

# МОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ ЭХА, РЕГИСТРИРУЕМЫХ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ КВАДРУПОЛЬНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Л. Н. Шахмуратова

Наблюдение стационарного ЯМР в угловом распределении  $\gamma$ -излучения (УРГИ) ориентированных ядер существенно затрудняется из-за неоднородного уширения линии. Возможность преодолеть этот ослабляющий ЯМР в УРГИ эффект дают развивающиеся методики импульсного возбуждения ориентированных ядер [1-3]. В принципе среди них можно выделить два подхода. В первом из них применяются импульсные поля с модулированной в области неоднородной ширины линии частотой, что обеспечивает участие в ЯМР достаточного количества ядер. В другом же случае используются мощные радиочастотные импульсы, обуславливающие формирование сигналов индукции и спинового эха в анизотропии УРГИ ориентированных ядер.

В [1] с использованием адиабатического прохождения вблизи резонанса в области неоднородной ширины линии в условиях возбуждения импульсами  $\Delta t < T_1$  было показано, что примесные ядра в ферромагнетике кубической симметрии наряду с доминирующими магнитными сверхтонкими полями испытывают влияние слабых электрических квадрупольных взаимодействий, обуславливаемых такими причинами как дефекты решетки вблизи примесного ядра, эффект магнитострикции, а также вследствие спин-орбитального взаимодействия. Однако метод ограничен длительными временами релаксации и существенно зависит от параметра адиабатичности  $\delta\omega/\delta t$ . Эти ограничения отсутствуют во второй методике, использующей мощные импульсные поля с заданной частотой. В настоящей работе рассматривается формирование спинового эха в УРГИ в условиях электрических квадрупольных взаимодействий наряду с доминирующими магнитными сверхтонкими полями примесных ядер в образце. Необходимо отметить, что в [4] наблюдалось особое поведение амплитуды эха в УРГИ ориентированных ядер в ферромагнетике.

Рассмотрим трехимпульсное эхо в УРГИ в условиях реализованной схемы эксперимента [4]. Эта ситуация отвечает двухимпульсному формированию эха в случае обычных методов наблюдения импульсного возбуждения спин-системы. Третий же импульс играет вспомогательную роль. Развитие системы в перпендикулярной плоскости находит отражение в изменении анизотропии УРГИ в момент окончания третьего импульса, описываемой фактором возмущения (ФВ), который удобно найти в условиях многоимпульсного возбуждения, используя метод шивания ФВ [3] с учетом того, что электрические квадрупольные взаимодействия могут менять ранг статистических тензоров (СТ). ФВ, описывающий систему в момент окончания третьего импульса в пренебрежении вкладом неаксиальных компонентов квадрупольных взаимодействий для произвольного спина  $I$ , имеет вид

$$G_{i\lambda}^{00}(t) = \sum_{q_i, m', \bar{m}'} A_{\lambda\lambda}(m', \bar{m}', q_i) \exp\{-i(q_1\tau_1[(2m' + q_1)a + \omega_L] + q_2\tau_2[(2\bar{m}' + q_2)a + \omega_L])\}, \quad (1)$$

$$A_{\lambda\lambda}(q_i, m', \bar{m}') = \tilde{G}_{\lambda_2\lambda}^{q_2, 0}(\Delta t_3) \tilde{G}_{\lambda_1\lambda_2}^{q_1, q_2}(\Delta t_2) \tilde{G}_{\lambda\lambda_1}^{0, q_1}(\Delta t_1) \times \\ \times [(2\lambda_1 + 1)(2\bar{\lambda}_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)(2\bar{\lambda}_2 + 1)]^{1/2} \times \\ \times \begin{pmatrix} I & I & \lambda_1 \\ -m & m' & q_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & \bar{\lambda}_1 \\ -\bar{m} & \bar{m}' & q_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & \lambda_2 \\ -m & \bar{m}' & q_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & \bar{\lambda}_2 \\ -\bar{m} & \bar{m}' & q_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$\Delta t_i$ ,  $\tau_1$  — длительности  $i$ -го импульса и соответствующего промежутка между импульсами;  $\vec{G}$  — ФВ, описывающие взаимодействие с импульсными полями;  $\omega_L$  — ларморовская частота;  $a = \frac{3eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \left[ \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right]$  для целого спина и  $a \rightarrow 2a$  для полужелого спина;  $\theta$  — угол, характеризующий ориентацию градиента электрических полей по отношению к оси квантования;  $|q_i| \leq \min(\lambda_i, \bar{\lambda}_i)$ ,  $0 \leq \lambda_i, \bar{\lambda}_i \leq 2I$ . Вследствие механизма магнитной обратимой релаксации сигналы эха в УРГИ формируются при

$$\tau_2^3 = -\frac{q_1}{q_2} \tau_1 = n\tau_1. \quad (3)$$

Поскольку электрические квадрупольные взаимодействия в условиях действия импульсного радиочастотного поля могут менять ранг СТ,  $\lambda \rightarrow \lambda_1$ ,  $\bar{\lambda}_1 \rightarrow \lambda_2$ , расширяя таким образом ряд возможных значений  $q_1$  и  $q_2$ , то в принципе появляется возможность многократного формирования сигналов эха согласно (3). Соотношение (3) справедливо и при регистрации ядерной намагниченности СТ первого ранга в условиях двухимпульсного возбуждения системы при условии  $q_2 = I$  и  $|q_1| \leq \min(\lambda, \bar{\lambda}_1)$ . В результате в зависимости от спина  $I$  появляются многократные сигналы эха при  $\tau_2^3 = \tau_1, 2\tau_1, \dots, I, 2I\tau_1$ . В УРГИ же  $|q_2| \leq \min(\lambda_2, \bar{\lambda}_2)$  и формируется большее число сигналов эха: при  $\tau_2^3$  от  $\tau_1/2I$  до  $2I\tau_1$  в соответствии с (3). Следует иметь в виду, что  $q_1$  и  $q_2$  связаны с реализацией определенных переходов системы между ее подуровнями. Таким образом, изменение ранга СТ соответствует в конечном счете многоквантовым переходам и многократным сигналам эха.

Из (1) следует, что имеет место модуляция амплитуды сигналов эха, формируемых при  $\tau_2^3 = n\tau_1$  с изменением длительности первого межимпульсного интервала  $\tau_1$  согласно соотношению

$$\sum_{m, \bar{m}, q > 0} \begin{pmatrix} I & I & \lambda_1 \\ -m & m' & nq \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & \bar{\lambda}_1 \\ -m & m' & nq \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & \lambda_2 \\ -\bar{m} & \bar{m}' & -q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & \bar{\lambda}_2 \\ -\bar{m} & \bar{m}' & -q \end{pmatrix} \times \\ \times \{ \tilde{G}_{\lambda_2, \lambda}^{-q, 0}(\Delta t_3) \tilde{G}_{\lambda_1, \lambda_2}^{nq, -q}(\Delta t_2) \tilde{G}_{\lambda, \lambda_1}^{0, nq}(\Delta t_1) \exp(-ia\tau_1 nq [2(m' - \bar{m}') + \\ + (n+1)q]) + (-1)^{\lambda_1 + \bar{\lambda}_1 + \lambda_2 + \bar{\lambda}_2} \text{к. с.} \}, \quad (4)$$

где к. с. означает комплексно сопряженное. Запишем отсюда период модуляции амплитуды  $n$ -го сигнала эха: для произвольного  $I$

$$T(\tau_1) = \{2\pi/|anq [2(m' - \bar{m}') + q(n+1)]|\}_{\max}, \quad (5)$$

откуда следует, что амплитуда эха для  $I=5$  ( $\text{Co}^{60}$ ) при  $\tau_2 = \tau_1, 2\tau_1$  модулирована с периодом  $\pi/a$ , а эхо, формируемое при  $\tau_1/2, 3\tau_1/2, \dots$  с периодами  $2\pi/a$  и  $2\pi/3a$  соответственно. Такие эффекты модуляции для СТ первого ранга при  $I=5/2, 3/2$  исследовались в [6, 6]. Однако соотношение (5) позволяет найти период модуляции амплитуды эха для произвольного спина  $I$ .

Кроме того, как показывает анализ соотношения (4), вклад СТ различных рангов  $\lambda$  приводит к тому, что ход модулирующей кривой будет зависеть от знака  $a$ . В случае же пренебрежения квадрупольными взаимодействиями в течение импульса, т. е. сохранении ранга СТ, знак  $a$  будет несуществен. Фаза же импульсных полей также играет важную роль, определяя амплитуду эха. Так, в последнем случае для площадей импульсов  $\alpha_1 = \alpha_3 = \pi/2$  при  $\tau_2^3 = \tau_1$  амплитуда эха максимальна при условии для фаз импульсов  $\Delta_1 - 2\Delta_2 + \Delta_3 = \pi k$ .

Что касается формы сигнала эха, то, согласно (1), с изменением  $\tau_2$  вблизи момента формирования сигнала эха  $\tau_2^3$  проявляется модулирующий эффект квадрупольными взаимодействиями с периодом

$$T(\tau_2) = \{2\pi/|q_2 a (2\bar{m}' + q_2)|\}_{\max}. \quad (6)$$

В результате форма отклика может быть колоколообразной, двугорбой симметричной и асимметричной в зависимости от поведения модулирующей

щего множителя вблизи момента формирования эха и от соотношения времени поперечной обратимой релаксации  $T_2^*$  и  $T$  ( $\tau_2$ ). Период модуляции  $T$  ( $\tau_2$ ) имеет определенное значение для различных сигналов эха, что также существенно в определении формы откликов системы. Например, для  $I=5 \text{ Co}^{60}$  при  $\tau_2^3=7\tau_{1/2}$ ,  $9\tau_{1/2}$  период модуляции квадрупольными взаимодействиями имеет значение  $\pi/2a$ , а при  $\tau_2^3=\tau_1 - 2\pi/a$ , при  $\tau_2^3=\tau_1/8$ ,  $3\tau_1/8$ ,  $5\tau_1/8$ ,  $7\tau_1/8$ ,  $9\tau_1/8$ ,  $-\pi/8a$ , при  $\tau_2^3=7\tau_{1/4}$ ,  $\tau_{1/4}$ ,  $\pi/4a$  и т. д. В результате форма сигналов эха в принципе в различные моменты времени отличается. Что касается эха при  $\tau_1/10$ ,  $3\tau_1/10$ ,  $7\tau_1/10$ ,  $9\tau_1/10$ , то они не модулированы вообще.

Наблюдение эха в УРГИ является информативным в исследованиях электрических квадрупольных взаимодействий в ферромагнетиках. Эффект модуляции амплитуды эха с изменением  $\tau_1$ , а также определенная зависимость ее от соотношения  $\omega_1$  и  $a$ , чувствительность к знаку  $a$ , наконец, форма сигнала эха в принципе позволяют получить богатую информацию о величинах  $a$  и  $\omega_1$ . Изменение ориентации монокристалла изменяет угол  $\theta$  и, следовательно, влияет на эффект модуляции.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Callaghan P. T., Johnston P. D., Stone N. J. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., 1974, vol. 7, p. 3161—3181.
- [2] Wilson G. V. H., Chaplin D. H. Hyp. Int., 1981, vol. 10, p. 1081—1100.
- [3] Шахмурамова Л. Н. Изв. АН СССР, 1986, т. 50, № 12, с. 2296—2303.
- [4] Back P. J., Chaplin D. H., Foster H. R., Stewart G. A., Wilson G. V. H. Hyp. Int., 1985, vol. 22, p. 193—198.
- [5] Foster H. R., Cooke P., Chaplin D. H., Lynam P., Wilson G. V. H. Phys. Rev. Lett. 1977, vol. 38, N 26, p. 1546—1549.
- [6] Abe H., Yasuoka H., Hirai A. J. Phys. Soc. Jap., 1966, vol. 21, N 1, p. 77—89.

Казанский государственный  
педагогический институт  
Казань

Поступило в Редакцию  
25 января 1988 г.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ В СТЕКЛАХ: НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ВЫЖЖЕННАЯ ДЫРА

Д. А. Паршин, В. Н. Соловьев

Известно, что многие свойства стекол при низких температурах обусловлены существованием в них так называемых двухуровневых систем (ДУС) [1]. В настоящей работе проведены численные расчеты нелинейного резонансного поглощения и выжженной дыры. Этим вопросам посвящено много работ [2-4], однако количественная теория при больших интенсивностях развита недостаточно. Связано это с тем, что рассматриваемые эффекты осложнены явлением спектральной диффузии — случайного изменения во времени энергии резонансной ДУС  $\epsilon$  за счет взаимодействия с тепловыми ДУС (расстояние между уровнями, энергии которых  $E \ll T$ , где  $T$  — температура) [2-4]. Взаимодействие переменного поля частоты  $\omega$  с резонансной ДУС характеризуется матричным элементом  $\hbar F/2$  для перехода между уровнями, где  $F$  есть не что иное как частота Раби для резонансной ДУС (частота когерентных осцилляций заселенности ДУС под действием резонансного возмущения). Другим параметром теории является