

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТО-АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС И СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ ТИПА ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ

Е.А.Туров, А.И.Тимофеев

В настоящей заметке мы сообщаем результаты расчета коэффициента резонансного (при частоте ЯМР) поглощения ультразвука (α) и скорости спин-решеточной релаксации ядерных спинов ($1/T_1$) в антиферромагнетиках типа "легкая плоскость" (АФ – ЛП). В качестве механизма взаимодействия ядерных спинов с решеткой рассматривается их косвенная связь через спиновые волны [1].

Пусть оси координат выбраны так, что X параллельна внешнему магнитному полю H , лежащему в "легкой плоскости" (ЛП), а Y направлена вдоль оси антиферромагнетизма L . Тогда колебания решетки благодаря указанному механизму, создают на ядрах эффективное магнитное поле с компонентами:

$$\delta H_x \approx H_n \sum_k \frac{\omega_E \omega_{MC}^{(1)}}{\omega_{1k}^2} u_{xy}(k) e^{-ikR}, \quad (1)$$

$$\delta H_z \approx H_n \sum_k \frac{\omega_E [\omega_{MC}^{(2)} u_{yz}^{(k)} + \omega_a \epsilon_{yz}^{(k)}]}{\omega_{2k}^2} e^{-ikR}. \quad (2)$$

Здесь H_n — сверхтонкое поле на ядре; антиферромагнетик характеризуется следующими параметрами (размерности частоты): ω_E — параметр обменного взаимодействия, ω_{1k} и ω_{2k} — частоты спиновых волн с волновым вектором k соответственно для низкочастотной и высокочастотной ветви, $\omega_{MC}^{(1)}$ и $\omega_{MC}^{(2)}$ — два параметра магнитострикции и, наконец, ω_a — параметр магнитной анизотропии, удерживающей ось антиферромагнетизма в ЛП. Деформации решетки описываются компонентами Фурье симметричного тензора деформаций $\nu_{\alpha\beta}$ и антисимметричного тензора вращений $\epsilon_{\alpha\beta}$.

Из вида (1) и (2) следует, что $\delta H_x \gg \delta H_z$ поскольку $\omega_{1k} \ll \omega_{2k}$ (для интересующих нас волновых векторов k , удовлетворяющих условию $v_s k_0 = \omega_n$, где v_s — скорость звука, а ω_n — частота ЯМР).

Рассматривая в качестве причины δH_x или тепловые колебания решетки [2] или ультразвук [1,3], можно рассчитать соответственно скорость тепловой (спин-решеточной) релаксации $1/T_1$ и коэффициент резонансного поглощения ультразвука α , обусловленные данным механизмом:

$$\frac{1}{T_1} = \left(\frac{\omega_E}{\omega_{10}^2}\right)^2 \frac{(\omega_{MC}^{(1)})^2 \omega_n^2 (\gamma_n H_n)^2 T}{6\pi\rho v_s^5}, \quad (3)$$

$$\alpha_\lambda = \left(\frac{\omega_E}{\omega_{10}^2}\right)^2 \frac{N_n l(l+1) (\hbar \omega_{MC}^{(1)})^2 \omega_n^2 (\gamma_n H_n)^2 \Gamma_\lambda(\Theta_k, \Phi_k)}{24\rho v_s^3 \Delta \omega_n T}, \quad (4)$$

где N_n — число резонансных ядер в 1 см^3 , ρ — плотность вещества, $\Delta \omega_n$ — ширина линии ЯМР и T — абсолютная температура в эргах; $\omega_{10} \equiv \omega_1(k_0)$ и приближенно равна нижней частоте антиферромагнитного резонанса ω_1 ; наконец, $\Gamma_\lambda(\Theta_k, \Phi_k)$ — множитель, определяющий зависимость α от направления волнового вектора k и поляризации e_λ ультразвука. Не выписывая вид Γ_λ , отметим лишь, что оптимальные условия ($\Gamma_\lambda = 1$) имеют место при k и e_λ , лежащих в ЛП; при этом для поперечных волн k должен быть направлен вдоль N или L , а для продольных волн — под углом 45° к этим векторам.

Существенное отличие (3) и (4) от соответствующих формул [1,2] для антиферромагнетика типа "легкая ось" (АФ-ЛО) состоит в появлении множителя $(\omega_E/\omega_{10}^2)^2$ вместо $(1/\omega_a)^2$. Это есть следствие существования в АФ-ЛП спиновых волн с малой энергетической щелью $\hbar\omega_1$. Сказанное означает, что рассматриваемый нами механизм спин-решеточной связи дает для $1/T_1$ и α величины, которые примерно в 10^4 раз больше в АФ-ЛП, чем в АФ-ЛО. Численная оценка для гематита ($\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$) дает величину $1/T_1$, согласующуюся с экспериментом [4]. (Для других АФ-ЛП неизвестен параметр $\omega_{MC}^{(1)}$, к тому же и нет данных о $1/T_1$.)

Преимущественный способ наблюдения акустического ЯМР состоит в акустическом подавлении (ультразвуком на частоте ЯМР) обычного ЯМР.

Поэтому мы приведем также оценку для звукового потока, необходимого для акустического насыщения ядерной спин-системы:

$$\Pi \approx \frac{\rho \omega_{10}^4 v_s^3 \Delta \omega_n}{(\omega_{MC}^{(1)})^2 \omega_E^2 (\gamma_n H_n)^2 T_1} \quad (5)$$

(Здесь T_1 надо брать из опыта.) Для гематита $\Pi \approx 10^{-7}$ *вт/см²*.

Для АФ – ЛП, для которых положение частоты антиферромагнитного резонанса ω_1 при низких температурах существенно зависит от температуры ядерной спин-системы, можно предложить еще один способ наблюдения акустического ЯМР. Последний может быть обнаружен по сдвигу частоты ω_1 при подаче на образец ультразвука частоты ω_n . Необходимая мощность звукового потока должна оцениваться снова по (5). При этом следует заметить, что поле δH_x , будучи обусловленным связью ядерных спинов с решеткой через *низкочастотную* ветвь спиновых волн (ω_{1k}), тем не менее, возбуждает ту ветвь колебаний ядерных спинов, которая взаимодействует с *высокочастотной* ветвью спиновых волн (ω_{2k}). Частота ω_n этой ветви ЯМР остается несмещенной (см., например, [5]).

Поле δH_z (2) дает аналогичные формулы для $1/T_1$ и α с заменой в них ω_{10} на ω_{20} , а $\omega_{MC}^{(1)}$ на комбинацию $\omega_{MC}^{(2)}$ и ω_a , (зависящую от направления k и e_λ). Эта компонента δH возбуждает ветвь колебаний ядерных спинов, взаимодействующую с ω_{1k} . Для таких слабоанизотропных антиферромагнетиков, как $RbMnF_3$ и $KMnF_3$, для которых $\omega_{20} \approx \omega_{10}$, эффекты, обусловленные δH_z и δH_x , будут сравнимы по величине.

Институт физики металлов
Академии наук СССР
Уральский государственный
университет им.А.М.Горького

Поступило в редакцию
1 декабря 1966 г.

Литература

- [1] S.D.Silverstein. Phys. Rev., 132, 997, 1963.
- [2] P.Pincus, J.Winter. Phys. Rev. Lett., 7, 269, 1961.
- [3] Л.Л.Буишвили, Н.П.Гиоргадзе. ФТТ, 7, 769, 1965.
- [4] M.Matsuura, H.Yasuoka, A.Hirai, T.Hashi, J.Phys. Soc. Japan, 17, 1147, 1962.
- [5] Е.А.Туров, В.Г.Кулеев. ЖЭТФ, 49, 248, 1965.