

## АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА

*В. А. Фроленищев-Кутузев, Н. К. Соловаров, В. Ф. Тарасов*

Сообщается о первом наблюдении ядерного спинового эха, возбуждаемого комбинацией электромагнитного и акустического импульсов. Установлено, что сигнал эхо не зависит от фазы второго импульса.

Теоретическое рассмотрение возбуждения спиновых индукций и эха резонансными акустическими импульсами началось с работ Колосковой, Кесселя и Копвиллема [1]. Экспериментальное наблюдение этих эффектов могло бы дать дополнительную, по сравнению с электромагнитным возбуждением, информацию о динамике переходных процессов в спин-системах. Это особенно важно для проводящих сред и сверхпроводников. Однако акустическое возбуждение эха вследствие больших экспериментальных трудностей осуществлено к настоящему времени только на электронных спинах  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{3+}$ ,  $Mn^{2+}$  и  $Ni^{2+}$  в  $MgO$  [2].

В данной работе излагаются результаты первого наблюдения ядерного спинового эха, возбуждаемого комбинацией электромагнитного

(М) и акустического (А) импульсов. Для наблюдения эха необходимо выполнить следующие условия: 1) длительности возбуждающих импульсов  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  и расстояние между импульсами  $\tau$  должны быть короче времен продольной  $T_1$  и поперечной  $T_2$  релаксаций; 2) акустический импульс должен повернуть магнитный момент на угол порядка  $\pi/2$ . Эксперименты выполнены на спин-системе  $J^{127}$  ( $I = 5/2$ ) в монокристалле  $CsJ$ , обладающей рекордной константой спин-фононной связи ( $\sim 5 \times 10^{15}$  ед. CGSE). Образец цилиндрической формы  $\phi 8$  мм и  $l = 20$  мм помещался в постоянное магнитное поле  $H_0$ , перпендикулярное оси цилиндра ( $I \parallel [110]$ ). Для возбуждения любой последовательности импульсов использовались два передатчика, мощностью по 50 вт на частоте 10 МГц (переход  $\Delta m = \pm 1$ ) для М и 20 МГц (переход  $\Delta m = \pm 2$ ) для А импульсов. Импульсы продольных акустических волн распространялись вдоль оси цилиндра. Для предотвращения образования стоячих волн один то-

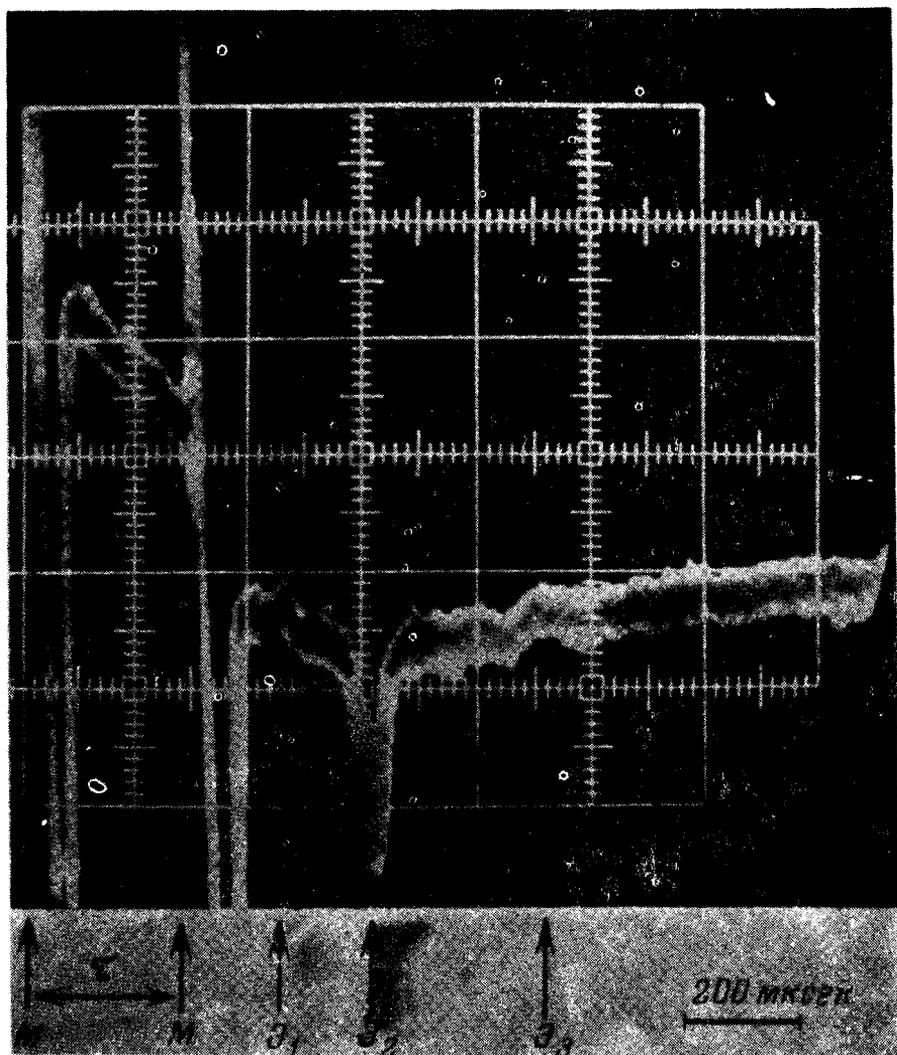


Рис. 1. Сигналы эха в мм-последовательности: М — электромагнитный зондирующий импульс,  $E_1, E_2, E_3$  — сигналы эха в моменты  $3/2\tau, 2\tau$  и  $3\tau$  соответственно,  $\tau$  — расстояние между возбуждающими импульсами

ред образца был скошен и имел шероховатую структуру. В отличие от экспериментов [2], где наблюдались электромагнитные и акустические эхо-сигналы, мы регистрировали только электромагнитные сигналы индукции и эха. Это связано с малостью константы спин-фононного взаимодействия для ядерных спинов по сравнению с электронными.

Спин-система возбуждалась последовательностями двух импульсов. 1) ММ-последовательность. Наблюдались три разрешенных квадрупольных эха в момент времени  $3/2\tau$ ,  $2\tau$  и  $3\tau$  (рис. 1), шириной 40 мксек и дипольное эхо ( $2\tau$ ), шириной 500 мксек, что соответствует теоретическим представлениям). 2) АА-последовательность. Никаких сигналов зарегистрировано не было. 3) МА-последовательность. Наблюдался сигнал эха в момент времени  $2\tau$  (рис. 2) с шириной, приблизительно соответствующей ширине квадрупольного эха в первом случае. Максимальный сигнал эха наблюдался при  $\Delta t_2 \sim 20$  мксек и амплитуде деформации  $\epsilon \sim 4 \cdot 10^{-4}$ . Однако в ММ-последовательности при изменении фазы второго импульса на  $\phi$  относительно фазы первого, фаза эха ( $2\tau$ ) меняется на  $2\phi$ , тогда как в МА-последовательности фаза эха совпадает

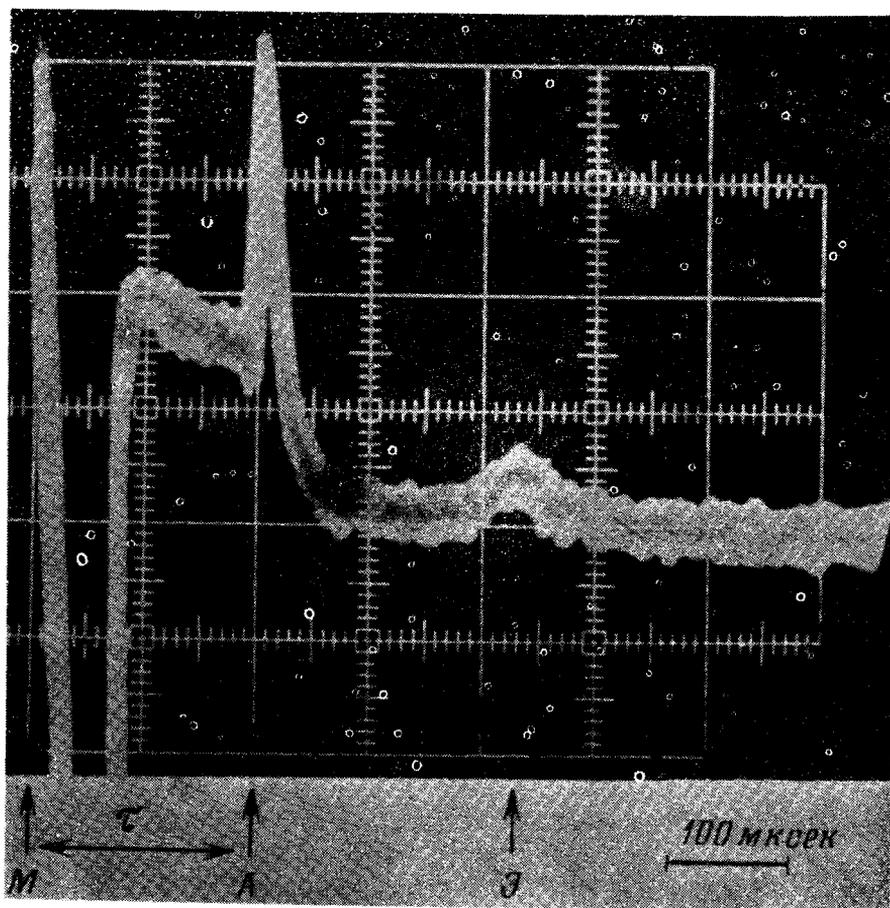


Рис. 2. Сигнал эха в МА-последовательности: М — электромагнитный возбуждающий импульс, А — акустический возбуждающий импульс, Э — сигнал эха,  $\tau$  — расстояние между возбуждающими импульсами

с фазой сигнала свободной индукции после первого импульса и не зависит от фазы второго импульса. Для ММ-последовательности время  $T_2$  для квадрупольного эха ( $2\tau$ ) составляет 3 мсек, а для МА-последовательности  $T_2 \sim 200$  мксек. 4) АМ-последовательность. Сигналов эха не наблюдается. Амплитуда сигнала свободной индукции после второго М-импульса зависит от первого А-импульса (рис. 3).

Наиболее неожиданными являются следующие экспериментальные факты, не соответствующие бытующим теоретическим представлениям: 1) аномально большая величина отношения интенсивностей ( $I$ ) сигналов эха в МА- и ММ-последовательностях  $I_{МА} / I_{ММ} \sim 1$  (в пересчете для  $\tau \rightarrow 0$ ). Теория предсказывала  $I_{МА} / I_{ММ} \sim \lambda / 2l$ , [3] равную для наших условий приблизительно  $10^{-2}$  ( $\lambda$  — длина акустической волны). 2) Независимость интенсивности и фазы сигнала спигового эха, возбуждаемого МА-последовательностью от фазы второго импульса. Во всех предыдущих экспериментах по возбуждению спигового эха ММ-последовательностями, такая зависимость имела место, объяснялась теоретически и привела к необходимости создания когерентных спин-эхо релаксометров.

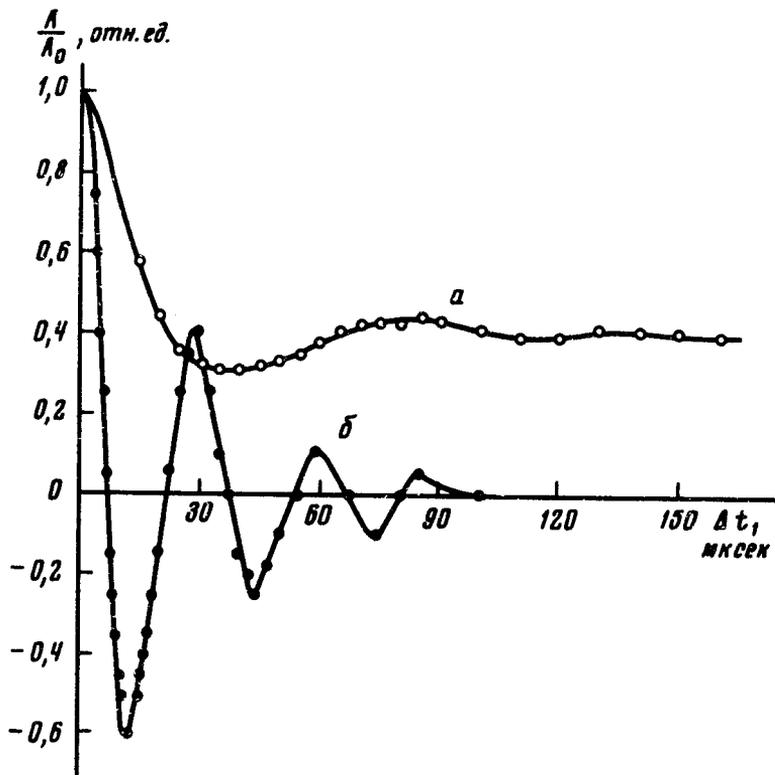


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала свободной индукции после второго импульса от длительности первого импульса: а — АМ-последовательность; б — ММ-последовательность

Предлагаемое нами теоретическое объяснение вышеуказанных эффектов основывается на стандартной теории эха в системах с дискретным спектром без привлечения каких-либо дополнительных предположений [4].

Матрица плотности  $j$ -го спина после действия МА-последовательности импульсов в представлении взаимодействия определится выражением

$$\hat{\rho}^j(t) = (\hat{L}^j)^{-1} \hat{\rho}^j(0) \hat{L}^j$$

$$\hat{L}^j = \exp\{i\hbar^{-1}\Delta t_1 \hat{\mathcal{H}}_M^j\} \exp\{i\hbar^{-1}\tau \hat{\mathcal{H}}_{o_1}^j\} \exp\{i\hbar^{-1}\Delta t_2 \hat{\mathcal{H}}_A^j\} \exp\{i\hbar^{-1}(t-\tau)\hat{\mathcal{H}}_{o_1}^j\},$$

$$\hat{\mathcal{H}}_M^j = a(\hat{I}_+^j + \hat{I}_-^j), \quad \hat{\mathcal{H}}_A^j = b[(\hat{I}_+^j)^2 \exp\{i(kr_j + \phi)\} + (\hat{I}_-^j)^2 \exp\{-i(kr_j + \phi)\}],$$

$$\hat{\mathcal{H}}_{o_1}^j = \hbar\Delta\omega^j \hat{I}_z^j + \hbar\Delta\phi^j[(\hat{I}_z^j)^2 - 1/3(I+1)],$$

$$\rho(0) = \exp\{-\hat{\mathcal{H}}_0^j/kT\} / \text{Sp} \exp\{-\hat{\mathcal{H}}_0^j/kT\}, \quad \hat{\mathcal{H}}_0^j = -\gamma\hbar H_0 \hat{I}_z^j,$$

где  $a, b$  – константы взаимодействия,  $\phi$  – начальная фаза второго импульса,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура в °K,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор акустической волны,  $\mathbf{r}_j$  – радиус-вектор  $j$ -го спина,  $\Delta\omega^j$  и  $\Delta\phi^j$  характеризуют соответственно дипольное и квадрупольное неоднородное уширение уровней. Наблюдаемой величиной является поперечная компонента намагниченности  $M_x$ , пропорциональная  $\langle \hat{I}_x^j(t) \rangle = \sum_j \langle \hat{I}_x^j(t) \rangle = \sum_j \text{Sp} 1/2 \rho^j(t) (I_+ e^{i\omega t} + I_- e^{-i\omega t})$  (запись в представлении взаимодействия). Следовательно нас интересуют только  $\rho_{i, i+1}(t)$  элементы матрицы плотности. Структура матриц  $A^\pm = \exp\{\pm i\hbar^{-1}\Delta t_2 \hat{\mathcal{H}}_A^j\}$  такова, что матричные элементы  $\rho_{i, i+1}(t)$  после действия второго акустического импульса включает члены, не содержащие зависимости от фазы второго импульса ( $\exp\{\pm i(kr_j + \phi)\}$ ). Именно отсутствие этой зависимости объясняет обе отмеченные выше особенности. Существенно, что такие члены приводят к возникновению сигнала эхо в момент  $2\tau$  только при квадрупольном механизме неоднородного уширения.

Различие  $T_2$  в ММ- и МА-последовательностях, по-видимому, связано с существованием разных времен релаксаций для каждого перехода.

Авторы благодарны А.Р.Кесселю за полезные обсуждения.

Казанский

физико-технический институт  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 июня 1975 г.

### Литература

- [1] А.Р.Кессель. ФТТ, 2, 1943, 1960; Н.Г.Колоскова, У.Х.Копвиллем. ФММ, 10, 818, 1960.
- [2] N.S.Shiren, T.G.Kazyaka. Phys. Rev. Lett., 28, 1304, 1972; D.R.Taylor, I.G.Bartlet. Phys. Rev. Lett., 30, 96, 1973.
- [3] А.Р.Кессель. Ядерный акустический резонанс, М., изд. Наука, 1969.
- [4] Н.К.Соловаров. ВИНТИ № 1131-69 Дел., В.Р.Нагибаров, Н.К.Соловаров. Оптика и спектроскопия, 28, 993, 1970.