплаве при условии, что $\Delta = 0$.

Если величина $1 - \chi_1^{\text{loc}}$ не слишком близка к нулю, то при малых c $\frac{T_k - T_k^{(1)}}{T_k^{(1)}} \ll 1$, т. е. отличие корреляции электронов на атомах A от корреляции на B почти не влияет на T_k .

Мы видим, что изменение T_k при легировании разбавленного ферромагнитного сплава немагнитными примесями велико и непосредственно связано со средней восприимчивостью, если немагнитные примеси меняют восприимчивость нелокальным образом. Если же восприимчивость меняется локально, то T_k этого почти не чувствует, хотя средняя восприимчивость может сильно измениться. Поэтому измерение T_k может дать информацию о состоянии немагнитных примесей в таких сплавах. Для ряда сплавов этот вопрос до сих пор не выяснен.

Согласно [3] при введении 6% олова в сплав $\text{Pd} + 2\%\text{Co}$ T_k падает от 94 до 20°K. Это, по-видимому, в первую очередь обусловлено уменьшением плотности состояний, которое связано с увеличением числа электронов в d -зоне (аналогично сплаву PdAg). Определив R_0/γ в сплаве PdCo по зависимости T_k^0 от n ($R_0/\gamma = 3,3 \text{ \AA}$), можно описать наблюдавшуюся в [3] зависимость T_k от концентрации олова с помощью формулы (7), если принять $D \approx 25$, т. е. $F_2 - F_1 \approx 2,5$, что представляется вполне разумным.

Мы благодарны Н.Е.Алексеевскому и Ю.А.Самарскому, сообщившим нам результаты работы [3] до ее опубликования.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 апреля 1973 г.

Литература

- [1] Т.Мориya. Progr. Theor. Phys., 34, 329, 1965.
[2] И.Я.Коренблит, Е.Ф.Шендер. ЖЭТФ, 62, 1949, 1972.

- [3] Н.Е.Алексеевский, Ю.А.Самарский. ЖЭТФ, 64, 1342, 1973.
- [4] Н.Е.Алексеевский, Ю.А.Самарский, А.П.Кирьянов, В.И.Чебро.
- [5] Письма в ЖЭТФ, 8, 650, 1968.
- [5] P.Lederer, D.L.Mills. Phys. Rev., 165, 837, 1968.
-