

НАБЛЮДЕНИЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $KMnF_3$ В ОКРЕСТНОСТИ ЯМР

Х.Г.Богданова, В.А.Голенищев-Кутузов, А.А.Монахов,
А.В.Кузько, В.И.Лукомский, Ю.В.Човнюк

В настоящей работе представлено первое экспериментальное наблюдение акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) при прохождении коротких акустических импульсов через магнитоупорядоченный кристалл. Приведено теоретическое доказательство их солитонной природы.

Измерения по наблюдению АСИП проводились на монокристаллах $KMnF_3$ при $T = 4,2K$, изготовленных в виде параллелепипедов, грани которых параллельны кубическим осям. Продольные акустические импульсы $\tau_{и} = 0,05 - 0,4$ мксек возбуждались на одной поверхности образца и детектировались на противоположной поверхности супергетеродинным приемником с шириной полосы 25 МГц, чувствительностью $\sim 10^{-14}$ Вт, при развязке передающего и приемного трактов ≈ 100 дБ. Магнитное поле H_0 приложено к плоскости (001) образца, а звуковая волна распространялась вдоль оси [001]. Рабочая частота составляла 642,3 МГц. Для упрощения наблюдения и расчетов все обнаруженные эффекты регистрировались по однократно прошедшему через образец импульсу (рис. 1).

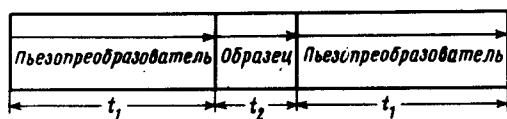


Рис. 1. t_1 и t_2 — время прохождения импульса соответственно через пьезопреобразователь и образец. $t_1 = 2,19$ мксек, t_2 до проявления АСИП = 0,87 мксек

Характер прохождения импульсов ($\tau_{и} = 0,26$ мксек) зависел от их мощности (\mathcal{P}_a) (рис. 2). Осциллограмма 1 соответствует прошедшему через образец акустическому импульсу вдали от резонанса. При $\mathcal{P}_a < 5$ мВт в магнитном поле $H_0 = 6100$ Гс ($H_{0,рез} = 5900$ Гс) наблюдалось поглощение ультразвука (α_n), обусловленное акустическому ЯМР Mn^{55} (осциллограмма 2).

В интервале $5 \text{ мВт} < \mathcal{P}_a < 40 \text{ мВт}$ регистрировался сильно расплывшейся формы и малой амплитуды сигнал. При этом имело место четырехкратное уменьшение скорости распространения импульса по сравнению со скоростью звука (осциллограммы 3, 4, 5). При $\mathcal{P}_a = \mathcal{P}_{пор} = 40$ мВт было обнаружено сжатие и резкое уменьшение в затухании ультразвукового импульса (осциллограмма 6), что можно трактовать как возникновение стационарной уединенной волны (солитона). Начиная с $\mathcal{P}_a \approx 0,2$ Вт появлялся второй солитон, а первый при этом сжимался в два раза. Третий солитон возникал при $\mathcal{P}_a \approx 1$ Вт. Отношение пороговых мощностей ультразвука, приводящее к образованию соответственно одного, двух и трех солитонов, равно 1 : 5 : 25. Режим образования солитонов наблюдался только на правом крыле кривой

резонансного поглощения ультразвука. Для $H_0 < H_{0\text{рез}}$ образование солитонов экспериментально не было зафиксировано.

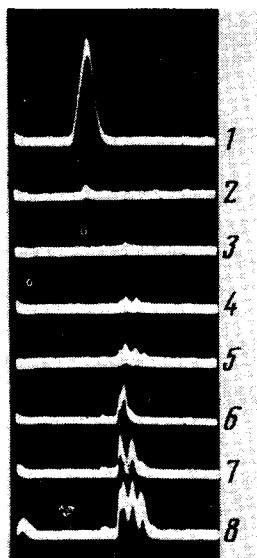


Рис. 2. Зависимость прохождения импульсов через образец от их мощности

Для объяснения данного эффекта рассмотрим связанную электронно-ядерную магнитную спинсистему с учетом магнитоупругого взаимодействия, которая определяется, как известно, двумя типами нормальных мод [1]. Ограничиваясь рассмотрением только "поперечной" моды, частота которой зависит от H_0 , и только окрестности частоты ЯМР ($\omega \sim \omega_{\text{Я}} \ll \omega_{\text{ДФМР}}$), соответствующий закон дисперсии можно представить в виде

$$(\Omega^2 - \kappa^2)(\Omega^2 - 1) - \delta^2 \kappa^2 = 0, \quad (1)$$

где $\Omega = \frac{\omega}{\omega_{\text{Я}}}$, $\kappa = \frac{v_e K}{\omega_{\text{Я}}}$, $\delta = \frac{C_0}{v_e} \Gamma(Sr)^{1/2}$ — расталкивание ветвей при

$$\kappa = 1, \quad \omega_{\text{Я}} = \omega_N \left(1 + \frac{H_{Ne}}{H_B}\right)^{-1/2}, \quad C_0 = \left(\frac{2b_1}{\rho}\right)^{1/2}, \quad S, r = \frac{H_{Ne}, H_{me}}{H_B + N_{Ne}}, \quad H_B = \frac{H_0^2}{2H_E} - \frac{3}{2} H_A \sin^2 \Phi \cos 4\psi, \quad \Gamma = \sin 2\psi \sin \Phi.$$

$\Phi = \arcsin\left(\frac{4}{7 + \cos 4\psi}\right)^{1/2}$, ω_N — "несмещенная" частота ЯМР, $H_{Ne} = A m_0(T)$, $H_{me} = b_1/M_0$ — эффективные поля соответственно сверхтонкого и магнитоупругого взаимодействий, ψ — угол между направлениями H_0 и $[100]$, v_e — скорость продольного звука.

При H_0 выше поля опрокидывания подрешеток в предположении слабой нелинейности ядерной подсистемы для огибающей комплексной амплитуды упругой деформации известным методом [2] получаем не-

линейное параболическое уравнение:

$$i U_z + P(\kappa) U_{tt} + q(\kappa) |U|^2 U = 0, \quad (2)$$

$$\text{где } P(\kappa) = \frac{1}{2v_e \omega_{\text{Я}}} \left(\frac{d\Omega}{d\kappa} \right)^{-3} \frac{d^2 \Omega}{d\kappa^2}; \quad q(\kappa) = - \frac{2\omega_{\text{Я}}^3 S (\delta \Gamma r)^2}{v_e^2 (\Omega^2 - 1)^4} \kappa^4 \quad (3)$$

$v_q = v_e \frac{d\Omega}{d\kappa}$ — групповая скорость.

Солитонные решения уравнения (2) существуют, если $Pq > 0$. Как следует из (3), это неравенство имеет место только для нижней ветви спектра ($\Omega(\kappa) < 1$), что и объясняет экспериментально наблюдавшееся "просветление" среды только на правом крыле кривой поглощения. В случае прямоугольного входного импульса длительности $\tau_{\text{И}}$ выражение для потока акустической мощности, необходимой для образования солитонов, имеет вид [2].

$$\mathcal{P}_m(\kappa) = \frac{\pi^2 \omega_{\text{Я}}^2 \Omega^2}{\tau_{\text{И}}^2} \left(m - \frac{1}{2} \right)^2 v_q \frac{P}{q}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Т. е. мощности, необходимые для образования одного, двух, и т. д. солитонов относятся как квадраты нечетных чисел. Это качественно согласуется с измерениями относительных порогов возникновения двух и трех солитонов. Расхождение с экспериментальными данными объяснено, по-видимому, большим затуханию ультразвука в ядерной подсистеме. Абсолютное значение $\mathcal{P}_1(\kappa)$ также находится в разумном соответствии с экспериментальными значениями. Действительно, полагая

$$H_0 = 6 \cdot 10^3 \text{ Э}, \quad H_A = 2,9 \text{ Э}, \quad H_{Ne} = 2,26 \text{ Э}, \quad H_E = 8,68 \cdot 10^5 \text{ Э},$$

$$M_0 = 300 \text{ Гс}, \quad b_1 = 10^6 \text{ эрг/см}^3, \quad v_e = 5,35 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \quad \rho = 4,3 \text{ г/см}^3, \quad (5)$$

$$T_2 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}, \quad \frac{\omega_N}{2\pi} = 687 \text{ МГц}, \quad \tau_{\text{И}} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ сек}, \quad \psi = 45^\circ,$$

получаем $\mathcal{P}_1(\kappa = 1) = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$.

Такого же порядка получают пороги и при других ориентациях H_0 . В частности, в плоскости (111).

В наших экспериментах оптимальные условия возникновения солитонов, несмотря на существенное затухание, соответствовали значительной задержке прошедшего сигнала: $v_q \approx 0,25 v_e$. Такое замедление при численных значениях (5) должно иметь место при $\kappa = 1,002$. Воспользовавшись соотношением $\mathcal{P}_m(\kappa) = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{\kappa - 1} \right)^3 \mathcal{P}_m(1)$, которое справедливо в области $\frac{1}{2} \delta \ll \kappa - 1 \ll 1$, имеем: $\mathcal{P}_1(1,002) = 9,5 \mathcal{P}_1(1)$. Дальнейшее уменьшение v_q , хотя и связано с понижением $\mathcal{P}(\kappa)$, ограничено влиянием неучитываемого в теории затухания.

Максимальный эффект наблюдался при длине образца 4,7 мм. Это, по-видимому, можно объяснить тем обстоятельством, что на малой длине солитоны не успевают образоваться, а на большой длине из-за затухания не успевают дойти до выхода в виде солитонов. Явление образования солитонов наблюдалось нами только при импульсах $\tau_{\text{и}} = 0,3 - 0,4$ мксек, т. е. с длительностями короче необратимых времен спиновой релаксации ($T_2 = 0,48$ мксек).

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Институт физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 августа 1980 г.

Литература

- [1] J. V. Merzly, D. I. Bolef. Phys. Rev., B4, 1572, 1971.
[2] В. П. Лукомский. УФЖ, 24, 975, 1979.
-