

Ф-циями T , H и др. с масштабом энергии kT_K . Напр., магн. восприимчивость

$$\chi(T) \approx \frac{(g\mu_B)^2}{2\pi T_K} \quad (4)$$

Теплоёмкость

$$C \approx \frac{\pi}{3} \frac{kT}{T_K} \quad (5)$$

Электросопротивление R определяется соотношением

$$\frac{R-R_0}{R_0} \approx \frac{\pi^2 (kT)^2}{T_K} \quad (6)$$

Здесь $R_0 = 3/\pi(v_F)^2$, v_F — скорость электрона на поверхности Ферми. Подобное поведение известно в теории ферми-жидкости. Более того, между значениями χ и C при $T \rightarrow 0$ имеют место соотношения с коэф., характерными для теории ферми-жидкости.

Полное решение проблемы Кондо и др. моделей, описывающих динамику образования локализованного магн. момента в металле (учитывающих электронную структуру атома примеси, эффекты *внутрикристаллического поля* и пр.), было получено в 1980 методами теории квантовых интегрируемых систем [4—5]. Мн. традиц. модели, описывающие электронные свойства сплавов немагн. металлов с магн. атомами, оказались «интегрируемыми» и были решены точно. В рамках этого решения были вычислены термодинамич. ф-ции сплавов при произвольных T и H и полностью описано образование максимумов плотности состояний на поверхности Ферми. Тем самым удалось проследить за плавным переходом примеси из магн. состояния в немагнитное при понижении T . Явление роста интенсивности взаимодействия при понижении энергии имеет место во многих важных проблемах физики конденсированных сред и физики частиц высоких энергий и является одной из важных проблем *квантовой теории поля*.

Лит.: 1) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 2) Suhl H., Dispersion theory of the Kondo effect, «Phys. Rev. A», 1965, v. 138, p. 515; 3) Gruner G., Zawadowski A., Magnetic impurities in non-magnetic metals, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 1497; 4) Tsvelick A. M., Wiegmann P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; 5) Andrei N., Furuya K., Lowenstein J. H., Solution of the Kondo problem, «Revs Mod. Phys.», 1983, v. 55, p. 331.

П. Б. Вигман.

КОНДО-РЕШЕТКИ — регулярные решётки, образуемые ионами, металлич. соединениями или сплавами немагн. металлов с парамагн. ионами, в к-рых антиферромагн. обменное взаимодействие электронов проводимости с магн. ионами вызывает ряд характерных аномалий кинетич., термич. и магн. свойств (см. *Кондо эффект, Антиферромагнетизм*). Все эти аномалии можно описать с помощью теории, в рамках к-рой считается, что «пере-

С у л а). Ширина резонанса определяется тем-рой Кондо T_K , а его амплитуда g_K обратно пропорц. T_K (рис. 2).

Для одного парамагн. иона (кондо-примеси) амплитуда g резонанса пренебрежимо мала по сравнению с плотностью состояний $g_0(\mathcal{E})$ в нормальных металлах. Однако в системах, содержащих магн. ионы в каждой элементарной ячейке, она может возрасти в N_A раз (на 1 моль, N_A — *Авогадро постоянная*). Для реализации соотношения $g_R(\mathcal{E}_F) \gg g_0(\mathcal{E}_F)$ необходимо подавить прямое и косвенное обменные взаимодействия локализованных спинов (j) электронов друг с другом, т. к. оно приводит к магн. фазовому переходу и замораживанию спинов в состояниях с той или иной фиксированной проекцией, что делает невозможным локаль-

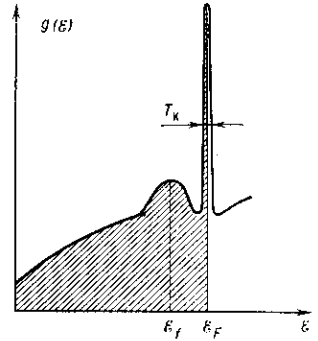


Рис. 2. Плотность электронных состояний $g(\mathcal{E})$ в немагнитных кондо-решётках; \mathcal{E}_F — энергия Ферми; \mathcal{E}_f — энергия f -электронов, T_K — температура Кондо.

ные кондовские флуктуации спина (рис. 1). Прямое обменное взаимодействие спинов можно сделать достаточно слабым, если в качестве магн. атомов взять атомы с недостроенной $4f$ -оболочкой (*лантаноиды*) или $5f$ -оболочкой (*актиноиды*), у к-рых радиус f -оболочки $\sim 0,3-0,5 \text{ \AA}$, что всегда меньше расстояния между соседними f -ионами ($3-5 \text{ \AA}$).

По сравнению с T_K тем-ра, соответствующая энергии *косвенного обменного взаимодействия* спинов через электроны проводимости $T_{РККИ}$ (взаимодействие Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды), является более медленной ф-цией параметра обменного взаимодействия $|I|$:

$$T_K \sim W \exp[-1/g|I|v], \quad (1)$$

$$T_{РККИ} \sim I^2/W. \quad (2)$$

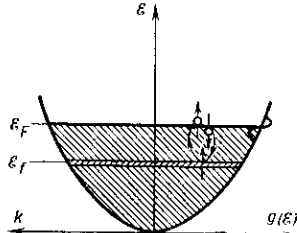
Здесь W — ширина зоны проводимости, $v=2j+1$ — кратность вырождения f -уровня. В случае достаточно больших $|I|$ экспоненциальная зависимость «обгоняет» степенную и выполняется условие $T_K \gg T_{РККИ}$, при к-ром локальные кондовские флуктуации спина становятся столь эффективными, что фазовый переход в состояние с замороженными спинами не реализуется вплоть до самых низких тем-р. В такой ситуации возможно создание К.-р., в к-рых число магн. центров N_i в 1 моле достаточно велико ($N_i \rightarrow N_A$), чтобы обеспечить условие $g_R \gg g_0$, и в то же время взаимодействие магн. ионов подавлено.

Параметр $|I|$, определяющий соотношение между T_K и $T_{РККИ}$, зависит от степени V гибридизации s , d - и f -состояний (см. *Гибридизация атомных орбиталей*) и от положения \mathcal{E}_f относительно \mathcal{E}_F :

$$|I| \sim V^2/|\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_f|. \quad (3)$$

Все известные К.-р. содержат в качестве магн. центров f -ионы Ce, Sm, Eu, Tm, Yb, U, Np, у к-рых энергия f -электронов аномально близка к \mathcal{E}_F . Малость знаменателя и достаточно большое значение числителя в (3) и обеспечивают достаточно большое $|I|$ для выполнения условия $T_K \gg T_{РККИ}$. Т. о., увеличение $|I|$ приводит к существенному изменению свойств системы локализованных спинов, находящихся в «море» электронов проводимости в металлах. В обычных магн. металлах параметр $|I|$ мал, $T_{РККИ} \gg T_K$ и замораживание спинов при $T \leq T_{РККИ}$ делает невозможными кондовские флуктуации спина, поэтому резонанс $g(\mathcal{E})$ в окрестности \mathcal{E}_F не образуется.

Рис. 1. Переворот спина магнитной примеси (f -иона) с участием фермиевских электронов. Внутренней оболочке парамагнитного иона соответствует узкий энергетический уровень, попадающий в зону проводимости немагнитного металла; \mathcal{E}_f — энергия f -электронов, \mathcal{E}_F — энергия Ферми (k — квазимпульс); $g(\mathcal{E})$ — плотность состояний.



брос» магн. иона (в частности, иона с недостроенной f -оболочкой) между состояниями с разл. проекцией локализованного спина (локальные кондовские флуктуации) приводит к увеличению эфф. массы фермиевских электронов m^* . При низких тем-рах ($T < T_K$, T_K — тем-ра Кондо) фермиевские электроны регулярно «заскакивают» на f -оболочку (рис. 1), что проявляется в увеличении их эфф. массы (f -электроны имеют большую эфф. массу). Это, в свою очередь, приводит к образованию в окрестности уровня Ферми \mathcal{E}_F пика плотности состояний $g(\mathcal{E})$ (резонанс Абрикосова —