

## НАБЛЮДЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО СОЛИТОНА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{KMnF}_3$

*Х.Г.Богданова, Р.А.Багаутдинов, В.А.Голенищев-Кутузов,  
В.П.Лукомский*

Представлены результаты наблюдения эффекта аномального распространения акустического импульса в области частот между резонансами ядерной магнитной подсистемы в  $\text{KMnF}_3$ . Показано, что нелинейный режим распространения на частоте, соответствующей точке перегиба магнитоакустической ветви спектра, описывается модифицированным уравнением Кортевега – де Вриза (КДВ).

Измерения проводились на монокристаллическом образце  $\text{KMnF}_3$  длиной  $l = 4,7$  мм при  $T = 4,2$  К по методике, описанной в <sup>1</sup>. Импульсы прямоугольной формы с несущей час-

тотой  $f_N = 650$  МГц,  $\tau_u = 0,3$  мкс,  $P_a \leq 40$  мВт распространялись вдоль оси [001] при магнитном поле  $H_0$  в плоскости (010), составлявшим угол  $\phi$  с осью [001]. Частоты ЯМР ядер  $^{55}\text{Mn}$  в модели двухподрешеточного антиферромагнетика со скошенными подрешетками <sup>2</sup> в спин-флоп фазе могут быть представлены в виде

$$\omega_{1,2} = \omega_N \left( 1 - \frac{2 \omega_E \omega_{Ne}}{\Omega_{1,2}^2(H_0, \phi)} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\omega_N = 2\pi \cdot 687$  МГц — „несмещенная“ частота ЯМР,  $\omega_E, \omega_{Ne}$  — частоты обменного и сверхтонкого взаимодействий,  $\Omega_{1,2}(H_0, \phi)$  — соответствующие частоты АФМР, выражения для которых при различных ориентациях  $H_0$  приведены в <sup>2</sup>. Обе частоты (1) зависят от  $H_0$  и  $\phi$ , а кроме того  $\omega_{1,2} \rightarrow \omega_N$  при  $H_0 \rightarrow \infty$ .

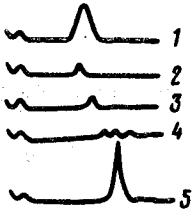


Рис. 1

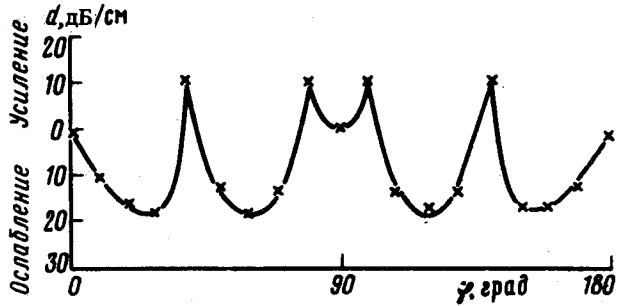


Рис. 2

В поле  $H_0^x$ , находящемся в интервале между полями  $H_{01,2}$  и соответствующим резонансам ЯМР ( $\omega_{1,2}$ ), при определенных углах  $\phi$  было обнаружено аномальное распространение акустического импульса. При  $P_a \leq 40$  мВт и  $H_0 < H_0^x$  наблюдалось сильное искажение заднего фронта прошедшего через образец импульса (осц. 2, рис. 1), а при  $H_0 > H_0^x$  искажение переднего фронта (осц. 3), что очевидно связано с обрезанием его спектра по нижним или верхним частотам. При  $H_0 = H_0^x$  наблюдалась интенсивная, почти периодическая модуляция выходного сигнала, запаздывающего по сравнению с  $t_3 = l/V_l$ ,  $V_l$  — скорость продольной звуковой волны (осц. 4). Для сравнения на осц. 1 приведена форма импульса при  $H_0$ , находящемся вне интервала  $H_{01,2}$ . С повышением мощности  $P_a \geq 40$  мВт этот периодически модулированный импульс снова становится моноимпульсом с амплитудой более чем в два раза превышающей амплитуду при  $H_0 = 0$  и соответственно двукратно сжатый (осц. 5). На рис. 2 показана угловая зависимость амплитуды выходного импульса по отношению к  $H_0 = 0$  (0 дБ). Для  $\phi = 45^\circ$   $H_0^x = 6900$  Гс,  $H_{01}$  и  $H_{02}$  составляли соответственно 5525 и 7500 Гс. Периодичность связана с кубической симметрией кристалла, на периоде имеется два критических угла  $\phi^x = 40$  и  $80^\circ$ .

Вплоть до  $P_a \cong 1$  Вт дробления импульса на отдельные солитоны не наблюдалось.

Теоретическое объяснение этих результатов может быть получено в рамках анализа нелинейной динамики связанной электронно-ядерной и упругой подсистем кристалла с учетом двух частот ЯМР <sup>3</sup>. В нашей геометрии эксперимента закон дисперсии взаимодействующих ядерных и упругих волн в квазистатическом приближении ( $\omega \sim \omega_{1,2} \ll \Omega_{1,2}$ ) можно представить в форме

$$k = \frac{\omega}{v_e} \left( 1 + \frac{\delta_1^2}{\omega^2 - \omega_2^2} + \frac{\delta_2^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\delta_{1,2} = \frac{c_0}{v_e} \omega_N (s_{1,2} \cdot r_{1,2})^{1/2} \Gamma_{1,2}(\phi)$  — параметры, характеризующие расщепление

ветвей спектра,  $K$  — волновой вектор, остальные обозначения те же, что и в <sup>1</sup>. Качественно ход кривых (2) показан на рис.3.

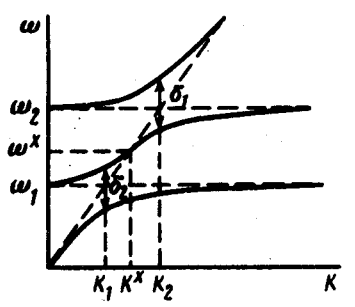


Рис. 3

Нелинейная эволюция огибающей магнитоакустического импульса в приближении слабой нелинейности и дисперсии

$$\left| \frac{m_{\perp}}{m_0} \right| \ll 1; \quad \omega_2 - \omega_1, \quad \delta_{1,2} \gg \tau_u^{-1}$$

в окрестности  $\omega \sim \omega^x$  описывается уравнением <sup>4,5</sup>

$$i \left[ U_x + k' U_t - \frac{k'''}{6} U_{ttt} + q_2 (|U|^2 U)_t \right] - \frac{1}{2} k'' U_{tt} + q_1 |U|^2 U = 0. \quad (3)$$

При  $k'' = k''' = q_2 = 0$  уравнение (3) переходит в известное нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) <sup>3,6</sup>. Выражения для коэффициентов  $q_{1,2}$  могут быть получены с помощью обычной редукционной процедуры, мы их здесь приводим. На частоте  $\omega_H = \omega^x$ , как видно из рис.3,  $k''(\omega^x) = 0, k'''(\omega^x) < 0$ . В рамках линейной теории уравнение (3) представляет собой линейное уравнение КДВ, решение которого есть преобразование Эйри функции входного сигнала <sup>7</sup>. В нашем случае для прямоугольного импульса амплитуды  $U_0$  при  $x=l$  и  $t \sim t_3$  имеем

$$U(t, l) \approx U_0 A_i \left( \frac{t-t_3}{\tau_0} \right), \quad \tau_0 = \left( \frac{l}{2} k''' \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Характер модуляции, описываемый выражением (4), качественно согласуется с экспериментально наблюдаемым на этой частоте (осц. 4). Именно при  $k''' < 0$  осциллирующая часть огибающей (4) оказывается локализованной при  $t > t_3$ .

При  $q_{1,2} \neq 0$  Хирота <sup>8</sup> получил точные многосолитонные решения уравнения (3) для случая  $k'' \neq 0$ . В интересующем нас случае  $k'' = 0$  можно показать, что не зависящее от времени решение (3) вида  $U(x) = U_0 \exp(+iq_1 |U_0|^2 x)$  устойчиво относительно продольных возмущений. В отсутствие модуляционной неустойчивости последнее слагаемое в (3) приводит только к пространственной модуляции импульса. Более существенный нелинейный эффект типа образования ударной волны огибающей связан с членом  $\sim q_2$ . Полагая  $q_1 = 0$  и учитывая, что  $k''(\omega^x) = 0$ , уравнение (3) переходит в модифицированное уравнение КДВ. Это уравнение принадлежит к классу точно интегрируемых, односолитонное решение его описывает форму комплексной огибающей импульса в плоскости  $x=l$  при  $\omega = \omega^x$

$$U(x, t) = U_0 e^{+iq_1 |U_0|^2 x} \operatorname{sech} \frac{t - (k' + \frac{U_0^2}{6} q_2) x}{\tau_s}, \quad (5)$$

$$\tau_s = \left| \frac{k''}{q_2} \right| \frac{1}{U_0} .$$

Характерной особенностью решения (5) по сравнению с аналогичным решением для НУШ является зависимость от амплитуды не только ширины, но и скорости солитона. Кроме того, несмотря на сходство по форме солитонов этих двух уравнений, физический механизм формирования солитона КДВ существенно другой и в чистом виде проявляется только в точке  $\omega = \omega^*$ . С другой стороны, это уравнение имеет также многосолитонные решения, которые на эксперименте не наблюдались. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

#### Литература

1. Богданова Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Монахов А.А., Кузько А.В., Лукомский В.П., Човнюк Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 476.
2. Saiki K., Harai K., Yoshioka H. J. Phys. Soc., 1973, 35, 1016.
3. Лукомский В.П. УФЖ, 1979, 24, 975.
4. Литвак А.Г., Таланов В.И. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 1967, 10, 539.
5. Лукомский В.П. ЖЭТФ, 1983, 84, 513.
6. Buishvili L.L., Volzhan E.B., Giorgadze N.P., Pataraya A.D. Phys. Stat. Sol., 1976, 75, k69.
7. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах, М.: Наука, 1973, гл.1.
8. Hirota R. J. Math. Phys., 1973, 14, 810.