

О РЕЛАКСАЦИИ ЯДЕР ПАРАМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ В МЕТАЛЛАХ

Г.Е.Гурieniшвили, А.А.Нерсисян, Г.А.Харадзе

Как показали недавние исследования свойств простых металлов, содержащих малые добавки переходных элементов, при понижении температуры ниже некоторой характеристической величины T_K , наблюдается образование связанных состояний примесных электронных спинов с электронами проводимости [1]. Это является своеобразным проявлением динамического характера обменного взаимодействия локализованных d -спинов с s -электронами [2], которое можно записать в виде формулы

$$\mathcal{H}_{sd} = I v_0 (\psi^+ s \psi) S.$$

При возникновении связанных состояний меняется спектр флуктуаций примесного электронного спина, что должно отразиться на характере релаксации ядерного спина примесного атома.

Для расчета скорости релаксации спинов ядер парамагнитных примесей можно ограничиться рассмотрением эффективного взаимодействия

$$\mathcal{H}_{Id} = A I S = A I \langle S \rangle + A I \delta S,$$

где I – спин примесного ядра, а S – спин электронной оболочки примеси. Это взаимодействие обеспечивает тепловой контакт ядерных спинов примесных атомов с "решеткой" через s - d -обмен.

Вероятность переворота ядерного спина примеси (переход $m \rightarrow m'$) дается формулой

$$W_N(m \rightarrow m') = A^2 (m | I^I | m') (m' | I^I | m) S^{II}(\omega_{mm'}),$$

причем

$$S^{II}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle S^I S^I(t) \rangle e^{i\omega t} dt.$$

В обычной ситуации (когда отсутствуют связанные состояния) ширина спектрального распределения $S^{-+}(\omega)$ определяется величиной $1/r \approx (I \rho_1)^2 T$ где ρ_1 – плотность состояний электронов проводимо-

сти на уровне Ферми (τ — время спин-решеточной релаксации электронного спина парамагнитного атома в металле). В этом случае

$$S^{-+}(\omega) \approx 2\pi \langle S^{-+} \rangle \frac{1}{\pi} \frac{1/\tau}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/\tau)^2},$$

где ω_0 — Ларморова частота.

Поскольку частота ядерного перехода $\omega_{mm'} \ll \omega_0$, мы имеем, что

$$W_N \approx A^2 \frac{\tau}{1 + (\omega_0 \tau)^2}, \quad (1)$$

причем, если $\omega_0 \sim T$, то $\omega_0 \tau \gg 1$ и тогда

$$W_N \approx A^2 (\omega_0)^{-2} T / \omega_0^2. \quad (2)$$

Посмотрим теперь как изменится эта оценка в случае, когда образуется упомянутое выше связанное состояние ($T < T_k$). Воспользовавшись методикой Абрикосова [3] и применяя ее формально к задаче с $S = 1/2$, без труда можно показать, что

$$S^{-+}(\omega) = 2\pi Q^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\frac{1}{2}}(\omega' + \omega) g_{-\frac{1}{2}}(\omega') f(\omega') [1 - f(\omega' + \omega)] d\omega', \quad (3)$$

где $f(\omega) = (\exp(\omega/T) + 1)^{-1}$, а спектральная плотность фермионных псевдочастиц

$$g_{\pm \frac{1}{2}}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta}{(\omega \pm \omega_0/2)^2 + \Delta^2}, \quad \omega_0 \ll \Delta.$$

Здесь Δ обозначает энергию связи электрон-примесной пары, а фигурирующий в формуле (3) множитель Q^{-1} "компенсирует" наличие нефизических примесных состояний. Легко проверить, что в рассматриваемом ниже случае $Q = 1/2$.

Поскольку $\omega_{mm'} \ll (\omega_0, T, \Delta)$, мы находим, что при $(\omega_0, T) \ll \Delta$ вероятность переориентации ядерного спина примесного атома

$$W_N \approx A^2 T / \Delta^2. \quad (4)$$

Это существенно отличается от выражения (2), ибо теперь W_N практически не зависит от величины внешнего магнитного поля. Нетрудно понять причину происшедшего изменения в характере зависимости скорости ядерной релаксации от ω_0 . При образовании связанных состояний ширину спектра флуктуаций примесного электронного спина определяет

энергия связи $\Delta \gg 1/\tau$ и при $\omega_0 \approx T \ll T_K$ прежнее условие сильного поля ($\omega_0 \tau \gg 1$) превращается в условие слабого поля ($\omega_0/\Delta \ll 1$). В связи с этим зависимость скорости ядерной релаксации от ω_0 оказывается подавленной.

При постепенном повышении температуры ($T \rightarrow T_K$) скорость релаксации спинов примесных ядер возрастает и в области $\Delta(T) \approx \omega_0$ она может значительно превзойти величину, полученную по формуле (2). При переходе через T_K и дальнейшем росте температуры скорость релаксации примесных ядер должна постепенно приблизиться к своему "нормальному" значению, определяемому формулой (1). Область $T \gtrsim T_K$ заслуживает специального рассмотрения (это выходит за рамки использованной выше расчетной схемы).

Авторы выражают искреннюю признательность А.А.Абрикосову и Г.Р.Хуцишвили за полезную дискуссию.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступило в редакцию
17 октября 1968 г.

Литература

- [1] M. Daybell, W. Steyert. *Revs. Mod. Phys.*, 40, 380, 1968.
- [2] I. Kondo. *Progr. Theor. Phys.*, 32, 37, 1964.
- [3] А.А.Абрикосов. *ЖЭТФ*, 53, 2109, 1967.