

## ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В $\text{KMnF}_3$ , ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ЯДЕРНЫМИ СПИНОВЫМИ ВОЛНАМИ

Х. Г. Богданова<sup>а\*</sup>, В. А. Голенцев-Кутузов<sup>а</sup>, М. И. Куркин<sup>б</sup>,  
В. Е. Леонтьев<sup>а</sup>, М. Р. Назипов<sup>а</sup>, С. В. Петров<sup>с</sup>, М. М. Шакирзянов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского  
Российской академии наук  
420029, Казань, Россия

<sup>б</sup> Институт физики металлов  
Уральского отделения Российской академии наук  
620219, Екатеринбург, Россия

<sup>с</sup> Институт физических проблем им. П. Л. Капицы  
Российской академии наук  
117334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 1998 г.

Предложено объяснение гигантского магнитоакустического эффекта, обнаруженному нами ранее в  $\text{KMnF}_3$  [5]. Эффект заключается в десятикратном ослаблении амплитуды акустического импульса, которое наблюдалось при изменении магнитного поля в интервале значений 0–8 кЭ. Показано, что он обусловлен интерференцией двух ядерных магнитоупругих волн, распространяющихся в образце в условиях магнитоакустического резонанса, если этот резонанс приходится на область сильной пространственной дисперсии ядерных спиновых волн. Эффект назван гигантским, потому что он превосходит по величине магнитоакустические эффекты, наблюдавшиеся ранее в магнитоупорядоченных веществах, хотя и обусловлен ядерным магнетизмом, который в  $10^5$  раз слабее электронного. Одновременно обнаружена аномальная зависимость дисперсии скорости звука от внешнего магнитного поля.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Под магнитоакустическими эффектами обычно понимается зависимость акустических параметров (амплитуды  $u$ , частоты  $\omega$ , скорости распространения  $V$  и поляризации акустической волны) от магнитного поля  $H$ . Большинство исследований посвящено влиянию поля на скорость звука и его поляризацию (вращение плоскости поляризации и эллиптичность) [1, 2]. Обычно это влияние невелико даже в магнитоупорядоченных веществах и лишь в исключительных случаях изменения достигают 100% [3]. Еще менее заметно изменение амплитуды акустической волны  $u$  под действием поля  $H$ , что обусловлено малостью магнитоупругих взаимодействий по сравнению с ангармонизмом фононов, который в основном определяет затухание звука в твердых телах. Обычно зависимости  $u(H)$  изучаются при акустическом возбуждении ЭПР и ЯМР в парамагнетиках [4].

\*E-mail: bogdanova@dionis.kfti.kcn.ru

Отсюда понятно, насколько неожиданным для нас было обнаружение зависимости  $u(H)$ , соответствующей десятикратному уменьшению амплитуды акустического импульса  $u$  в монокристаллах  $\text{KMnF}_3$  [5]. Когда же выяснилось, что столь сильный магнитоакустический эффект обусловлен ядерным магнетизмом, который в  $10^5$  раз слабее электронного, мы не смогли устоять перед искушением назвать этот эффект гигантским. В нашей предыдущей работе [5] было показано, что обнаруженный эффект хорошо согласуется с условиями кристаллической и магнитной симметрии соединения  $\text{KMnF}_3$  и поэтому не может быть обусловлен случайными факторами (загрязнением, погрешностью измерительной аппаратуры и др.). Кроме того, эффект наблюдался в диапазоне частот акустических волн 630–670 МГц, который попадает в полосу частот ядерных спиновых волн в  $\text{KMnF}_3$  [6, 7]. А поскольку эта полоса  $\delta\omega_n$  лежит ниже частот АФМР, обнаруженная зависимость  $u(H)$  обусловлена ядерным, а не электронным магнетизмом.

Оставалось выяснить, каким образом столь слабое магнитоупругое взаимодействие, как связь упругих деформаций с колебаниями магнитных моментов ядер, может привести к таким большим эффектам в магнитоакустике. Поиск ответа на этот вопрос и является предметом исследований данной работы.

## 2. ПРИРОДА ОСЛАБЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В $\text{KMnF}_3$

Характер наблюдаемой зависимости  $u(H)$  в виде минимумов (см. рис. 3 и 4 в [5]) дает основание считать, что обсуждаемый эффект обусловлен магнитоупругим резонансом акустических колебаний с колебаниями ядерных спинов. Однако он не может быть связан с ядерной магнитной релаксацией, поскольку ее скорость гораздо меньше скорости затухания звука за счет фонованого ангармонизма. В данном случае большим может быть вклад затухания фононов в ядерную магнитную релаксацию, но не наоборот.

При поиске недиссипационных механизмов ослабления амплитуды акустического импульса  $u$  при прохождении через образец  $\text{KMnF}_3$  решающую роль сыграло то, что нам не удалось обнаружить зависимости  $u(H)$  в другом слабом ферромагнетике  $\text{FeVO}_3$ . Было известно, что  $\text{KMnF}_3$  и  $\text{FeVO}_3$  существенно различаются характером колебаний ядерных спинов. В  $\text{KMnF}_3$  при гелиевых температурах имеет место достаточно сильное взаимодействие между ядерными спинами, расположенными в разных узлах кристаллической решетки, что обеспечивает формирование ядерных спиновых волн [8], аналогичных электронным спиновым волнам в магнитоупорядоченных веществах. Существенно, что в  $\text{KMnF}_3$  имеются две ветви ядерных спиновых волн с частотами  $\omega_{n1}(q, H)$  и  $\omega_{n2}(q, H)$ , по-разному зависящими от  $H$ . Это приводит к тому, что условия ядерного магнитоакустического резонанса, т. е. равенства частот и волновых векторов акустической волны ( $\Omega(q)$ ) и ядерных спиновых волн ( $\omega_n(q)$ ),

$$\Omega(q) = \omega_{n1}(q, H_1), \quad \Omega(q) = \omega_{n2}(q, H_2), \quad (1)$$

достигаются при разных значениях поля  $H$ . Значения  $H_1$  и  $H_2$  соответствуют двум минимумам, наблюдаемым на кривых  $u(H)$  (см. рис. 3 и 4 в [5]).

Диапазон частот  $\delta\omega_n$ , в котором изменяются  $\omega_{n1}(q, H)$  и  $\omega_{n2}(q, H)$  в  $\text{KMnF}_3$ , по данным работы [7] составляет примерно 100 МГц. По этой причине зависимость  $\omega_{n1}$  и  $\omega_{n2}$  от  $q$  (пространственная дисперсия) существенно проявляется во всех процессах

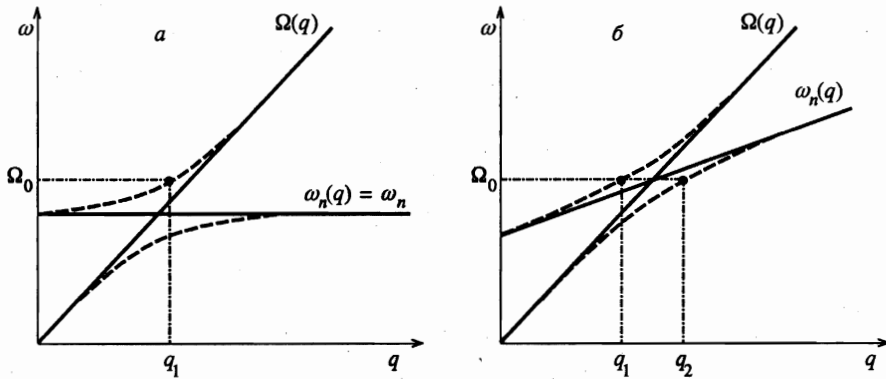


Рис. 1. Спектры ядерных магнитоупругих волн вблизи ядерного магнитоакустического резонанса: *a* — в отсутствие дисперсии в спектре колебаний ядерных спинов; *b* — когда ядерный магнитоакустический резонанс приходится на область сильной дисперсии в спектре ядерных спиновых волн

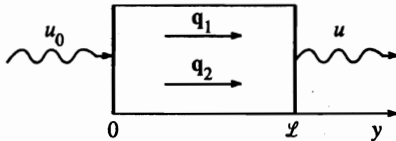


Рис. 2. Схема прохождения акустического импульса через образец  $\text{KMnF}_3$  в условиях ядерного магнитоакустического резонанса

с участием ядерных спиновых волн, в том числе и при ядерном магнитоакустическом резонансе.

В  $\text{FeVO}_3$  оценки диапазона  $\delta\omega_n$  по известным формулам [8] дают величину в  $10^5$  раз меньшую, чем в  $\text{KMnF}_3$ , т. е. около 1 кГц. Это обусловлено сильным различием в величинах магнитных моментов ядер  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{55}\text{Mn}$ , их естественной распространенности и частот  $\omega_n$  для  $\text{FeVO}_3$  и  $\text{KMnF}_3$ . При столь малых величинах  $\delta\omega_n$  в  $\text{FeVO}_3$  (1 кГц гораздо меньше ширины линии ЯМР) пространственная дисперсия в спектре ядерных спиновых волн не должна приводить к каким-либо наблюдаемым эффектам.

Существование ядерных спиновых волн и является причиной сильной зависимости  $u(H)$  в  $\text{KMnF}_3$ . Это видно на рис. 1*a, б*, на котором приведены дисперсионные кривые для акустических волн и ядерных спиновых волн в окрестности ядерного магнитоакустического резонанса в случае  $\text{FeVO}_3$  (рис. 1*a*), в котором  $\omega_n(q)$  не зависит от  $q$ , и для  $\text{KMnF}_3$ , для которого пересечение ветвей  $\Omega(q)$  и  $\omega_n(q)$  приходится на область сильной пространственной дисперсии ядерных спиновых волн (рис. 1*б*). Штриховыми линиями показаны дисперсионные кривые для магнитоупругих волн, содержащих упругую и магнитную составляющие. На этом рисунке видно, что в отсутствие ядерных спиновых волн (рис. 1*a*) на данной частоте  $\Omega_0$  в образце распространяется только одна магнитоакустическая волна с волновым вектором  $q_1$ . Если же магнитоакустический резонанс приходится на область сильной зависимости  $\omega_n$  от  $q$  (рис. 1*б*), то в образце могут распространяться две магнитоупругие волны с одинаковой частотой  $\Omega_0$  и разными волновыми векторами  $q_1$  и  $q_2$ . По мере распространения этих волн через образец между их акустическими составляющими  $u_1$  и  $u_2$  будет накапливаться разность фаз  $\delta\varphi$ ,

которая в системе координат  $y \parallel \mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{q}_2$  описывается выражением

$$\delta\varphi(y) = (q_1 - q_2)y. \quad (2)$$

Наличие  $\delta\varphi$  существенно сказывается на амплитуде акустического импульса  $u_0$ , проходящего в немагнитную среду ( $\text{LiNbO}_3$ ) через поверхность  $y = \mathcal{L}$  (рис. 2). Дело в том, что величина  $u$  зависит не только от амплитуд  $u_1$  и  $u_2$ , но и от разности фаз  $\delta\varphi(\mathcal{L})$ , с которыми они подойдут к поверхности  $y = \mathcal{L}$ . Если  $u_1$  и  $u_2$  окажутся в противофазе, т. е.

$$\delta\varphi(\mathcal{L}) = (q_1 - q_2)\mathcal{L} = 2(n + 1)\pi, \quad (3)$$

(где  $n$  — целые числа), то амплитуда  $u$  будет определяться разностью  $|u| = |u_1 - u_2|$ , так что при  $u_1 = u_2$  поверхность  $y = \mathcal{L}$  становится непрозрачной для таких магнитоупругих волн.

Как будет показано ниже, равенство  $u_1 = u_2$  имеет место при точном ядерном магнитоакустическом резонансе, т. е. сильное уменьшение  $u$  по сравнению с амплитудой падающей акустической волны  $u_0$  возможно лишь при одновременном выполнении условий (1) и (3). Хотя такое совпадение является случайным событием, тем не менее оно оказывается возможным, из-за того что величины, входящие в (1) и (3), зависят от величины магнитного поля  $H$ , его ориентации и частоты падающего акустического импульса  $\Omega_0$ . Вариация трех параметров уже обеспечивает одновременное выполнение двух условий с достаточно высокой степенью точности. Однако поиск нужного набора этих параметров требует большого числа измерений. Например, приведенные в [5] кривые зависимости

$$K(H) = u(H)/u_0, \quad (4)$$

соответствующие десятикратному уменьшению  $u(H)$  (в минимуме  $K(H)$ ), составляют лишь несколько процентов от общего числа снятых кривых. Ниже будут получены формулы, позволяющие сделать некоторые количественные оценки параметров кривых  $K(H)$ .

### 3. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ЯДЕРНОГО МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА НА ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛНАХ

В этом разделе приведены результаты расчетов величин косвенного взаимодействия упругих волн с ядерными спиновыми волнами через колебания электронных магнитных моментов  $\mathbf{M}(r_j)$  и амплитуд колебаний магнитоупругих волн. Для описания упругих волн мы использовали стандартное уравнение теории упругости [9]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial r_\beta}, \quad (5)$$

где  $u_\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ) — компоненты смещения точек упругой среды,  $\rho$  — ее плотность,  $t$  — время,  $r_\alpha$  — пространственные координаты,  $\sigma_{\alpha\beta}$  — тензор напряжений, который является вариационной производной от свободной энергии  $F$  по деформациям  $U_{\alpha\beta} = \partial u_\alpha / \partial r_\beta$ :

$$\sigma_{\alpha\beta} = -\delta F / \delta U_{\alpha\beta}. \quad (6)$$

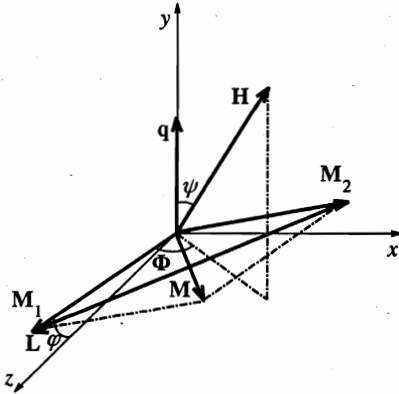


Рис. 3. Ориентация волнового вектора падающей упругой волны  $q$ , магнитного поля  $H$ , намагниченностей подрешеток  $M_1$  и  $M_2$ , векторов антиферромагнетизма  $L$  и ферромагнетизма  $M$  относительно осей кристалла в  $KMnF_3$

Для магнитоупорядоченной упругой среды со сверхтонким взаимодействием выражение для  $F$  может быть записано в виде [8, 10]

$$F = F_E + F_M + F_{ME} + F_{HF}, \tag{7}$$

где  $F_E$  — энергия упругих деформаций, которая определяет скорость акустических волн;  $F_M$  — энергия, ответственная за свойства упорядоченных магнитных моментов  $M(r_j)$  (она включает в себя обменное взаимодействие, магнитную анизотропию, взаимодействие Дзялошинского, ответственное за слабый ферромагнетизм, и взаимодействие с магнитным полем  $H$ );  $F_{ME}$  — магнитоупругая энергия взаимодействия векторов  $M(r_j)$  с упругими деформациями  $U_{\alpha\beta}$ ;  $F_{HF}$  — энергия сверхтонкого взаимодействия магнитных моментов ядер  $m(r_j)$  и электронов  $M(r_j)$ .

Для упругих волн с продольной поляризацией и волновым вектором  $q \parallel y$  (рис. 3) выражение для  $F_{ME}$  с учетом кристаллической симметрии  $KMnF_3$  и его магнитной структуры [11, 12] может быть записано в виде [5]

$$F_{ME} = - \int dr \{ B_1 L_y^2(r) + B_2 [L_x^2(r) + L_z^2(r)] + B_3 [M_x(r)L_z(r) + M_z(r)L_x(r)] \} U_{yy}(r), \tag{8}$$

где  $U_{yy} = \partial u_y(r)/\partial y$  — единственная отличная от нуля компонента тензора деформаций для рассматриваемых упругих волн;

$$L = M_1 - M_2, \quad M = M_1 + M_2 \tag{9}$$

— векторы антиферромагнетизма и ферромагнетизма для двухподрешеточного антиферромагнетика;  $M_1$  и  $M_2$  — намагниченности подрешеток;  $B_1, B_2$  и  $B_3$  — константы магнитоупругого взаимодействия. Отметим, что в формуле (8) взяты только первые два члена разложения по степеням  $M$ .

Если учесть, что в  $KMnF_3$  вектор  $L$  (рис. 3) лежит в плоскости  $xz$  (плоскость (001)), то в (8) достаточно оставить лишь слагаемые с  $B_3$ , так как

$$\frac{d}{dy}(L_x^2 + L_z^2) = \frac{d}{dy}L^2 = 0$$

(с точностью до квадратичных по  $M$  членов). В этом приближении уравнение (5) может быть записано в виде

$$[\omega^2 - \Omega^2(q)] u_y(q, \omega) = iq\rho^{-1} B_3 [M_x(q, \omega)L_z(q, \omega) + M_z(q, \omega)L_x(q, \omega)], \tag{10}$$

где

$$u_y(q, \omega) = \int dy \int dt \exp(i\omega t + iqu) u_y(y, t) \quad (11)$$

— компонента фурье-образа для упругих смещений  $u(y, t)$  (аналогичным образом определяются и величины  $M_{x,z}(q, \omega)$  и  $L_{x,z}(q, \omega)$ ;  $\Omega(q) = Vq$  и  $V$  — частота и скорость продольных упругих волн.

Дальнейшее упрощение соотношения (10) связано с тем, чтобы выражения для  $M_x$  и  $L_x$  разложить по малым колебаниям, обусловленным их взаимодействием с упругими смещениями  $u_y(y, t)$  и колебаниями ядерных намагниченностей подрешеток  $m_{1,2}(y, t)$ . Для этого нужно перейти от  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{M}$  (9) к намагниченностям подрешеток  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$ , записав их в системах координат  $(x_1, y_1, z_1)$  и  $(x_2, y_2, z_2)$ , связанных с равновесными ориентациями подрешеток  $\mathbf{M}_{10}$  и  $\mathbf{M}_{20}$  ( $z_1 \parallel \mathbf{M}_{10}$ ,  $z_2 \parallel \mathbf{M}_{20}$ ). Тогда в первом приближении достаточно учесть лишь компоненты  $M_{x_j}$  и  $M_{y_j}$ , где  $j$  — индекс подрешетки ( $j = 1, 2$ ). В результате уравнение (10) примет вид

$$[\omega^2 - \Omega^2(q)] u_y(q, \omega) = iq\rho^{-1} B_3 M_0 \sin 2\varphi \{ \cos \psi [M_{y_1}(q, \omega) - M_{y_2}(q, \omega)] - 2 \sin \psi [M_{x_1}(q, \omega) + M_{x_2}(q, \omega)] \}, \quad (12)$$

где

$$M_{\alpha_j}(q, \omega) = \int dy \int dt \exp(i\omega t + iqu) M_{\alpha_j}(y, t), \quad (13)$$

$\alpha = x, y$ ,  $M_0$  — равновесное значение  $\mathbf{M}$  (9),  $\psi$  — полярный угол поля  $\mathbf{H}$  (рис. 3),  $\varphi$  — азимутальный угол вектора  $\mathbf{L}$  в плоскости  $xz$ . Величина  $\varphi$  находится из решения достаточно сложного тригонометрического уравнения (10) и зависит от напряженности поля  $\mathbf{H}$  и его ориентации относительно осей кристалла. В данной работе мы не будем касаться анализа этих зависимостей, поскольку для объяснения гигантского ослабления акустической прозрачности  $\text{KMnF}_3$  они не существенны.

Компоненты  $M_{x_j}$  и  $M_{y_j}$  в (12) находились из условия минимума магнитной части (7) в линейном приближении по  $F_{ME}$  (8) и

$$F_{HF} = - \int dr A \sum_{j=1}^2 M_j(r) m_j(r). \quad (14)$$

Для компонент  $M_{\alpha_j}(q, \omega)$  (13),  $u_y(q, \omega)$  (11) и

$$m_{\alpha_j}(q, \omega) = \int dy \int dt \exp(i\omega t + iqu) m_{\alpha_j}(y, t) \quad (15)$$

получились следующие соотношения:

$$M_{x_1}(q, \omega) = M_{x_2}(q, \omega) = \chi_1(q, H) \left\{ A [m_{x_1}(q, \omega) + m_{x_2}(q, \omega)] - 2B_3 M_0 \sin 2\varphi \sin \psi u_y(q, \omega) \right\}, \quad (16)$$

$$M_{y_1}(q, \omega) = -M_{y_2}(q, \omega) = \chi_2(q, H) \left\{ A [m_{y_1}(q, \omega) + m_{y_2}(q, \omega)] + B_3 M_0 \sin 2\varphi \cos \psi u_y(q, \omega) \right\}, \quad (17)$$

где  $\chi_1(q, H)$  и  $\chi_2(q, H)$  — компоненты восприимчивостей подрешеток, которые зависят от тех же величин, что и  $\varphi$  [5]. Как и для  $\varphi$ , эти зависимости в данной работе не анализировались. Тем не менее мы выделили зависимости от  $q$  и  $H$ , поскольку для дальнейшего важно, что такие зависимости имеют место.

Компоненты  $m_{\alpha_j}$  находились из уравнений Блоха [10]

$$\partial m_j / \partial t = \gamma_n [\mathbf{m}_j \mathbf{H}_j], \quad (18)$$

где  $H_j = \delta F_{HF} / \delta m_j$  — эффективные поля, действующие на  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  со стороны  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$ . В линейном приближении по  $m_{\alpha_j}$  эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \partial m_{x_j} / \partial t &= \gamma_n A M_0 m_{y_j} - \gamma_n A m_0 M_{y_j}, \\ \partial m_{y_j} / \partial t &= -\gamma_n A M_0 m_{x_j} + \gamma_n A m_0 M_{x_j}, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $M_0$  и  $m_0$  — равновесные значения  $\mathbf{M}_j$  и  $\mathbf{m}_j$ ,  $\gamma_n$  — ядерное гиромагнитное отношение. Подстановка (16) и (17) в (12) и (19) приводит к следующей системе уравнений:

$$[\omega^2 - \Omega^2(q, H)] u_y(q, \omega) - i\rho^{-1} q \alpha_2(q, H) l(q, \omega) - i\rho^{-1} q \alpha_1(q, H) m(q, \omega) = 0, \quad (20)$$

$$[\omega^2 - \omega_{n1}^2(q, H)] m(q, \omega) + 2iq\gamma_n m_0 \alpha_1(q, H) u_y(q, \omega) = 0, \quad (21)$$

$$[\omega^2 - \omega_{n2}^2(q, H)] l(q, \omega) + 2iq\gamma_n m_0 \alpha_2(q, H) u_y(q, \omega) = 0, \quad (22)$$

$$l(q, \omega) = m_{y_1}(q, \omega) - m_{y_2}(q, \omega), \quad m(q, \omega) = m_{x_1}(q, \omega) + m_{x_2}(q, \omega), \quad (23)$$

где

$$\Omega(q, H) = q \{ V + \rho^{-1} B_3^2 M_0^2 \sin^2 2\varphi [\chi_2(q, H) \cos^2 \varphi + 4\chi_1(q, H) \sin^2 \varphi] \}^{1/2} \quad (24)$$

— частота продольной акустической волны с учетом магнитоупругого взаимодействия  $F_{ME}$  (8),

$$\omega_{n1}(q, H) = \gamma_n \{ A M_0 [A M_0 - 2A^2 m_0 \chi_1(q, H)] \}^{1/2}, \quad (25)$$

$$\omega_{n2}(q, H) = \gamma_n \{ A M_0 [A M_0 - 2A^2 m_0 \chi_2(q, H)] \}^{1/2} \quad (26)$$

— частоты двух ветвей ядерной спиновой волны. Вторые слагаемые в (25) и (26) описывают так называемые динамические сдвиги частот ЯМР. Благодаря множителям  $\chi_1$  и  $\chi_2$  они зависят от магнитного поля  $H$ , что позволяет настраиваться на частоту ядерного магнитоакустического резонанса (1), меняя напряженность поля  $H$ ;

$$\alpha_1(q, H) = 2AB_3 M_0 \chi_1(q, H) \sin 2\varphi \sin \psi, \quad (27)$$

$$\alpha_2(q, H) = AB_3 M_0 \chi_2(q, H) \sin 2\varphi \cos \psi \quad (28)$$

— параметры, определяющие величину косвенного взаимодействия продольных упругих волн с первой и второй ветвями ядерной спиновой волны.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Некоторые свойства зависимости  $K(H)$  (4) можно получить, даже не решая уравнений (20)–(22).

1) Условие ядерного магнитоакустического резонанса (1) может быть достигнуто за счет изменения  $H$  при неизменной частоте падающего акустического импульса  $\Omega_0$ . Это обеспечивается достаточно сильной полевой зависимостью частот  $\omega_{n1}(q, H)$  и  $\omega_{n2}(q, H)$  (25), (26), которые экспериментально исследовались в [6].

2) Как следует из (28), при  $\psi = 90^\circ$  исчезает магнитоупругое взаимодействие звука со второй ветвью ядерной спиновой волны, которая описывается переменной  $l(q, \omega)$  (23). Выполнимость этого требования специально проверялась в [5] (см. рис. 3 и 4 в [5]).

3) Согласно (27), (28) магнитоупругая связь  $u_y(q, \omega)$  с обеими ветвями ядерной спиновой волны должна исчезать при  $\sin 2\varphi = 0$ . Поскольку угол  $\varphi$  зависит от величины азимутального угла  $\Phi$  поля  $H$ , на кривых  $u(\Phi)/u_0$  должны быть точки, в которых  $u(\Phi)/u_0 = 1$ . Этот вывод также согласуется с экспериментальными данными работы [5] (см. рис. 5 и 6 в [5]).

4) Величина косвенного взаимодействия упругих колебаний  $u_y(q, \omega)$  с ядерной спиновой волной, как и динамические сдвиги частот ЯМР (25), (26), пропорциональна величинам  $m_0$  и  $\chi_{1,2}(q, H)$ . Это означает, что магнитоупругие эффекты, обусловленные ядерными спинами, должны убывать вместе с уменьшением динамического сдвига. Отсутствие заметных магнитоакустических эффектов в  $\text{FeVO}_3$ , в котором ширина полосы ядерных спиновых волн (совпадающая с величиной динамического сдвига частоты [4]) в  $10^5$  раз меньше, чем в  $\text{KMnF}_3$ , согласуется с этим выводом.

Для анализа других свойств  $K(H)$  (4) необходимо иметь явный вид решений уравнений (20)–(22). Они будут получены для случая, когда частоты ядерной спиновой волны  $\omega_{n1}(q, H)$  (25) и  $\omega_{n2}(q, H)$  (26) существенно различаются по величине (невырожденный случай). Тогда условие ядерного магнитоакустического резонанса (1) с каждой из ветвей ядерной спиновой волны будет достигаться при разных значениях  $H$ , так что уравнения (20)–(22) можно решать, полагая

$$\omega_{n1}^2(q, H) = \Omega_0^2(q, H), \quad l(q, \omega) = 0 \tag{29}$$

в случае ядерного магнитоакустического резонанса с первой ветвью ядерной спиновой волны и

$$\omega_{n2}^2(q, H) = \Omega_0^2(q, H), \quad m(q, \omega) = 0 \tag{30}$$

для резонанса со второй ветвью.

Характеристическое уравнение для системы (20)–(22) определяет значения волновых векторов  $q_1$  и  $q_2$  для двух ветвей магнитоупругих волн в каждом из указанных вариантов ядерного магнитоакустического резонанса (29) и (30). Соответствующие уравнения при условиях (29) имеют вид

$$[\Omega_0^2 - \Omega^2(q, H)] [\Omega_0^2 - \omega_{n1}^2(q, H)] - q^2 \alpha_1^2(q, H) (2\rho^{-1} \gamma_n m_0) = 0, \tag{31}$$

$$[\Omega_0^2 - \Omega^2(q, H)] [\Omega_0^2 - \omega_{n2}^2(q, H)] - q^2 \alpha_2^2(q, H) (2\rho^{-1} \gamma_n m_0) = 0. \tag{32}$$

Каждое из этих уравнений имеет два корня:  $q_1$  и  $q_2$ . Их анализ выходит за рамки данной работы, поскольку мы не исследовали свойства параметров  $\alpha_{1,2}(q, H)$  (27), (28). Для



дальнейшего будет важно только одно свойство этих корней:

$$\Delta q/q_0 = |q_1 - q_2|/q_0 \ll 1, \quad (33)$$

где  $q_0$  — значение  $q$ , удовлетворяющее условиям (29) или (30). Неравенство (33) следует из условия малости вторых слагаемых (31) и (32) по сравнению с  $\Omega^2(q, H)$ .

С помощью величин  $q_1$  и  $q_2$  выражение для упругой составляющей магнитоупругих волн в образце может быть записано в виде

$$u_y(y, \omega) = u_1(\omega) \exp(iq_1 y) + u_2(\omega) \exp(iq_2 y), \quad (34)$$

где коэффициенты  $u_1$  и  $u_2$  должны находиться из граничных условий для уравнений (5) и (19). Применительно к нашим экспериментам эти условия следует задавать в форме, соответствующей задаче Коши для поверхности образца  $y = 0$ , на которую падает акустический импульс. Строго говоря, нужно учесть еще и начальные условия. Но мы решили для простоты пренебречь переходными процессами и работать с фурье-образами по времени  $t$ . Для них граничные условия при  $y = 0$  имеют вид

$$m(0, \omega) = l(0, \omega) = 0, \quad u_1(\omega) + u_2(\omega) = u_y(0, \omega) \exp(i\varphi_0), \quad (35)$$

где  $m(0, \omega)$  и  $l(0, \omega)$  — значения  $m(y, \omega)$  и  $l(y, \omega)$  при  $y = 0$ ,

$$u_y(0, \omega) = \int dt e^{i\omega t} u_y(0, t) \quad (36)$$

— фурье-образ падающего импульса, из которого вычтен отраженный,  $\varphi_0$  — начальная фаза волны, прошедшей в образце. Центральная частота спектра  $u(0, \omega)$  совпадает с частотой акустического генератора  $\Omega_0$ , а ширина этого спектра  $\delta\omega$  определяется длительностью импульса  $\tau$ :

$$\delta\omega = 2\pi/\tau. \quad (37)$$

В условиях ядерного магнитоакустического резонанса (29) или (30) из (20)–(22) и (35) получаем

$$u_1(\omega) = u_2(\omega) = \frac{1}{2} u_y(0, \omega) \exp(i\varphi_0). \quad (38)$$

После подстановки (38) в (34) для  $u_y(y, \omega)$  на второй торцевой поверхности образца ( $y = \mathcal{L}$ ) находим выражение

$$u_y(\mathcal{L}, \omega) = u_y(0, \omega) \exp(i\varphi_0) [\exp(iq_1 \mathcal{L}) + \exp(iq_2 \mathcal{L})] / 2. \quad (39)$$

Регистрируемый акустический сигнал определяется функцией  $u_y(\mathcal{L}, t)$ , связанной с  $u_y(\mathcal{L}, \omega)$  (снова за исключением отраженной волны) обратным преобразованием Фурье:

$$u_y(\mathcal{L}, t) = \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{-i\omega t} u_y(\mathcal{L}, \omega). \quad (40)$$

Результат интегрирования в (40) зависит от того, насколько сильна частотная дисперсия скоростей магнитоупругих волн

$$V_1(\omega) = \omega/q_1(\omega), \quad V_2(\omega) = \omega/q_2(\omega) \quad (41)$$

в пределах частотного спектра падающего импульса  $\delta\omega$  (37). Если зависимостью  $V_1$  и  $V_2$  от  $\omega$  можно пренебречь, то формула (40) может быть записана в виде

$$u_y(\mathcal{L}, t) = \frac{1}{2} \{ u_y [0, (t - \mathcal{L}/V_1)] + u_y [0, (t - \mathcal{L}/V_2)] \}, \quad (42)$$

где  $u(0, t)$  — амплитуда упругих смещений на поверхности образца  $y = 0$ , возбуждаемых падающим импульсом (см. (36)), а

$$t_1 = \mathcal{L}/V_1, \quad t_2 = \mathcal{L}/V_2 \quad (43)$$

— времена распространения первой и второй магнитоупругих волн через образец.

Из (42) следует, что падающий акустический импульс возбуждает в образце два магнитоупругих импульса, которые совпадают по форме с падающим и имеют равные амплитуды. Это обстоятельство уже использовалось выше (см. разд. 2). Однако такое равенство имеет место только в условиях ядерного магнитоакустического резонанса (29) и (30) (см. также (1)), когда выполняется соотношение (38). По мере удаления от резонанса обсуждаемые две магнитоупругие волны становятся все более неэквивалентными, так что они имеют даже разные названия: упругоподобная и спиноподобная волны. Эта неэквивалентность проявляется, в частности, в том, что амплитуда упругоподобной волны, возбуждаемая падающим акустическим импульсом, оказывается больше, чем спиноподобной, и это различие возрастает по мере удаления от резонанса. Мы не приводим здесь соответствующие выражения для  $u_y(\mathcal{L}, \omega)$  по двум причинам. Во-первых, они имеют гораздо более сложный вид, чем (42). Во-вторых, ими можно воспользоваться только в том случае, если известен явный вид функций  $\chi_1(q, H)$  и  $\chi_2(q, H)$  (см. формулы (16), (17)). Такой анализ нам еще предстоит провести, а пока мы ограничились анализом только формулы (42) для двух случаев:  $|t_1 - t_2| \ll \tau$  и  $|t_1 - t_2| > \tau$ .

а) В случае

$$|t_1 - t_2| \ll \tau \quad (44)$$

импульсы магнитоупругих волн, возбуждаемые падающим акустическим импульсом, выходят на поверхность образца ( $y = \mathcal{L}$ ) практически одновременно, так что различие в скоростях  $V_1$  и  $V_2$  проявится только в разности фаз их колебаний. В этом приближении формула (42) может быть записана в виде

$$u_y(\mathcal{L}, t) = u_y [0, (t - \mathcal{L}/V_0)] \cos(\Delta q \mathcal{L}/2), \quad (45)$$

где  $\Delta q = q_1 - q_2$ ,  $V_0 = \omega/q_0 = (V_1 + V_2)/2$  — средняя скорость распространения магнитоупругих волн. Из (45) следует, что через время  $t_0 = \mathcal{L}/V_0$  после падения возбуждающего импульса на противоположной поверхности образца ( $y = \mathcal{L}$ ) формируется акустический импульс, совпадающий по форме с падающим  $u_y(0, t)$ , но отличающийся от него по амплитуде из-за множителя  $\cos(\Delta q \mathcal{L}/2)$ . Этот множитель описывает влияние тех интерференционных эффектов, которые обсуждались в разд. 2 (его аргумент  $\Delta q \mathcal{L}$  совпадает с выражением для разности фаз  $\delta\varphi(\mathcal{L})$  (3)).

Разумеется, формулу (45) нельзя использовать для описания экспериментальных зависимостей отношения  $K(H) = u(H)/u_0$ , приведенных в [5]. Это связано с тем, что она справедлива только для частоты магнитоупругого резонанса (1). Поскольку его положение зависит от  $H$ , (45) может описать лишь одну точку на кривой  $K(H)$ . Но эта

точка может попасть в такую область, где  $\Delta q \mathcal{L} \approx \pi$  и, следовательно,  $\cos(\Delta q \mathcal{L}/2) \approx 0$ . Таким образом, формула (45) демонстрирует возможность достижения большого магнитоакустического эффекта за счет интерференционного механизма.

б) Случай

$$|t_1 - t_2| > \tau \quad (46)$$

интересен прежде всего тем, что при этом условии магнитоакустические импульсы, возбужденные на поверхности образца с  $y = 0$ , полностью разделяются при выходе на поверхность  $y = \mathcal{L}$ . После такого разделения они перестают интерферировать, поэтому их можно изучать раздельно. Чтобы оценить возможность реализации неравенства (46) в наших экспериментальных условиях, мы воспользовались формулами (41) и (43), а также значениями параметров  $\tau \approx 10^{-6}$  с,  $V \approx 10^5$  см/с,  $\mathcal{L} \approx 10$  мм. Это позволило записать неравенство (46) в виде

$$\Delta q/q_0 > 0.1, \quad (47)$$

где величина  $q_0$  определяется так же, как в (33). Из сравнения (47) и (33) видно, что (47) не противоречит (33) в очень узком интервале значений  $\Delta q$ . Кроме того, значения  $\Delta q$ , удовлетворяющие (47), должны быть достаточно большими, чтобы начала сказываться зависимость  $V_1$  и  $V_2$  (41) от  $\omega$ . Как известно, такая зависимость приводит к искажениям формы и размеров импульсов. Мы полагаем, что именно эти эффекты не позволили нам надежно наблюдать расщепление прошедшего через образец  $\text{KMnF}_3$  акустического импульса в экспериментах, обсуждаемых в следующем разделе статьи.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН ВЕЛИЗИ ЯДЕРНОГО МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

В экспериментах использовались монокристаллические образцы  $\text{KMnF}_3$ , изготовленные в форме параллелепипеда размерами  $4 \times 4 \times 7$  мм<sup>3</sup>. Кристаллическая структура и геометрия эксперимента описаны в нашей работе [5].

Для определения абсолютных значений скорости звука  $V$  измерялся временной интервал  $t$  между радиоимпульсом передатчика и первым прошедшим через составной резонатор [13] ультразвуковым импульсом. Время однократного прохождения ультразвукового импульса через образец определялось как  $t_{\text{sample}} = t - 2t_{\text{trans}}$ , а  $V = \mathcal{L}/t_{\text{sample}}$ , где  $t_{\text{trans}}$  — время прохождения импульса через одинаковые по длине пьезопреобразователи.

Ошибка измерений абсолютных значений скорости звука была не более 20% и зависела от таких параметров, как толщина связывающего слоя между образцом и пьезопреобразователем, степень согласования их акустических импедансов, длительность и форма импульса.

На рис. 4 приведен набор осциллограмм, который демонстрирует эволюцию амплитуды и скорости прошедшего акустического импульса при изменении магнитного поля  $H$ . Слева приведена нумерация осциллограмм, а справа — величина поля, соответствующая каждой из приведенных осциллограмм. По оси абсцисс отложено время.

Осциллограмма 1 соответствует первому прошедшему через образец акустическому импульсу со временем прохождения  $t_{\text{sample}}$ , скоростью  $V$  и амплитудой  $u_0$  при  $H = 0$ .

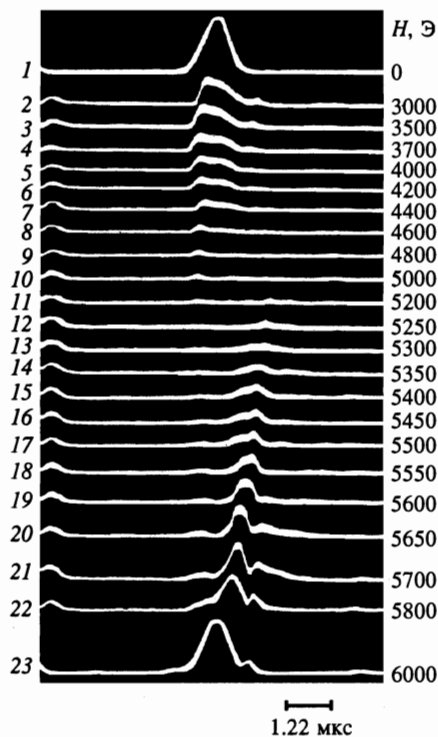


Рис. 4

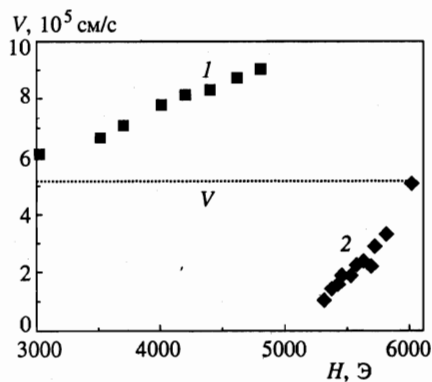


Рис. 5

Рис. 4. Осциллограммы, характеризующие динамику прохождения ультразвукового импульса через образец в зависимости от величины  $H$

Рис. 5. Зависимости скоростей  $V_1$  (1) и  $V_2$  (2) от значения  $H$  ( $V$  — скорость звука без магнитного поля)

В полях  $H \geq 3000$  Э (осциллограммы 2-9) становится заметным существенное уменьшение амплитуды этого импульса. При  $H \approx 5200$  Э (осциллограммы 10, 11) амплитуда спадает до уровня шумов. В полях  $H \geq 5200$  Э (осциллограммы 12-22) наблюдается обратный процесс восстановления амплитуды импульса.

На осциллограммах отчетливо просматривается изменение времени прохождения сигнала через образец, которое связано с изменением скорости звука  $V$ . Так, на осциллограммах 2-11 наблюдается увеличение скорости звука, а на осциллограммах 11-13 — ее уменьшение.

Осциллограммы 14-22 показывают восстановление времени прохождения. Зависимость  $V(H)$  представлена на рис. 5. Уширение прошедшего акустического импульса (осциллограммы 2-22) и изменение его формы свидетельствуют о значительной частотной дисперсии скорости звука в пределах частотного спектра импульса. Если бы эта дисперсия была слабее, так что прошедший импульс имел заметную амплитуду в точке магнитоупругого резонанса, возможно, удалось бы наблюдать расщепление акустического импульса, о котором говорилось в предыдущем разделе.

Авторы благодарны В. И. Гребенникову, В. В. Меньшенину, В. В. Николаеву и И. А. Гарифуллину за дискуссию и ряд ценных замечаний при обсуждении этой работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-16489).

## Литература

1. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, ЖЭТФ 73, 988 (1977).
2. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, ЖЭТФ 78, 1509 (1980).
3. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, УФН 155, 593 (1988).
4. Х. Г. Богданова, В. А. Голенищев-Кутузов, М. И. Куркин и др., ЖЭТФ 103, 163 (1993).
5. Х. Г. Богданова, В. А. Голенищев-Кутузов, М. И. Куркин и др., ЖЭТФ 112, 1830 (1997).
6. A. M. Portis, G. L. Witt, and A. G. Heeger, J. Appl. Phys. 34, 1052 (1963).
7. W. J. Ince, Phys. Rev. 184, 574 (1969).
8. Е. А. Туров, М. П. Петров, *Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1969), с. 260.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1987).
10. М. И. Куркин, Е. А. Туров, *ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения*, Наука, Москва (1990), с. 244.
11. K. Gezi, J. D. Axe, G. Shirane, and A. Linz, Phys. Rev. B 5, 1933 (1972).
12. Ю. А. Изюмов, Ф. А. Кассан-Оглы, В. Е. Найш, ФММ 51, 500 (1981).
13. Х. Г. Богданова, В. А. Голенищев-Кутузов, В. Е. Леонтьев и др., ПТЭ № 4, 60 (1997).