

УДК 539.143.43

ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОЕ ИНВЕРСНОЕ ЭХО

О. В. Новоселов, В. И. Цифринович

Теоретически рассмотрены свойства инверсного эха в условиях сильного динамического сдвига частоты (ДСЧ). Получено, что время появления сигналов инверсного эха зависит от скорости перемагничивания Ω . Зависимость амплитуды эха от Ω качественно отличается от аналогичной зависимости при отсутствии ДСЧ.

Одной из характерных особенностей ЯМР в магнитоупорядоченных веществах является ДСЧ ЯМР при достаточно низких температурах [1]. Отличительной чертой экспериментов в условиях сильного ДСЧ является то, что ядерная намагниченность μ отклоняется только на малые углы от равновесного положения. Это связано с тем, что при приложении резонансного высокочастотного (ВЧ) поля меняется резонансная частота, что приводит к нарушению условия резонанса. В [2] рассмотрена возможность увеличения угла отклонения μ с помощью частотной модуляции приложенного ВЧ поля. В [3] исследована другая возможность увеличения угла отклонения, связанная с тем, что при выполнении определенных условий движение μ может носить стохастический характер. Использование перемагничивающих импульсов также позволяет увеличить угол отклонения μ и соответственно амплитуду поперечной ядерной намагниченности. В самом деле, перемагничивание образца сопровождается разворотом сверхтонкого поля. Если угловая скорость разворота сверхтонкого поля существенно превосходит частоту ЯМР ω , то ядерная намагниченность остается в инвертированном состоянии по отношению к направлению сверхтонкого поля [4]. При $\Omega \ll \omega$ ядерная намагниченность, как известно, адиабатически следует за сверхтонким полем. Наконец, при промежуточных значениях $\Omega \sim \omega$ изменяя величину Ω можно получить любой угол отклонения μ от равновесного состояния. Известно, что в условиях сильного ДСЧ хановский механизм формирования спинового эха малоэффективен. Однако в таких системах становится эффективным другой механизм — частотно-модулированный [5-7]. При отсутствии сильного ДСЧ импульсы скоростного перемагничивания были использованы для возбуждения инверсного эха, которое формируется за счет изменения направления прецессии ядерных спинов при изменении направления сверхтонкого поля на ядрах [8, 9]. Поэтому цель нашей работы — исследование свойств инверсного эха в условиях сильного ДСЧ.

Частоту ЯМР запишем в виде [7]

$$\omega' = \omega - \omega_p m. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем будем использовать следующие обозначения: $m = \mu_x / \mu$, $s = (\mu_x + i\mu_y) / \mu$, ω_p — параметр ДСЧ, ω — несмещенная частота ЯМР.

Известно, что в условиях сильного ДСЧ присутствует эффект подавления микронеоднородного уширения линии ЯМР [10, 11]. В этих условиях распад поперечной компоненты μ , как правило, определяется макроскопическим неоднородным уширением с характерным размером неоднородности $r_0 > r_{SN}$ (r_{SN} — радиус сул-накамуровского взаимодействия). В боль-

шинстве случаев, по-видимому, это уширение обусловлено разбросом параметра ДСЧ ω_p [5, 10]. (Согласно существующим представлениям неоднородность величины ω_p обусловлена неоднородностью электронной магнитной восприимчивости связанной с разбросом эффективного поля анизотропии в образце [1, 12]).

Пусть в начальный момент времени $m_0 = 1$ и $s_0 = 0$. Во время действия импульсов разбросом ДСЧ пренебрегаем. Тогда через время τ после выключения ВЧ импульса получим

$$\left. \begin{aligned} s_1 &= \alpha e^{-i\omega'\tau}, & m_1 &= 1, \\ \omega' &= \omega - \omega_p. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь мы ограничились первым порядком по α (α — угол отклонения μ от оси Z под действием ВЧ импульса). Теперь рассмотрим ситуацию, когда второй импульс перемагничивающий. Предположим, что под действием этого импульса поле на ядре равномерно поворачивается на угол π . После действия перемагничивающего импульса получим выражения

$$\left. \begin{aligned} s_2 &= (\alpha A e^{-i\omega'\tau} + \alpha \tilde{B} e^{i\omega'\tau} + \tilde{C}) e^{-i\omega''t}, \\ m_2 &= R + (\alpha \tilde{G} e^{-i\omega'\tau} + \text{к. с.}), \\ \omega'' &= -\omega - \omega_p [R + 2\alpha G \cos(\omega'\tau + \varphi)], & \varphi &= \text{Arg } \tilde{G}, & G &= |\tilde{G}|, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где t отсчитывается от конца второго импульса. Коэффициенты A , \tilde{B} , \tilde{C} , \tilde{G} и R являются функциями параметра $l = \omega/\Omega$. Выражения для коэффициентов приведены в [9].

Используя математическое соотношение

$$e^{iq \cos x} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (i)^m J_m(q) e^{imx}, \quad (4)$$

выражение (3) можно записать в виде ряда функций Бесселя

$$\begin{aligned} s_2 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n [i\alpha A J_{n+1}(q) e^{i\varphi} - i\alpha \tilde{B} J_{n-1}(q) e^{-i\varphi} + \tilde{C} J_n(q)] \times \\ &\quad \times \exp [i\omega(t + n\tau) + i\omega_p(Rt - n\tau) + in\varphi], \end{aligned} \quad (5)$$

где $q = 2\alpha G \omega_p t$. Это выражение описывает сигналы эха в моменты времени $t_E = n\tau/|R|$. Сохраняя члены, линейные по α , получаем

$$\begin{aligned} s_2 &= \alpha (A - i\tilde{C}\tilde{G}^* \omega_p t) \exp [i\omega(t - \tau) + i\omega_p(Rt + \tau)] + \\ &+ \alpha (A - i\tilde{C}\tilde{G} \omega_p t) \exp [i\omega(t + \tau) + i\omega_p(Rt - \tau)] + i\tilde{C} \exp (i\omega t + i\omega_p R t). \end{aligned} \quad (6)$$

Обсудим это выражение более подробно. Первое слагаемое описывает эхо при $t_E = -\tau/R$, если $R < 0$, второе слагаемое, наоборот, при $R > 0$. Рассмотрим вначале ситуацию, которая имела бы место при отсутствии частотной модуляции ($G=0$ в выражении для ω'' в (3)). Известно, что при отсутствии ДСЧ инверсное эхо увеличивается при $l \rightarrow 0$ и достигает максимального значения при «мгновенном» перемагничивании образца. Формирование инверсного эха в этом случае связано с той составляющей поперечной ядерной намагниченности $\sim A$, которая не изменяет фазу при перемагничивании, так как после перемагничивания знак ω меняется на противоположный. Напомним, что неоднородный набег фазы здесь связан с неоднородностью ДСЧ $\omega_p m = \omega_p R$. Величина R с ростом l монотонно уменьшается от 1 до -1 , при $l = l_0 \approx 0.8$ имеем $R=0$ [9]. Поэтому, хотя при перемагничивании направление прецессии меняется на противоположное, знак R при $l < l_0$ не меняется и формирование эха будет связано с той составляющей поперечной ядерной намагниченности $\sim B$, которая изменяет фазу на противоположную, как и в случае обычного хановского эха (когда вместо перемагничивающего импульса действует ВЧ импульс).

Естественно, что при увеличении скорости перемagnetизования эта составляющая уменьшается [9]. При $l > l_0$ знак R изменяется, поэтому формирование эха будет связано с поперечной составляющей $\sim A$, которая не изменяет неоднородную фазу ядерных спинов. Естественно, что величина A уменьшается с ростом l . Таким образом, слагаемые $\sim A$ и B в выражении (6) описывают инверсное эхо, не связанное с модуляцией частоты прецессии, однако в отличие от обычной ситуации (когда ДСЧ отсутствует) амплитуда эха увеличивается при $l \rightarrow l_0$ и уменьшается до нуля при $l \rightarrow 0$.

Пусть теперь $G \neq 0$. Тогда, так же как и при воздействии двух ВЧ импульсов, составляющая $\sim G$ вносит вклад в амплитуду эха, что обусловлено примешиванием продольной компоненты к поперечной в условиях модуляции частоты прецессии ядерных спинов $\omega'' \sim G \cos \omega' \tau$. (Величина G описывает примешивание поперечной компоненты к продольной и соответственно глубину модуляции.) Множители \tilde{C} и \tilde{G} имеют максимум при $l=l_0$. Таким образом, в условиях сильного ДСЧ максимум амплитуды инверсного эха должен достигаться при $l=l_0$. Естественно, что так же как и при воздействии двух ВЧ импульсов, основной вклад в амплитуду эха дают члены $\sim \tilde{C}\tilde{G} \omega_p \tau$, так как $\omega_p \tau \gg 1$. Другими словами, в условиях сильного ДСЧ сигнал инверсного эха формируется в основном за счет модуляции частоты прецессии ядерных спинов.

Обсудим теперь вопрос о моменте формирования эха $t_E = \tau / |R|$. Зависимость t_E от R связана с непромодулированной частью ДСЧ $\sim \omega_p R$. С уменьшением R уменьшается ДСЧ, поэтому после перемagnetизования требуется большее время, чтобы скомпенсировать расфазировку, которая «набралась» в интервале между импульсами. Отметим, что зависимость $t_E(R)$ открывает возможность для измерения скорости перемagnetизования по смещению временного положения сигнала эха. В окрестности точки $l=l_0$ формально получаем $t_E \rightarrow \infty$, так как в этой области $R \rightarrow 0$. Однако при $l \approx l_0$ продольная компонента ядерной намагнитченности m и соответственно ДСЧ малы, поэтому для исследования этой области требуется специальное рассмотрение.

Обратим внимание на еще одну особенность инверсного эха в условиях сильного ДСЧ. Частота эха ω_E , определяемая из выражения (6), $\omega_E = \omega + R \langle \omega_p \rangle$, где $\langle \rangle$ означает усреднение с функцией распределения ω_p , отличается от частоты индукции после первого импульса $\omega' = \omega - \langle \omega_p \rangle$. При $\Omega \gg \omega$ ($R \rightarrow 1$) разница частот достигает максимального значения $\Delta \omega = \omega_E - \omega' = 2 \langle \omega_p \rangle$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Туров Е. А., Петров М. П. ЯМР в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [2] Туров Е. А., Куркин М. И., Николаев В. В. ЖЭТФ, 1973, т. 64, № 1, с. 283—296.
- [3] Буишвили Л. Л., Угулава А. И. ФТТ, 1983, т. 25, № 8, с. 2370—2373.
- [4] Игнатченко В. А., Куденко Ю. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1966, т. 30, № 6, с. 933—935.
- [5] Richard P. M., Christeansen C. R., Guenther B. D., Daniel A. C. Phys. Rev., 1971, vol. 4B, N 7, p. 2216—2224.
- [6] Петров М. П., Смоленский Г. А., Петров А. А., Степанов С. И. ФТТ, 1973, т. 15, № 1, с. 184—192.
- [7] Боровик-Романов А. С., Бунькова Ю. М., Думеш Б. С., Степанов М. И., Петров М. П., Чекмарев В. П. УФН, 1984, т. 142, № 4, с. 537—570.
- [8] Игнатченко В. А., Мальцев В. К., Рейнгард А. Е., Цифринович В. И. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 9, с. 439—440.
- [9] Мальцев В. К., Новоселов О. В., Цифринович В. И. ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 8, с. 639—645.
- [10] Туров Е. А., Куркин М. И. В сб.: Проблемы магнитного резонанса. М.: Наука, 1978, с. 271—288.
- [11] Цифринович В. И. ФТТ, 1981, т. 23, № 12, с. 3521—3525.
- [12] Richard P. M. Phys. Rev., 1968, vol. 173, N 2, p. 581—591.

Институт физики
им. Л. В. Киренского СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
12 июня 1987 г.
В окончательной редакции
2 октября 1987 г.