Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 352–354

Краткие сообщения

К теории магнитоупругих колебаний в спиновом стекле

И. А. Ахиезер*, Д. П. Белозоров, З. А. Спольник

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Статья поступила в редакцию 15 ноября 1996 г.

Найдены спектры магнитоупругих колебаний в спиновом стекле как в отсутствие, так и при наличии внешнего магнитного поля. Рассмотрены различные случаи магнитоакустического резонанса.

Знайдено спектри магнітопружних коливань у спіновому склі як у відсутності, так і у присутності зовнішнього магнітного поля. Розглянуто різні випадки магнітоакустичного резонансу.

PACS: 75.10.Nr, 75.50.Lk, 72.55.+s

Магнитоупругие колебания и магнитоакустический резонанс (см. [1]) подробно исследованы для веществ с дальним пространственным магнитным порядком (ферро-, антиферро- и ферримагнетиков). В настоящей работе рассматриваются магнитоакустические явления в магнитоупорядоченных веществах без дальнего пространственного магнитного порядка — спиновых стеклах**.

При описании возбуждений спинового стекла мы будем исходить из известной гидродинамической модели, характеризующей спиновое стекло как бездиссипативную сплошную среду, состояние которой определяется заданием в каждой точке трех углов спиновых вращений (см. [3,4]). Такое описание спинового стекла справедливо, по-видимому, лишь для достаточно низких температур и малых характерных времен (высоких частот), что связано в первую очередь со структурой фазового пространства спинового стекла, а именно, с наличием большого числа долин, разделенных высокими барьерами и соответствующих различным метастабильным состояниям спиновой системы. При низких температурах система будет достаточно долго находиться в окрестности данного метастабильного состояния, испытывая лишь малые отклонения, что и является основой для гидродинамического описания спинового стекла как бездиссипативной системы. Необходимо заметить, однако, что при понижении температуры происходит дальнейшее дробление, факторизация фазового пространства спиновой системы на все более мелкие долины (см. [5]), причем процесс дробления продолжается вплоть до абсолютного нуля температур. В этом случае характер динамики системы при низких температурах зависит от того, существуют ли степени свободы, которые вносят главный вклад в термодинамику.

Рассматривая спиновое стекло как сплошную среду, будем исходить из лагранжиана

$$L = L_m + L_a + L' \,, \qquad (1)$$

где L_m — лагранжиан магнитной подсистемы [6–8]:

$$L_m = \frac{2\chi}{\gamma^2} \times$$

$$\times \int \left\{ \dot{\vec{\varphi}}^2 - s_m^2 \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial x_j} \right)^2 + \gamma \vec{\varphi} (\mathbf{H} + [\mathbf{H}, \vec{\varphi}]) - \omega_0^2 \varphi^2 \right\} d^3x \,, \qquad (2)$$

L_a — лагранжиан акустической подсистемы,

$$L_a = \frac{\rho}{2} \int \left\{ \dot{\mathbf{u}}^2 - \lambda_{iklm} u_{ik} u_{lm} \right\} d^3x \,; \qquad (3)$$

* Эта статья написана с использованием архивных материалов И. А. Ахиезера.

** Магнитоупругое взаимодействие в неупорядоченных ферромагнетиках рассмотрено в [2].

© И. А. Ахиезер, Д. П. Белозоров, З. А. Спольник, 1997

$$\lambda_{iklm} = \left\{(s_l^2 - 2s_t^2)\delta_{ik}\,\delta_{lm} + s_t^2(\delta_{il}\,\delta_{km} + \delta_{im}\,\delta_{kl})\right\} ;$$

L' — лагранжиан взаимодействия подсистем. Здесь $\vec{\varphi}$ — угловая переменная; u — вектор смещения; u_{ij} — тензор деформации; $s_{l,t}$ — скорость продольного и поперечного звука; χ — статическая магнитная восприимчивость; H — напряженность магнитного поля: γ — гиромагнитное отношение; s_m^2 — жесткость спиновой системы; ρ — плотность; ω_0^2 — постоянная локальной магнитной анизотропии. Намагниченность связана с угловой переменной $\vec{\varphi}$ известным соотношением

$$\mathbf{M} = \chi(\mathbf{H} + \frac{2}{\gamma}\vec{\varphi}) \ . \qquad (4)$$

Рассмотрим сперва кристалл без центра инверсии. В этом случае L' может быть выбран в виде

$$L' = \frac{\xi\sqrt{\rho\chi}}{\gamma}\int A_{ijlm}\frac{\partial\varphi_i}{\partial x_l}\frac{\partial u_j}{\partial x_m}d^3x \ , \qquad (5)$$

где ξ — безразмерная постоянная магнитоупругой связи; A_{ijlm} – тензор (далее для простоты полагаем $A_{ijlm} = \alpha\delta_{ij}\,\delta_{lm}$). По порядку величины $\alpha \propto s_m^2 \propto s_l^2 \propto s_t^2 \propto 10^{11}$ (см/с)^2; что же касается параметра ξ, то в случае идеального спинового стекла он, как и постоянная магнитной анизотропии, должен быть пропорционален $(v/c)^4$ (v — скорость электронов, c — скорость света) [6]. Варьируя (1), легко получить связанные уравнения для векторов $\vec{\varphi}$ и u и найти спектры магнитоупругих волн. Приведем лишь окончательные результаты.

В отсутствие магнитной анизотропии и внешнего магнитного поля в спиновом стекле могут распространяться связанные магнитоупругие волны с линейным законом дисперсии $\omega = s_t' k$ и $\omega = s_m' k$, где $s_t' = s_+$, $s_m' = s_-$ и

$$s_\pm^2 = \frac{s_t^2 + s_m^2}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(s_t^2 - s_m^2) + \xi^2\alpha^2} \ . \qquad (6)$$

Обратим внимание на то, что скорости спиновых волн и звука имеют одинаковый порядок величины, причем скорость s_m существенно зависит от концентрации магнитной примеси c_m и от температуры T (обращаясь в нуль в точке замерзания спинов). В принципе, при определенных значениях c_m и T может выполняться резонансное соотношение $s_m = s_t$ (или $s_m = s_l$). При резонансе связь между магнитной и упругой подсистемами резко возрастает (будет пропорциональна не ξ^2, а ξ). Резонанс, согласно (6), возникает не для определенного значения волнового вектора, а при всех значениях k (ситуация подобна исследованной в [9,10] для антиферромагнетиков).

При наличии внешнего магнитного поля (а также при учете магнитной анизотропии, т.е. при $\omega_0 \gtrsim s_m k$) спиновые волны имеют, согласно [6], частоты $\omega_{l,t}$ (для продольной и поперечной волн соответственно), где

$$\omega_l^2 = \omega_0^2 + s_m^2 k^2 \ , \qquad (7)$$

$$\omega_t^2 = \sqrt{\omega_l^2 + (\gamma H/2)^2} \pm \gamma H/2 \ .$$

В этом случае также возможен магнитоакустический резонанс, сопроовождающийся резким возрастанием связи между магнитной и упругой подсистемами. Резонанс, однако, возникает не при всех значениях k, а лишь при определенных значениях волнового вектора, определяемых одним из уравнений

$$\omega_l = s_l k \ , \quad \omega_t = s_l k \ , \quad \omega_l = s_t k \ , \quad \omega_t = s_t k \ . \qquad (8)$$

При наличии в кристалле центра инверсии в пренебрежении, как и в (6), магнитной анизотропией входящие в L' инварианты обязательно содержат производные более высокого порядка, чем в случае (5), поэтому магнитоупругая связь оказывается очень слабой (пропорциональной $\xi a^2 k^2$, a — постоянная решетки). В то же время в работе [11] в качестве плотности энергии магнитоакустического взаимодействия выбран инвариант

$$U_{\text{int}} = \Lambda\vec{\varphi}\,\text{rot}\,\mathbf{u} \ , \qquad (9)$$

приводящий и для кристаллов с центром инверсии к существенной связи спиновых и упругих волн. Такой выбор представляется нам сомнительным. В самом деле, рассмотрим однородное состояние, характеризующееся постоянным значением угловой переменной $\vec{\varphi} = \vec{\varphi}_0$. Перейдем к системе координат, повернутой относительно исходной на инфинитезимальный угол $\vec{\omega}$. Замечая, что такой поворот соответствует тензору деформации $\partial u_i / \partial x_j = \varepsilon_{ijl}\omega_l$, мы видим, что к энергии системы добавляется величина $2\Lambda\vec{\varphi}_0\vec{\omega}$. С другой стороны, переход к повернутой системе координат не меняет энергию системы, т.е. $\Lambda = 0$.

Таким образом, как и было показано выше, магнитоупругое взаимодействие может играть существенную роль лишь в кристаллах без центра ин-

версии, где оно приводит в отсутствие магнитной анизотропии и внешнего магнитного поля к возникновению магнитоакустического резонанса и появлению связанных магнитоупругих волн при всех значениях волнового вектора k.

1. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
2. В. В. Меньшенин, И. Ф. Мирсаев, Г. Г. Талуц, *ФММ* **54**, 451 (1982).
3. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).
4. K. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
5. В. С. Доценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
6. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **74**, 786 (1978).
7. Д. В. Волков, А. А. Желтухин, Ю. П. Блиох, *ФТТ* **13**, 1668 (1971).
8. Д. В. Волков, А. А. Желтухин, *ФНТ* **5**, 1359 (1979).
9. В. Г. Барьяхтар, М. А. Савченко, В. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **49**, 94 (1965).
10. И. А. Ахиезер, А. Э. Гинзбург, Л. Н. Давыдов, З. А. Спольник, *ЖЭТФ* **63**, 1444 (1972).
11. P. Rusek, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **16**, 1687 (1983).

To the theory of magnetoelastic excitations in the spin glass

I. A. Akhiezer, D. P. Belozorov, and Z. A. Spolnik

Magnetoelastic spectra were obtained for the spin glass both in the presence of external magnetic field and without it. Various conditions of magnetoelastic resonance were discussed.