

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ЯДЕРНОЕ СПИНОВОЕ ЭХО

Ю.М.Буньков

Экспериментально получен и исследован сигнал спинового эха на ядрах Mn^{55} в $CsMnF_3$ от радиочастотного импульса на частоте ЯМР и импульса параметрической накачки на удвоенной частоте. Теоретически рассмотрено образование сигнала параметрического эха.

В антиферромагнетиках с анизотропией типа "легкая плоскость" ($MnCO_3$, $CsMnF_3$) при температурах жидкого гелия связь между системой ядер Mn^{55} и электронной спиновой системой становится столь большой, что следует рассматривать смешанные ядерно-электронные колебания, разделяя резонансные ветви по их частотам на квазиядерную и квазиэлектронную. В квазиядерной спиновой системе появляются коллективные эффекты, описываемые Сул – Накамуровским взаимодействием. В работах [2, 3] методом параллельной параметрической накачки на удвоенной частоте удалось возбудить ядерные спиновые волны. Исследование нами действия импульса параметрической накачки на ядерную спиновую систему возбужденную радиочастотным (РЧ) импульсом частоты ЯМР привело к обнаружению нового механизма формирования эха, названного нами "параметрическим".

Исследования проводились на монокристалле $CsMnF_3$ на спектрометре, описанном в работе [1]. Внешнее магнитное поле и радиочастотные поля лежали в базисной плоскости образца под углом ϕ друг к другу. Радиочастотные поля возбуждались витком на конце коаксиальной линии. РЧ сигнал с образца принимался тем же витком. Сигнал параметрического эха наблюдался в диапазоне частот ЯМР $\nu_{ЯМР} = 500 - 630$ Мгц. Исследования проводились при $\nu_{ЯМР} = 500$ Мгц, что

соответствует динамическому сдвигу частоты (ДСЧ) $\nu_p = 166 \text{ МГц}$. В момент времени t_1 на систему подавался короткий РЧ импульс на частоте ЯМР. Через время $t = t_{12}$ подавался РЧ импульс на удвоенной частоте (параметрический импульс). В момент времени $t = 2t_{12}$ возникал сигнал эха на частоте ЯМР (рис. 1, а). Сигнал эха наблюдался только в области однородной прецессии ядерной спиновой системы $|\nu_{\text{ямр}} - \nu_2/2| < \delta\nu_{\text{ямр}}$, где $\delta\nu_{\text{ямр}} \approx 1 \text{ МГц}$ — неоднородная ширина линии ЯМР, ν_1 и ν_2 — частоты 1 и 2 РЧ импульсов.

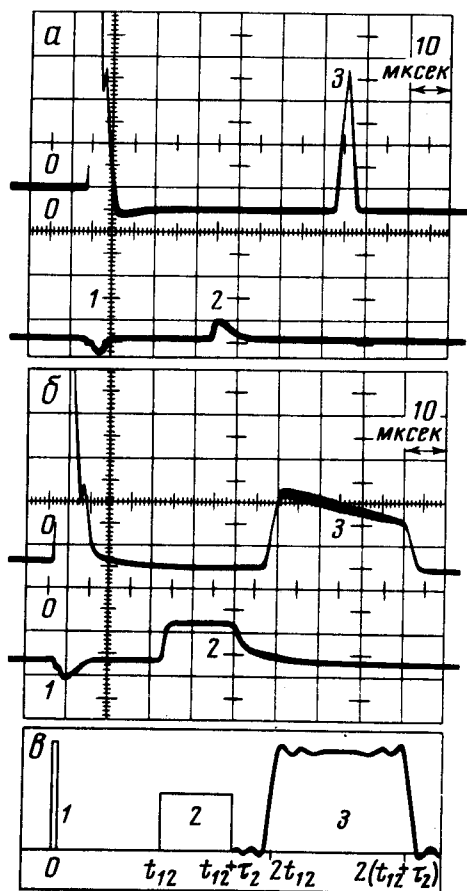


Рис. 1. а, б — Осциллограммы сигнала параметрического эха. На нижнем луче — сигналы с частотомеров, показывающие расположение и длительность РЧ импульсов. в — Форма сигнала параметрического эха согласно формуле (4): 1 — сигнал с частотомера $\nu = 500 \text{ МГц}$, 2 — сигнал с частотомера $\nu = 1 \text{ ГГц}$, 3 — сигнал параметрического эха

Была снята зависимость интенсивности сигнала эха от угла ϕ между РЧ и постоянным магнитными полями (рис. 2). При минимально возможных временах задержки ($\sim 5 \text{ мксек}$) была снята зависимость интенсивности сигнала эха от мощности РЧ импульсов (рис. 3). При этом изменялась мощность одного из импульсов, а мощность другого импульса оставалась постоянной и равной 100 мвт . Интенсивность сигнала эха (в единицах мощности) пропорциональна мощности РЧ импульсов. Отход от линейного закона при больших мощностях первого импульса связан с нелинейностью траекторий движения ядерных спинов в системах с ДСЧ [4]. Для сравнения показана зависимость интенсивности сигнала обычного частотного двухимпульсного эха от мощности двух одинаковых РЧ импульсов при тех же параметрах системы ($I \sim P^3$).

При длительности параметрического импульса $\tau_2 < 1/\delta\nu_{\text{ЯМР}}$ сигнал эха возрастает с увеличением τ_2 . При $\tau_2 > 1/\delta\nu_{\text{ЯМР}}$ интенсивность сигнала эха перестает зависеть от τ_2 . При этом сигнал эха наблюдается в промежутке времени от $2t_{12}$ до $2(t_{12} + \tau_2)$, равном удвоенной длительности параметрического импульса (рис. 1, б). Интенсивность сигнала эха в момент времени $t = 2t_{12} + 2\tau$ при $0 < \tau < \tau_2$ определяется только мощностью РЧ импульса в момент времени $t_{12} + \tau \pm (1/\delta\nu_{\text{ЯМР}})$ и не зависит от того, производилась ли параметрическая накачка в другие времена. При подаче импульса параметрической накачки сложной формы сигнал эха повторяет форму импульса. Интенсивность сигнала эха с ростом $t_{12} + \tau$ спадает аналогично частотному двухимпульсному эху.

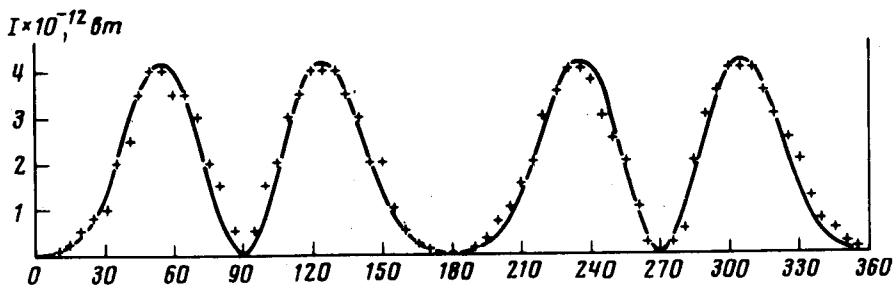


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала эха от угла между РЧ и постоянным магнитными полями. Теоретическая зависимость $I \sim \sin^2 2\phi \sin^2 \phi$

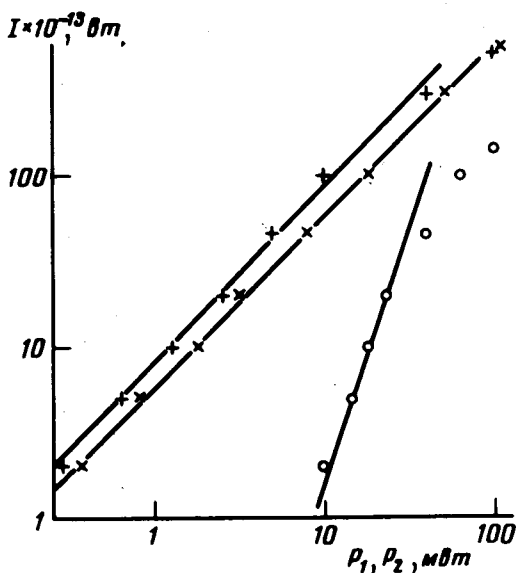


Рис. 3. Зависимость интенсивности сигнала эха от мощности РЧ импульсов $+ - P_2 = 100$ мвт, изменяется P_1 ; $\times - P_1 = 100$ мвт, изменяется P_2 ; o — частотный механизм формирования эха $\nu_1 = \nu_2$, $P_1 = P_2$. Прямые линии соответствуют теоретическим зависимостям при малых P_1 и P_2

В работе [5] показано, что в антиферромагнетиках с анизотропией типа "легкая плоскость" существует нелинейная связь между высокочастотной и низкочастотной модами колебаний АФМР. В результате суммарный электронный магнитный момент, прецессируя вокруг внешнего магнитного поля с частотой ν , совершает колебания вдоль поля с

частотой 2ν . Благодаря этому в данных системах оказалось возможным возбуждать параметрически как спиновые волны, так и однородную прецессию. Из-за связи электронной и ядерной спиновых систем удалось параметрически возбуждать и квазиядерную спиновую систему.

Эксперименты, проведенные Прозоровой и Смирновым [6] показали, что при изменении фазы РЧ параметрической накачки электронные спиновые волны могут как излучать так и поглощать РЧ энергию в зависимости от соотношения фаз РЧ накачки и суммы временных фаз пары возбужденных параметрически спиновых волн. Можно ожидать, что и в квазиядерной спиновой системе это свойство сохраняется, так как все коллективные свойства в квазиядерной системе обусловлены сильной связью с электронной спиновой системой.

Пусть в начальный момент времени коротким РЧ импульсом резонансной частоты возбуждена однородная прецессия ядерной спиновой системы¹⁾. Пусть перпендикулярная намагниченность спина i $m_{xi} = m_0 a \sin \omega_i t$, где a — угол отклонения спинов от оси равновесия, ω_i — частота колебания спина i . В момент $t = t_{12}$ подается короткий параметрический импульс параллельной накачки. Согласно решению уравнения Матве, описывающему параметрические процессы, амплитуда i -го колебания изменяется на величину $a\gamma\eta h\tau \sin(2\phi_i - \phi_0)$, где $(2\phi_i - \phi_0)$ разность фаз между РЧ полем параметрического импульса и удвоенной фазой однородной прецессии, h — напряженность РЧ поля параллельной накачки, τ — длительность РЧ импульса, η — коэффициент, который будет найден в дальнейшем. (Предполагается, что $\tau \ll 1/\delta\nu_{\text{ямр}}$, $a \gg \gamma\eta h\tau$). В результате после параметрического импульса

$$m_{xi} = m_0 (a + a\gamma\eta h\tau \sin(2\omega_i t_{12} - \phi_0)) \sin \omega_i t = m_0 a \sin(\omega_i t) - \frac{m_0 a \gamma\eta h\tau}{2} \cos(\omega_i (2t_{12} + t) - \phi_0) + \frac{m_0 a \gamma\eta h\tau}{2} \cos(\omega_i (2t_{12} - t) - \phi_0). \quad (1)$$

В момент времени $t = 2t_{12}$ фазы всех колебаний, входящих в третий член формулы (1) окажутся одинаковыми. Поэтому возникнет макроскопическая перпендикулярная намагниченность $M_x = \sum_i m_{xi}$, которая будет прецессировать с частотой $\nu_{\text{ямр}}$ и наведет в приемной системе сигнал эха длительностью $\approx 1/\delta\nu_{\text{ямр}}$. Если в формулу (1) ввести частоту релаксации $\tilde{\eta}$ и рассмотреть режим параметрического возбуждения тепловых спиновых волн, то окажется, что пороговое поле возбуждения будет иметь величину $h_c = 2\tilde{\eta}/\gamma\eta$. В работе [2] получена теоретически и подтверждена экспериментально формула для величины порогового поля параллельной накачки $h_c = 2(\tilde{\eta}/\gamma)(H_0/H_{\text{СТ}})(\nu_{\text{ямр}}/\nu_p)$ (при $k = 0$, $H_D = 0$). Здесь $H_{\text{СТ}}$ — сверхтонкое поле на ядре. Отсюда $\eta = (H_{\text{СТ}}/H_0)(\nu_p/\nu_{\text{ямр}}) = \eta_{\parallel}$ коэффициент усиления для $h \parallel H$, равный в нашем случае 80. Коэффициент усиления для $h \perp H$ $\eta_{\perp} = H_{\text{СТ}}/H_0 = 300$.

¹⁾ Ядерная спиновая система рассматривается неоднородно уширенной, т.е. состоящей из набора не взаимодействующих осцилляторов с разбросом частоты $|\nu_i - \nu_0| \ll \delta\nu$.

Рассмотрим действие данного параметрического импульса ($\tau_2 > 1/\delta\nu_{\text{ЯМР}}$) За время действия импульса разность удвоенной фазы i -го колебания и РЧ поля меняется со временем. Поэтому

$$m_{xi} = m_0 (a + a\gamma\eta_{\parallel} h \int_0^{\tau_2} \sin(2\omega_i(t_{12} + \tau) - \omega_2\tau) d\tau) \sin\omega_i t. \quad (2)$$

Оставляя только члены, которые сфазированы, имеем

$$m_{xi} = m_0 a \gamma \eta_{\parallel} h \frac{\sin(\omega_i(t_1 - 2t_{12})) - \sin(\omega_i(t - 2t_{12} - 2\tau_2) + \omega_2\tau_2)}{2\omega_i - \omega_2}. \quad (3)$$

Принимая для простоты прямоугольную форму неоднородного уширения и $\nu_2 = 2 < \nu_{\text{ЯМР}} > = 2\nu_0$ имеем

$$M_x = \int_{\nu_0 - \frac{\delta\nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\delta\nu}{2}} m_{xi} d\nu_i = \frac{m_0 a \gamma \eta_{\parallel} h}{2\delta\nu} \left[\text{si}\left(\frac{\delta\nu}{2}(2t_{12} - t)\right) - \text{si}\left(\frac{\delta\nu}{2}(2t_{12} + 2\tau_2 - t)\right) \right] \times \cos(\omega_0 t + \phi). \quad (4)$$

Огибающая сигнала эха, рассчитанная по формуле (4) показана на рис. 1, а. Сигнал эха должен наблюдаться от момента времени $t = 2t_{12}$ до $t = 2(t_{12} + \tau)$, что хорошо согласуется с экспериментом. Изменение интенсивности сигнала эха, видимое на осциллограмме (рис. 1, б), связано с процессом релаксации.

Рассчитанная амплитуда сигнала параметрического эха выражается

$$\text{формулой } M_x = \frac{\gamma^2 \eta_{\perp} \eta_{\parallel} h_{\perp} h_{\parallel} \tau_1}{2\delta\nu} M_0 \text{ при малых } h_{\perp}, \tau_1 \text{ и } \tau_2 > 1/\delta\nu. \text{ В}$$

нашем эксперименте $h_{\perp} = h \sin \phi$, $h_{\parallel} = h \cos \phi$. Кроме того, чувствительность приемного кольца $\sim \sin \phi$, так как $M_x \perp H$. Отсюда интенсивность сигнала эха (в единицах мощности) $I \sim \sin^2 2\phi \sin^2 \phi$. Все экспериментальные данные хорошо согласуются с разработанной моделью образования сигнала параметрического эха.

Эксперимент с аналогичной последовательностью импульсов, действующих на электронную спиновую систему в феррите был описан в работе [7]. Однако ввиду того, что мощность второго импульса в [7] была на несколько порядков величины больше мощности первого импульса, механизм формирования эха, предложенный нами, не мог проявиться в этих экспериментах.

Автор выражает глубокую благодарность А.С.Боровику-Романову за руководство и постоянный интерес к работе, Л.А. Прозоровой, М.П.Петрову, А.И.Смирнову и В.П.Чекмареву за плодотворные обсуждения.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 января 1976 г.

Литература

- [1] Ю.М.Буньков, Б.С.Думеш. ЖЭТФ, 68, 1161, 1975.
 - [2] А.Ю.Якубовский. ЖЭТФ, 67, 1539, 1974.
 - [3] В.Т.Adams, L.W.Hinderks, P.M.Richards., J. Appl. Phys., 41, 931, 1970.
 - [4] М.И.Куркин, В.В.Николаев. ФММ, 38, 957, 1974.
 - [5] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 58, 2079, 1970.
 - [6] Л.А.Прозорова, А.И.Смирнов. ЖЭТФ, 67, 1952, 1974.
 - [7] В.В.Данилов, В.И.Сугаков, А.В.Тычинский. Письма в ЖЭТФ, 15, 520, 1972; Изв. высш. уч. зав., "Физика", №3, 37, 1973.
-