О КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ УЛЬТРАЗВУКА В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.А.Ахиезер

Мы показываем, что при распространении звуковых колебаний в магнитоупорядоченных кристаллах может происходить комбинационное рассеяние этих колебаний на спиновых волнах. При этом в спектре рассеянного звука возникают резкие максимумы с частотами, отличающимися от частоты падающего звука на частоту спиновой волны (магнонные сателлиты).

Будем исходить из системы нелинейных уравнений, описывающих связанные магнитоупругие волны в ферромагнетиках [1]

$$\frac{d^2 u}{dt^2} - (s_l^2 - s_t^2)\,\mathrm{grad\,div}\, u - s_t^2 \Delta u = \mu_i \frac{\partial}{\partial r} H_i,$$

$$\frac{d\mu}{dt} = 0, \quad \mathrm{div}\,(H + 4\pi\rho\mu) = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\left(\rho \frac{du}{dt}\right) = 0, \tag{1}$$

где μ – магнитный момент единицы массы, u – вектор смещения, ρ – плотность кристалла, H – магнитное поле, s_l и s_t – скорости продольного и поперечного звука и $(d/dt) = (\partial/\partial t) + [(du/dt)(\partial/\partial r)]$ (мы ограничиваемся случаем малого изменения частоты при рассеянии, $\Delta\omega \ll \omega$, где ω – частота падающей звуковой волны, и рассматриваем для простоты кристалл с малыми значениями постоянной анизотропии β и постоянной магнитострикции f: $\beta \ll 4\pi$, $f \ll 4\pi$). Решая уравнения (1), получим соотношение, определяющее вектор смещения u', связанный с рассеянной волной

$$(\omega'^2 - s_t^2 k'^2) u' - (s_l^2 - s_t^2) k'(k'u') = 4\pi \{ k'k'^{-2}(qu_0)(k'M_0)(k'\delta\mu) +$$

$$+ k k^{-2}(ku_0)(kM_0)(k\delta\mu) \}, \qquad (2)$$

где M_0 – равновесное значение плотности магнитного момента, k' – и ω' – волновой вектор и частота рассеянной волны, u_0 – амплитуда падающей волны, k – ее волновой вектор и $\delta\mu$ – флуктуация магнитного момента с частотой $\Delta\omega = \omega' - \omega$ и волновым вектором $q = k' - k$.

Согласно (2), в кристаллах с малым значением постоянной магнитострикции возможны три различных процесса комбинационного рассеяния звука: продольная волна, рассеиваясь на спиновых волнах, превращается в продольную ($l \to l$), продольная волна превращается в поперечную ($l \to t$) и поперечная волна превращается в продольную ($t \to l$). (Чтобы исследовать четвертый возможный процесс – превращение поперечной волны в поперечную – следует учесть в уравнениях упругости силу, обусловленную магнитострикцией; поэтому сечение этого процесса пропорционально $f/4\pi$.)

Интенсивность процессов рассеяния будем характеризовать дифференциальным коэффициентом рассеяния $d\Sigma$, представляющим собой увеличение плотности энергии рассеянной волны на единице пути, деленное на плотность энергии падающей волны. Используя (2) и производя усреднение по флуктуациям магнитного момента, получим

$$d\Sigma^{(a\to a')} = M_0^2 k'^4 s_l^{-4} \nu_{ij}^{(a\to a')} \langle \delta\mu_i \delta\mu_j \rangle_{q,\Delta\omega} \frac{d\omega' do'}{4\pi}, \qquad (3)$$

где индексы a, a' служат для обозначения поляризации звука,

$$\nu_{ij}^{(l\to l)} = 2\kappa_i\kappa_j, \quad \nu_{ij}^{(l\to t)} = 2\sin^2\nu\cdot\cos^2\theta\cdot k^{-2}k_i k_j,$$

$$\nu_{ij}^{(t\to l)} = \sin^2\nu\cdot\cos^2\theta'\cdot k'^{-2}k_i' k_j',$$

$$\kappa = \cos\nu\cdot\cos\theta k^{-1}k - (1 - \cos\nu)\cos\theta' k'^{-1}k',$$

ν – угол рассеяния (угол между векторами k и k') и θ (θ') – угол между векторами k (k') и M_0 (скобки $\langle \ldots \rangle$ означают усреднение по флуктуациям).

Подставим теперь в (3) известное выражение для коррелятора флуктуаций магнитного момента единицы массы в ферромагнетике [2].

$$\langle \delta\mu_i \delta\mu_j \rangle_{q,\Delta\omega} = 2\pi\hbar \left| \exp\frac{\hbar\Delta\omega}{T} - 1 \right|^{-1} (gM_0)^2 \rho_0^{-2} \lambda_{ij} \delta(\Delta\omega^2 - \omega_q^2), \qquad (4)$$

где $\omega_q = gM_0(\lambda_{11}\lambda_{22})^{1/2}$ – частота спиновой волны с волновым вектором q,

$$\lambda_{11} = \beta + \frac{H_0}{M_0} + aq^2, \quad \lambda_{22} = \beta + \frac{H_0}{M_0} + aq^2 + 4\pi \sin^2\chi, \quad \lambda_{12} = \lambda_{21}^* = \frac{i\Delta\omega}{gM_0}$$

(остальные компоненты тензора λ равны нулю), g – гиромагнитное отношение, a – постоянная обменного взаимодействия, H_0 – постоянное магнитное поле, χ – угол между векторами q и M_0, T – температура кристалла и ρ_0 равновесное значение его плотности (ось 3 выбрана вдоль оси легкого намагничения, а ось 2 – перпендикулярно к плоскости (q, M_0)). В результате получим

$$d\Sigma^{(a\to a')} = \left| \exp\frac{\hbar\Delta\omega}{T} - 1 \right|^{-1} \left(\frac{M_0}{\rho_0 s_l^2}\right)^2 \hbar g^2 k'^4 \psi^{(a\to a')} \times$$
$$\times \delta(\Delta\omega^2 - \omega_q^2)\, d\omega' do', \tag{5}$$

где функции ψ, равные по порядку величины единице, имеют вид

$$\psi^{(l\to l)} = \kappa_i \kappa_j \lambda_{ij}, \quad \psi^{(l\to t)} = \sin^2\nu \cos^2\theta k^{-2} k_i k_j \lambda_{ij},$$
$$\psi^{(t\to l)} = \frac{1}{2} \sin^2\nu \cos^2\theta' k'^{-2} k_i' k_j' \lambda_{ij}.$$

Заметим в заключение, что комбинационное рассеяние звука характеризуется значительно большей относительной интенсивностью, чем известное комбинационное рассеяние электромагнитных волн на спиновых: коэффициент рассеяния в случае электромагнитных волн по порядку величины в $(cM_0)^4 \rho_0^{-2} s^{-8} \sim 10^8$ раз меньше, чем коэффициент $d\Sigma$, определяемый формулой (5).

Физико- технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
29 декабря 1966 г.

Литература

[1] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. ЖЭТФ, 35, 228, 1958.
[2] И.А.Ахиезер, Ю.Л.Болотин. К теории флуктуаций и рассеяния медленных нейтронов в ферромагнетиках. ЖЭТФ, 52, вып.5.