Журнал основан в 1918 г.

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАВРИЧЕСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА им. В. И. ВЕРНАДСКОГО

Научный журнал

Серия "Физика"

Том 19 (58), № 1

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского

Симферополь, 2006

Ученые записки Таврического национального университета имени В.И.Вернадского
Серия «Физика». Том 19 (58). 2006 г. № 1. С. 100-109

УДК 537.9

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СУЛА - НАКАМУРЫ И СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В МАГНЕТИКАХ, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ С ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТЬЮ

Сергеев Н.А.[1], Полулях С.Н.[2]

[1] Щецинский университет, Щецин, Польша
[2] Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: roton@crimea.edu

Проведен теоретический анализ процессов ядерной магнитной релаксации, обусловленных стохастической модуляцией Сул-Накамуровских и диполь-дипольных взаимодействий ядер в магнитоупорядоченных веществах. Предполагается, что модуляция возникает вследствие эффектов переменной валентности, приводящих к случайному изменению частоты магнитного резонанса ядер в примесных магнетиках. В рамках предложенного подхода показано, что экспериментально наблюдаемые значения скоростей релаксации для ЯМР ядер 57Fe в железо-иттриевом феррит-гранате при Т=77 К могут быть получены при величине Сул-Накамуровского уширения порядка нескольких сотен кГц.
Ключевые слова: ЯМР, магнитная релаксация, магнетики, переменная валентность.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании ядерной спиновой релаксации в железо иттриевом гранате (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$ с различным содержанием изотопа железа ^{57}Fe, было обнаружено [1], что времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации уменьшаются при увеличении концентрации магнитного изотопа ^{57}Fe. Этот интересный экспериментальный факт до сих пор не имеет окончательного объяснения.

В магнитноупорядоченных веществах (МУВ) между магнитными моментами ядер существуют два вида взаимодействий, которые зависят от концентрации магнитных изотопов. Это диполь-дипольные взаимодействия и взаимодействия Сула-Накамуры (СН) [2-4]. Эти взаимодействия не дают вклада в процесс спин-решеточной релаксации, если они не зависят случайным образом от времени [5]. В настоящей работе, в качестве одного из возможных механизмов, объясняющих концентрационную зависимость спиновой релаксации в ЖИГ, рассматривается механизм «мигрирующей» валентности ионов железа. Поясним суть предлагаемого механизма. В «идеальной» структуре ЖИГ (без примесей и дефектов) ионы железа находятся в валентном состоянии Fe^{3+}. Примеси (например, ионы Si^{4+} или другие ионы с отличной от ионов Fe^{3+} валентностью), которые всегда присутствую в ЖИГ, вследствие технологии его синтеза, приводят к тому, что часть ионов Fe^{3+} переходит в состояние Fe^{2+} (или в состояние Fe^{4+}). Такое изменение валентности ионов железа обусловлено требованием электронейтральности кристалла. Можно предполагать, что переход $Fe^{3+} \to Fe^{2+}$, который связан с тем, что ион Fe^{3+} в структуре ЖИГ замещается примесью X^{4+} (или переход $Fe^{3+} \to Fe^{4+}$ который связан с примесью X^{2+}), является динамическим процессом. Это означает, что если в каком-то месте кристаллической решетки появился дефект Fe^{4+} (или Fe^{2+}), то находящийся вблизи него ион Fe^{3+} отдает свой электрон иону Fe^{4+} (или наоборот электрон с дефекта Fe^{2+} переходит к иону Fe^{3+}). В случае слабой связи избыточного носителя заряда с примесным центом такие переходы могут привести к миграции дефекта по всей решетке. Резонансные частоты ЯМР ядер ^{57}Fe имеют различные значения для ионов Fe^{4+}, Fe^{3+} и Fe^{2+}, а, следовательно, миграция электронов между ионами железа различной валентности приводит к тому, что спин-спиновые взаимодействия (СН и диполь-дипольные), между ядрами ^{57}Fe ионов железа становятся случайными функциями времени. Возникающие таким образом случайные флуктуации спин-спиновых взаимодействий могут быть эффективным каналом спиновой релаксации, зависящим от концентрации магнитного изотопа ^{57}Fe.

ТЕОРИЯ

Рассмотрим два магнитных ядра со спинами $I = S = 1/2$, гамильтониан взаимодействия которых в единицах угловой частоты ($\hbar = 1$) имеет вид:

$$H = -\omega_I I_Z - \omega_S S_Z + 2b(2I_Z S_Z - I_X S_X - I_Y S_Y) + V(I_X S_X + I_Y S_Y). \tag{1}$$

Здесь $\omega_{I,S}$ - резонансные частоты ядер I и S, которые в МУВ определяются, соответственно, сверхтонким полем на ядре I и на ядре S; b - постоянная диполь-дипольного взаимодействия, и V - постоянная взаимодействия Сула- Накамуры. Гамильтониан (1) содержит только секулярные члены диполь-дипольного взаимодействия, а это означает, что будем в дальнейшим предполагать, что $\omega_{I,S} >> b$. Как правило [2], постоянная V для ядер с разными резонансными частотами полагается равной нулю. Однако, мы делаем допущение, что взаимодействие СН для таки ядер сохраняется.

Предположим теперь, что резонансная частота ЯМР $\omega_S(t)$ ядра S является случайной функцией времени, принимающей значения ω_S (это может быть ЯМР частота ядра ^{57}Fe, принадлежащая иону Fe^{4+} или иону Fe^{2+}) и ω_I (это может быть ЯМР частота ядра ^{57}Fe, принадлежащего иону Fe^{3+}). Подобное явление в МУВ возможно, если валентность иона, которому принадлежит магнитное ядро S, изменяется случайным образом во времени, вследствие миграции по кристаллической решетке одного из валентных электронов.

В дальнейшим будем использовать гамильтониан (1), записанный в виде

$$H_0(t) = -\omega_I I_Z - \Delta(t) S_Z + 4b I_Z S_Z - 2d(I_X S_X + S_Y I_Y), \tag{2}$$

где $\Delta(\mathrm{t})$ - случайная функция времени принимающая значения ω_S или ω_I; $2\mathrm{d} = 2\mathrm{b} - \mathrm{V}$.

Исходным пунктом нашего рассмотрения будет "master" уравнение для матрицы плотности, записанное в представлении взаимодействия [5, 6]

$$\frac{d\rho_r}{dt} = -\int_0^{\infty} d\tau \cdot \overline{[H_r(t),[H_r(t-\tau),\rho_r]]} \tag{4}$$

Здесь

$$H_r(t) = 4dI_zS_Z - 2d(I_XS_X + I_YS_Y)\cos\left(\omega_I t - \int_0^t \Delta(t')dt'\right) -$$

$$-2d(I_YS_X - I_XS_Y)\sin\left(\omega_I t - \int_0^t \Delta(t')dt'\right) \tag{5}$$

- гамильтониан взаимодействия пары ядер $I-S$ в представлении взаимодействия [5, 6]; обозначение $\overline{(\cdots)}$ означает среднее по случайным флуктуациям гамильтониана (5).

Умножая обе стороны уравнения (4) на I_m и S_m ($m = X,Y,Z$) и вычисляя шпуры, получаем уравнения для средних значений спиновых операторов I_m и S_m:

$$\frac{d<I_m>}{dt} = -\int_0^{\infty} d\tau \cdot <\overline{[H_r(t-\tau),[H_r(t),I_m]]}> \tag{6a}$$

$$\frac{d<S_m>}{dt} = -\int_0^{\infty} d\tau \cdot <\overline{[H_r(t-\tau),[H_r(t),S_m]]}> \tag{6b}$$

Здесь и далее $\langle C\rangle = \mathrm{Tr}(C\rho_1)$.

Предполагая, что случайный процесс является стационарным, уравнения (6) можем записать в виде

$$\frac{d<I_m>}{dt} = -\int_0^{\infty} d\tau \cdot <\overline{[H_r(\tau),[H_r(0),I_m]]}>\ , \tag{7a}$$

$$\frac{d<S_m>}{dt} = -\int_0^{\infty} d\tau \cdot <\overline{[H_r\tau),[H_r(0),S_m]]}> \tag{7b}$$

Вычисляя коммутаторы и шпуры в системе уравнений (7), получаем

$$\frac{d\langle I_Z\rangle}{dt} = -2\frac{\langle I_Z\rangle - \langle S_Z\rangle}{A}\ , \tag{8a}$$

$$\frac{d\langle S_Z\rangle}{dt} = -2\frac{\langle S_Z\rangle - \langle I_Z\rangle}{A}\ , \tag{8b}$$

$$\frac{d\langle I_X\rangle}{dt} = -\frac{\langle I_X\rangle}{B} + \frac{\langle I_Y\rangle}{A}\ , \tag{9a}$$

$$\frac{d\langle I_Y\rangle}{dt} = \frac{\langle I_X\rangle}{A} - \frac{\langle I_Y\rangle}{B}\ , \tag{9b}$$

где

$$A^{-1} = d^2 \cdot \mathrm{Re}\int_0^{\infty} G(\tau)\cdot e^{i\omega_I \tau} d\tau , \tag{10a}$$

$$B^{-1} = d^2 \cdot \mathrm{Im}\int_0^{\infty} G(\tau)\cdot e^{i\omega_I \tau} d\tau , \tag{10b}$$

и

$$G(\tau) = \overline{\exp[-i\int_0^{\tau} \Delta(t')dt']} . \tag{11}$$

Решение системы уравнений (8) для начальных условий $<\mathrm{I_Z}(0)>=<\mathrm{S_Z}(0)>=0$ и $<\mathrm{I_Z}(\infty)>=\mathrm{I_0};<\mathrm{S_Z}(\infty)>=\mathrm{S_0}$ имеет вид

$$<I_Z(t)>=I_0[1-\exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)] \tag{12a}$$

$$<S_Z(t)>=S_0[1-\exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)] \tag{12b}$$

где

$$T_1^{-1} \equiv A^{-1} = d^2 \cdot \mathrm{Re}\int_0^{\infty} G(\tau)\cdot e^{i\omega_I \tau} d\tau \tag{13}$$

- скорость спин-решёточной релаксации.

Решение системы уравнений (9) для начальных условий $<\mathrm{I_y}(0)>=0$ и $<\mathrm{I_x}(0)>=\mathrm{I_0}$ имеет вид

$$\langle I_X \rangle = \frac{1}{2} I_0 e^{-t/B}[\exp(\frac{t}{A}) + \exp(-\frac{t}{A})] = I_0 \cdot ch(\frac{t}{T_1}) \cdot e^{-t/T_2} \tag{14a}$$

$$\langle I_Y \rangle = \frac{1}{2} I_0 e^{-t/B}[\exp(\frac{t}{A}) - \exp(-\frac{t}{A})] = I_0 \cdot sh(\frac{t}{T_1}) \cdot e^{-t/T_2} \tag{14b}$$

где

$$T_2^{-1} \equiv B^{-1} = d^2 \cdot \mathrm{Im}\int_0^{\infty} G(\tau)\cdot e^{i\omega_I \tau} d\tau \tag{15}$$

- скорость спин-спиновой релаксации.

Из формул (13) и (15) следует, что скорости спиновой релаксации T_1^{-1} и T_2^{-1} определяет Фурье образ функции $G(\tau)$. Для вычисления функции $G(\tau)$ (11) разделим временной интервал $(0,\tau)$ на n равных частей $\Delta t = \tau / n$. Обозначая $\omega(t) \equiv \Delta(t)$, для функции $G(\tau)$ можем записать

$$G(\tau)=\lim_{\Delta t\to 0}\sum_{\omega_1,\ldots,\omega_n} P_n(\omega_1;\omega_2,\Delta t;\ldots;\omega_n,\tau)\cdot\exp\left(-i\Delta t\sum_{l=1}^{n}\omega_l\right). \quad (16)$$

Здесь $P_n(\omega_1;\omega_2,\Delta t;\ldots;\omega_n,\tau)$ - вероятность того, что в момент $t=0$ частота $\omega(t)$ принимает значение ω_1, в момент времени $t=\Delta t$ частота $\omega(t)$ принимает значение ω_2 и т.д.

Для стационарных процессов Маркова [7]

$$P_n(\omega_1;\omega_2,\Delta t;\omega_3,2\Delta t;\ldots;\omega_n,\tau)=P_{n-1}(\omega_1;\omega_2\Delta t;\ldots;\omega_{n-1},\tau-\Delta t)\cdot P(\omega_{n-1}\mid\omega_n,\Delta t)=$$
$$=P(\omega_1)P(\omega_1\mid\omega_2,\Delta t)\cdots P(\omega_{n-1}\mid\omega_n,\Delta t)\ . \quad (17)$$

Здесь $P(\omega_i\mid\omega_j,\Delta t)$ - условная вероятность того, что в момент времени $t=t_0+\Delta t$ частота $\omega(t)$ принимает значение ω_j, при условии, что в произвольный момент времени t_0 частота $\omega(t)$ была равной ω_i.

Обозначим через $G_{\alpha,\beta}(\tau)$ сумму всех членов в (16), которые в момент времени $t=\tau$ имели частоту ω_α или ω_β

$$G_{\alpha,\beta}(\tau)=\exp(-i\omega_{\alpha,\beta}\Delta t)\times\sum_{\omega_1,\ldots,\omega_{n-1}} P_n(\omega_1;\omega_2,\Delta t;\ldots,\omega_{\alpha,\beta},\tau)\cdot\exp\left(-i\Delta t\sum_{l=1}^{n-1}\omega_l\right). \quad (18)$$

Тогда

$$G(\tau)=\lim_{\Delta t\to 0}\sum_{\alpha}G_\alpha(\tau). \quad (19)$$

В рассматриваемой нами модельной системе двух ядер $I-S$ частота $\omega(t)\equiv\Delta(t)$ принимает случайно два значения: ω_S или ω_I, а следовательно формулу (19) можем записать в виде

$$G(\tau)=\lim_{\Delta t\to 0}[G_I(\tau)+G_S(\tau)] \quad (20)$$

Подставляя (17) в (18), получаем

$$G_\alpha(\tau)=\exp(-i\omega_\alpha\Delta t)\sum_{\omega_\beta}P(\omega_\beta\mid\omega_\alpha,\Delta t)\cdot\exp\left(-i\omega_\beta\Delta t\right)\times$$
$$\times\sum_{\omega_1,\ldots,\omega_{n-2}}P_{n-1}(\omega_1;\omega_2,\Delta t;\ldots;\omega_\beta,\tau-\Delta t)\cdot\exp\left(-i\Delta t\sum_{l=1}^{n-2}\omega_l\right)=$$
$$=\exp(-i\omega_\alpha\Delta t)\sum_{\omega_\beta}G_\beta(\tau-\Delta t)\cdot P(\omega_\beta\mid\omega_\alpha,\Delta t) \quad (21)$$

Заменяя в (21) ($\tau-\Delta t$) на t, выражение (21) можно запишем в виде

$$G_\alpha(t+\Delta t)=\exp(-i\omega_\alpha\Delta t)\sum_{\omega_\beta}G_\beta(t)\cdot P(\omega_\beta\mid\omega_\alpha,\Delta t) \quad (22)$$

Условная вероятность $P(\omega_\beta\mid\omega_\alpha,t\equiv\Delta t)$ является решением уравнения Смолуховского – Колмогорова [7]

$$\frac{\partial}{\partial t}P(\omega_\beta \mid \omega_\alpha, t) = \sum_{\gamma=I,S} W_{\beta\gamma} P(\omega_\gamma \mid \omega_\alpha, t) \ . \tag{23}$$

причем:

$$P(\omega_\alpha \mid \omega_\beta, 0) = \delta_{\alpha\beta} \ , \tag{24}$$

$$\sum_{\alpha=I,S} P(\omega_\alpha \mid \omega_\beta, t) = 1 \ . \tag{25}$$

$$\sum_{\alpha=I,S} W_{\alpha\beta} = 0 \tag{26}$$

В уравнении (23) $W_{\alpha\beta}$ $(\alpha \neq \beta)$ определяет вероятность того, что частота $\omega(t)$ изменяется от ω_α в ω_β в единицу времени.

Будем предполагать, что вероятность «прямого скачка» $W_{SI} \equiv W(\omega_S \to \omega_I)$ равняется вероятности «обратного скачка» $W_{IS} \equiv W(\omega_I \to \omega_S)$. Тогда из системы уравнений (28) получаем

$$\frac{\partial}{\partial t}P_{II}(t) = -WP_{II}(t) + W \cdot P_{SI}(t) \tag{27а}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}P_{SI}(t) = WP_{II}(t) - W \cdot P_{SI}(t) \ . \tag{27б}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}P_{SS}(t) = -WP_{SS}(t) + W \cdot P_{IS}(t) \ , \tag{27в}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}P_{IS}(t) = WP_{SS}(t) - W \cdot P_{IS}(t) \tag{27г}$$

Здесь $P(\omega_I \mid \omega_I, t) \equiv P_{II}(t)$; $P(\omega_I \mid \omega_S, t) \equiv P_{IS}(t)$; $P(\omega_S \mid \omega_S, t) \equiv \ \equiv P_{SS}(t)$; $P(\omega_S \mid \omega_I, t) \equiv P_{SI}(t)$.

Решение системы уравнений (27) имеет вид

$$P(\omega_l \mid \omega_m, t) = \frac{1}{2}(1 - e^{-2Wt}) + e^{-2Wt}\delta_{lm} \tag{28}$$

Используя (28) из уравнения (22) получаем

$$G_I(t+\Delta t) = \frac{1}{2}\exp(-i\omega_I \Delta t)\cdot(1 + e^{-2W\Delta t})\cdot G_I(t) +$$

$$+\frac{1}{2}\exp(-i\omega_I \Delta t)\cdot(1 - e^{-2W\Delta t})\cdot G_S(t), \tag{29а}$$

$$G_S(t+\Delta t) = \frac{1}{2}\exp(-i\omega_S \Delta t)\cdot(1 + e^{-2W\Delta t})\cdot G_S(t) +$$

$$+\frac{1}{2}\exp(-i\omega_S \Delta t)\cdot(1 - e^{-2W\Delta t})\cdot G_I(t) \ . \tag{29б}$$

Вводя вектор $\vec{G}(t) = (G_I(t) G_S(t))$, в пределе $\Delta t \to 0$ из системы уравнений (29) получаем

$$\frac{d\vec{G}}{dt} = \vec{G} \cdot (i\overleftrightarrow{\omega} + \overleftrightarrow{W}) \ . \tag{30}$$

Здесь

$$\overleftrightarrow{W} = \begin{pmatrix} -W & W \\ W & -W \end{pmatrix}, \ \overleftrightarrow{\omega} = \begin{pmatrix} -\omega_I & 0 \\ 0 & -\omega_S \end{pmatrix}$$

Интегрируя (30) находим

$$\vec{G}(t) = \vec{G}(0) \cdot \exp\{(i\overleftrightarrow{\omega} + \overleftrightarrow{W})t\} . \tag{31}$$

Предполагая, что

$$\vec{G}(0) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{32}$$

и обозначая

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} . \tag{33}$$

для функции $G(t)$ получаем

$$G(t) = \vec{G}(0) \cdot \exp\{(i\overleftrightarrow{\omega} + \overleftrightarrow{W})t\} \cdot \vec{E} . \tag{34}$$

Фурье преобразование $J(\omega_I)$ функции $G(t)$ имеет вид

$$J(\omega_I) = \int_0^{\infty} G(t) e^{i\omega_I t} dt = \vec{G}(0) \cdot [\int_0^{\infty} dt \exp(\overleftrightarrow{A} \cdot t)] \cdot \vec{E} \tag{35}$$

В выражении (35)

$$\overleftrightarrow{A} = i(\overleftrightarrow{\omega} + \omega_I \overleftrightarrow{E}) + \overleftrightarrow{W} \tag{36}$$

Здесь матрица $\overleftrightarrow{E}$ является единичной матрицей

$$\overleftrightarrow{E} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{37}$$

Поскольку

$\int_0^{\infty} dt \exp(\overleftrightarrow{A} \cdot t) = \overleftrightarrow{A}^{-1}$, для функции $J(\omega_I)$ получаем

$$J(\omega_I) = \vec{G}(0) \cdot \overleftrightarrow{A}^{-1} \cdot \vec{E} . \tag{38}$$

Матрица $\overleftrightarrow{A}^{-1}$, обратная матрице $\overleftrightarrow{A}$, имеет вид

$$\overleftrightarrow{A}^{-1} = \frac{i}{2\delta}\begin{pmatrix} 1 - i2\Omega & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} . \tag{39}$$

Здесь

$$\Omega = \frac{\delta}{W} . \tag{40}$$

$$\delta = \frac{\omega_I - \omega_S}{2} . \tag{41}$$

Подставляя (39) в (38) находим

$$J(\omega_I) = (\frac{1}{2W} + i\frac{1}{\delta}) \tag{42}$$

Используя формулы (13), (15) и (42) получаем следующие выражения для скоростей спин-решеточной и спин-спиновой релаксации

$$T_1^{-1} = d^2 \cdot \mathrm{Re}\int_0^{\infty} G(\tau)\cdot e^{i\omega_I\tau}d\tau = \frac{d^2}{2W} \tag{43}$$

$$T_2^{-1} = d^2 \cdot \mathrm{Im}\int_0^{\infty} G(\tau)\cdot e^{i\omega_I\tau}d\tau = \frac{d^2}{\delta} \tag{44}$$

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсуждение полученных теоретических результатов проведём на основе экспериментальных данных по ЯМР ^{57}Fe в ЖИГ, полученных [1,8].

Из формул (43) и (44) следует, что

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{2W}{\delta} . \tag{45}$$

Экспериментальные значения T_1 и T_2 для кристаллов ЖИГ с максимальной концентрацией изотопа ^{57}Fe равняются [1,8]

$$T_1 = 3.3\cdot 10^{-2} \text{ с} \tag{46}$$

$$T_2 = 3.3\cdot 10^{-4} \text{ с} . \tag{47}$$

Используя эти данные получаем

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{2W}{\delta} = 100 . \tag{48}$$

Поскольку для кристаллов ЖИГ резонансная частота ядер ^{57}Fe для ионов Fe^{3+} равняется $\nu_I = 64$ МГц, а для ионов Fe^{2+}, из оценок, $\nu_S \approx 54$ МГц [8], для величины δ находим

$$\delta = 2\pi\cdot\frac{\nu_I - \nu_S}{2} \approx 30 \text{ МГц}. \tag{49}$$

Учитывая (49), из (48) следует, что

$$2W \approx 3\cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \tag{50}$$

Оценка частоты возможных «скачков» $Fe^{3+} \leftrightarrow Fe^{2+}$, проведенная в [8] дает

$2W > 10^8$ с$^{-1}$ (51)

Из равенства выражений (50) и (51) следует, что полученное нами значение для $2W$ удовлетворительно согласуется с величиной, полученной в [8].

Далее из формулы (43) следует, что

$$d^2 = \frac{2W}{T_1} \tag{52}$$

Подставляя $T_1 = 3.3 \cdot 10^{-2}$ с и учитывая (50) находим, что

$$d^2 = \frac{2W}{T_1} \approx \frac{3 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^{-2}} = 10^{11} \text{ с}^{-2}. \tag{53}$$

В то же время из (44) следует, что

$$d^2 = \frac{\delta}{T_2}\ . \tag{54}$$

Подставляя $T_2 = 3.3 \cdot 10^{-4}$ с и учитывая (49) получаем

$$d^2 = \frac{\delta}{T_2} \approx \frac{5 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^{-4}} \approx 10^{10} \text{ s}^{-2}. \tag{55}$$

Из (53) и (55) следует, что из экспериментальных значений T_1 и T_2 следует, что постоянная взаимодействия ядер I и S должна быть

$d = |b - V/2| > 100$ кГц. (56)

Оценка постоянной диполь-дипольного взаимодействия b, проведенная в [8], дала следующее значение

$b < 1$ кГц .

А следовательно из значения постоянной d, которую мы получили, следует, что для того, чтобы развитая теория смогла объяснить наблюдаемую концентрационную зависимость скоростей спин-решеточной T_1 и спин-спиновой T_2 релаксации ядер ^{57}Fe в ЖИГ, необходимо предположить, что значение постоянной СН взаимодействия V равняется нескольким сотням кГц.

Постоянная взаимодействия Сула- Накамуры двух магнитных ядер определяется выражением [2-4,9,10,11] ($\hbar = 1$)

$$V = -\alpha \frac{\omega_n^2}{\omega_E}\ , \tag{57}$$

где постоянная $\alpha \approx 2$, если электронный спин иона железа $S = 5/2$ и расстояние между ядрами $R(I - S)$ порядка минимального межатомного расстояния a. В формуле (57) ω_n - резонансная ЯМР частота ядра, а ω_E- электронная резонансная частота (частота ферромагнитного резонанса).

Для $\nu_n = \omega_n / 2\pi = 64$ МГц, и $\omega_n / \omega_E \approx 10^{-3}$ [2] из выражения (57) получаем

$$|V| = -\alpha \frac{\omega_n^2}{\omega_E} \approx 100 \text{ кГц}. \qquad (58)$$

Из полученной оценки величины постоянной взаимодействия Сула-Накамуры следует, что эта величина может достигать нескольких сотен кГц, а следовательно предполагаемый механизм спиновой релаксации в МУВ можно рассматривать, в качестве возможного механизма объясняющего концентрационную зависимость времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации ядер ^{57}Fe в ЖИГ.

Список литературы

1. V.N.Berzanskij and S.N.Polulyakh, Sov.Phys.Solid State, **31** (1989) 1423.
2. Туров Е.А., Петров М.П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. – Москва: Наука, 1969. – 260 с.
3. H.Suhl, Phys.Rev., **109** (1958) 606.
4. T.Nakamura, Progr.Theor.Phys., **20** (1958) 542.
5. Абрагам А., Ядерный магнетизм. – Москва: ИЛ. 1963. – 551 с.
6. Сликтер Ч., Основы теории магнитного резонанса с примерами из физики твердого тела.. Москва: Мир, 1967 – 324 с.
7. V.G. van Kampen, *Procesy stochastyczne w fizyce i chemii*, PWN, Warszawa, 1990.
8. M.P.Petrov and A.P.Paugurt, Sov.Phys.Solid State, **12** (1970) 2284.
9. de Gennes P.G., Pincus P.A., F.Hartmann-Boutron, Winter J.M. Nuclear magnetic resonance modes in magnetic material. I. Theory Physical Review. 1963. –v.129. - n.3. – p.1105-1115.
10. Pincus P. Correlation effect on the nuclear magnetic resonance linewidth in magnetic materials Physical Review. – 1963. –v.131. n.. p.1530-1532.

Сергеєв Н.А., Полулях С.Н. **Взаємодія Сула - Накамури і спинова релаксація в магнетиках, що містять іони із змінною валентністю** Вчені записки Таврійського національного університета ім. В. І. Вернадського. – 2006. – Серія «Фізика». - Т. 19 (58). - № 1. - С. 100-109.

Проведений теоретичний аналіз процесів ядерної магнітної релаксації що обумовлені стохастичною модуляцією Сул-Накамурівських та діполь-діпольних взаємодій ядер в магнітоупорядоченних речовинах. Робиться припущення що модуляція виникає унаслідок ефектів змінної валентності, що призводять до випадкової зміни частоти магнітного резонансу ядер в домішкових магнетіках. В рамках запропонованого підходу показано, що експериментально спостережувані значення швидкостей релаксації для ЯМР ядер 57Fe в залізо-іттрієвом ферріт-гранаті при T=77 K можуть бути набуті при величині Сул-Накамурівського поширення порядка декілька сотень кГц.

Ключові слова: ЯМР, магнітна релаксація, магнетики, змінна валентність.

Sergeev N.A., Polulyakh S.N. **Interaction Sula - Nakamuri and spin relaxation in magnetics, containing ions with variable valency** Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2006. – Series «Fizika». – V. 19 (58). - № 1. - С. 100-109.

Theoretical analysis of the nuclear magnetic relaxation processes, caused by the stochastic modulation of the Suhl-Nakamura and dipole interactions between nuclei in the magnetically ordered substances is performed. It is assumed, the modulation is caused by the effects of the variable valence, which lead to a random change of the frequency of the magnetic resonance of nuclei in the doped magnetic materials. Under the scope of the approach proposed, it is shown that the experimentally observed rates of relaxation for NMR of 57Fe nuclei in the iron-yttrium ferrite-garnet at T=77 K can be obtained with the value of the Suhl-Nakamura broadening of the order of several hundred of kHz.

Keywords: NMR, magnetic relaxation, magnets, variable valence.

Поступила в редакцию 11.12.2006г.