

## Ядерное спиновое эхо с учетом динамического сдвига частоты

Т. Л. Буишвили, Л. Л. Чоторлишвили, М. Г. Цанава

Тбилисский государственный университет, Грузия, 380028, г. Тбилиси, ул. Чавчавадзе, 3  
E-mail: kjandieri@altavista.com

Статья поступила в редакцию 1 февраля 2000 г.

Изучено двухимпульсное ядерное спиновое эхо с учетом динамического сдвига частоты, обусловленного сул-накамуровским взаимодействием. Получена зависимость амплитуды сигнала эха от времени при малых углах отклонения намагниченности.

Вивчено двохи́мпульсну ядерну спінову лу́ну з урахуванням динамічного зсуву частоти, обумовленого сул-накаму́рівською взаємодією. Одержано залежність амплітуди сигналу луни від часу при малих кутах відхилення намагніченості.

PACS: 76.60.-k

Для исследования динамики движения ядерных спинов в магнитных кристаллах с успехом применяют различные импульсные методы [1], в частности метод спинового эха, когда ядерную спин-систему (ЯС) с неоднородным уширением линии магнитного резонанса (МР) возбуждают одним или несколькими радиочастотными (РЧ) импульсами и наблюдают отклик ЯС в форме сигналов эха на это воздействие. Как было показано в работах [2,3], в спин-системах с диполь-дипольным взаимодействием при воздействии сильного переменного поля существенно изменяются релаксационные процессы, связанные со спин-спиновыми взаимодействиями. Поэтому анализ, основанный на применении уравнений Блоха, в котором не учитывается изменение релаксационных процессов (при длительности импульсов порядка времен спин-спиновых взаимодействий) является непоследовательным. В работе [4] построена квантово-статистическая теория ядерного эха в спин-системах с сул-накамуровским (СН)

взаимодействием и получены результаты более общие, чем в [5]. Однако в работе [4] не был учтен динамический сдвиг частоты (ДСЧ), что позволило авторам получить аналитическое выражение для интенсивности сигнала эха. С другой стороны, в работе [5] был изучен ДСЧ, обусловленный взаимодействием СН, и показано, что вследствие изменения взаимодействия между спинами величина динамического сдвига частоты зависит не только от среднего значения  $z$ -компоненты ядерного спина, но и от соотношения между расстройкой и амплитудой сильного переменного поля. Восполнению этого пробела посвящена настоящая работа. Для этого мы применим модель частотного механизма формирования эха, предложенную в [7,8]. С учетом допущения о подаче импульсов без расстройки (на частоте ЯМР) и о малости углов отклонения ядерной намагниченности соответственно после первого и второго импульсов,  $\alpha, \beta < \pi$ , выражение для интенсивности сигнала эха имеет вид

$$m_{\perp}(t) = \left[ m_0 \alpha \sum_{k=2}^{\infty} (-i)^k J_k[\lambda(t - \tau_{12})] \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta\omega) e^{-i\Delta\omega(t - k\tau_{12})} d\Delta\omega + \right.$$

$$+ m_0 \beta \sum_{k=1}^{\infty} (-i)^k J_k[\lambda(t - \tau_{12})] \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta\omega) e^{-i\Delta\omega[t - (k+1)\tau_{12}]} d\Delta\omega \left] \exp\left(-\frac{t - 2\tau_{12}}{T_2}\right), \quad (1)$$

где  $J_k[\lambda(t - \tau_{12})]$  — функция Бесселя;  $g(\Delta\omega)$  — функция формы линии ЯМР, являющейся лоренцевой,

$$g(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{(1/T_2^*)^2}{(\Delta\omega - \Delta\omega_0)^2 + (1/T_2^*)^2},$$

$1/T_2^*$  — величина, характеризующая ширину линии ЯМР,  $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega$  — расстройка между центром линии ЯМР и внешним переменным полем;  $\lambda$  — ДСЧ, вычисленный в [6];  $\tau_{12}$  — интервал между импульсами. Экспонента в (1) описывает затухание сигнала эха ( $T_2$  — время поперечной релаксации) для стандартных значений величин, входящих в (1),

$$\omega_n \approx 500 \text{ МГц}, \quad \omega \sim 100 \text{ МГц}, \quad \tau_{12} \sim 10^{-6} \text{ с},$$

$$1/T_2^* \sim 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad T_2 \sim 10^{-5} \text{ с}, \quad \lambda = 50 \text{ МГц}.$$

С использованием численных методов нами был получен график зависимости амплитуды сигнала эха от времени (рис. 1). По мнению авторов, полученный результат может быть полезным при экспериментальном изучении магнитоупорядоченных кристаллов, а также ДСЧ как параметра,

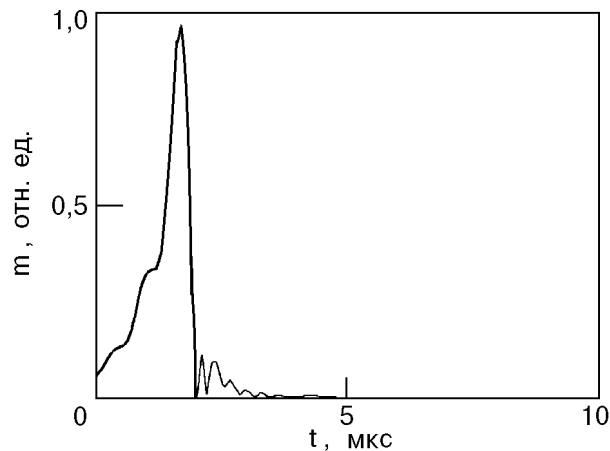


Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала эха от времени.

влияющего на форму сигнала эха и несущего, в свою очередь, информацию об изменении величины взаимодействия между ядерными спинами.

1. Ю. М. Буньков, Б. С. Думеш, в кн.: *Проблемы магнитного резонанса*, Наука, Москва (1978).
2. A. G. Redfield, *Phys. Rev.* **98**, 787 (1955).
3. Ч. Сликтер, *Основы теории магнитного резонанса*, Мир, Москва (1981).
4. Л. Л. Буишвили, Е. Б. Волжан, К. О. Хуцишвили, *ФТТ* **24**, 3184 (1982).
5. В. П. Чекмарев, М. И. Куркин, С. И. Голощапов, *ЖЭТФ* **76**, 1675 (1979).
6. Л. Л. Буишвили, Т. Г. Вардосанидзе, А. И. Угулава, *ЖЭТФ* **70**, 1921 (1976).
7. W. Gold, *Phys. Lett.* **A29**, 347 (1969).
8. P. M. Richards, *Phys. Rev.* **B4**, 2216 (1971).

### Nuclear spin echo involving dynamic frequency shift

T. L. Buishvili, L. L. Chotorlishvili,  
and M. G. Tsanova

Two-pulse nuclear spin echo is studied with taking into account the dynamic frequency shift caused by the Suhl-Nakamura interaction. A time-echo amplitude diagram for small angles of magnetization reflection is obtained.