

УДК 539.143.43

©1993

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ВРЕМЕНИ ПОПЕРЕЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА СИГНАЛЫ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

И.Г.Кулиштары

Численными методами и экспериментально исследуется зависимость формы и интенсивности двухимпульсного эха в магнетиках от времени задержки между возбуждающими импульсами. Установлено, что успешное описание замедления кинетики спада эха в Co_2MnSi оказывается возможным при учете неоднородности времени поперечной релаксации как внутри каждой отдельной доменной границы, так и по различным доменным границам образца. Результаты расчета могут быть использованы для оценки роли внутрigrаничных и внутридоменных ядер в формировании сигналов эха.

Со времени открытия импульсного ЯРМ в магнитных материалах методика спинового эха широко используется для изучения процессов релаксации ядерной намагниченности. Обычно для определения времени поперечной и продольной релаксации исследуется кинетика спада двухимпульсного или стимулированного эха в зависимости от промежутка времени между возбуждающими импульсами. Результаты экспериментального исследования свидетельствуют о том, что временной спад интенсивности эха в магнетиках, как правило, отличается от экспоненциального, вследствие чего его не удается описать с помощью единого времени релаксации [1-5]. В зависимости от конкретных экспериментальных условий и типа исследуемого магнетика с ростом задержки между импульсами может наблюдаться как ускорение, так и замедление спада интенсивности сигнала. В частности, в [6] было установлено, что в условиях совмещения частот ФМР ω_e и ЯМР ω_n с ростом времени задержки между импульсами τ скорость спада двухимпульсного эха увеличивается, что объясняется усилением ядерной релаксации за счет затухания электронной намагниченности.

В настоящей работе исследуется зависимость другого типа, которая реализуется в большинстве ферромагнетиков при $\omega_e \gg \omega_n$ и выражается в замедлении спада интенсивности эха с ростом τ . Этот факт обычно связывается с разбросом локальных значений коэффициента усиления η и времен релаксации для ядер, занимающих различные позиции в доменных границах (ДГ) ферромагнетиков. Так, согласно [2,3], распределение времени продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации вдоль толщины границы в направлении, перпендикулярном ее плоскости (ось x), описывается выражением

$$T_{1,2}^{-1}(x) = T_{(1,2)0}^{-1} \operatorname{sech}^2 x. \quad (1)$$

Из этого выражения, в частности, следует, что ядра, находящиеся в центре границы и обладающие наибольшими коэффициентами усиления η_0 , характеризуются наименьшими временами релаксации $T_{(1,2)0}$.

Хотя основные факторы, определяющие динамику спада амплитуды эха в магнетиках, известны достаточно хорошо, расчет соответствующей зависимости осуществлялся лишь для случая резонансного возбуждения узкой линии ЯМР короткими и мощными импульсами, т.е. при выполнении условия $\omega_1 \gg \Delta\omega_{1/2}$ [2] (здесь $\omega_1 = \gamma H_1 \eta$, γ — гиромагнитное отношение для ядер, H_1 — амплитуда возбуждающих импульсов, а $\Delta\omega_{1/2}$ — полуширина линии ЯМР). Это условие сравнительно легко удовлетворяется для резонанса на ядрах ^{57}Fe в чистом железе [2], однако оно практически не выполнимо для большинства других ферромагнетиков, характеризующихся широким спектром резонансных частот. С другой стороны, за исключением [7], расчет формы сигналов эха в магнетиках обычно проводился без учета релаксационных процессов [8–11].

Целью настоящей работы является проведение численного анализа зависимости формы и интенсивности двухимпульсного эха от времени задержки между импульсами с учетом особенностей распределения ядер по коэффициентам усиления и временам поперечной релаксации в ДГ ферромагнетика. Расчетные данные позволяют описать результаты экспериментального исследования в Co_2MnSi лишь при учете разброса значений T_{20} по ДГ образца.

1. Исходные выражения для расчета сигналов эха

Согласно существующим представлениям, ядерная релаксация в магнетиках, как правило, протекает с участием магнонов. Для ядер в переходных областях между доменами одним из основных механизмов является релаксация ядерной намагниченности через внутривагнитные магноны, возбуждаемые в результате термических флуктуаций ДГ. Амплитуда этих магнонов максимальна в центре границы и спадает до нуля ближе к ее краям, что приводит к зависимости времени релаксации от положения ядер в ДГ вдоль оси x . Для 180-градусной границы Блоха, реализующейся в одноосных кристаллах с единственным направлением легкого намагничивания, соответствующая зависимость имеет вид [12]

$$T_2^{-1}(x) = T_{2d}^{-1} + \gamma_2 \sin^2 \theta(x) + \gamma_4 \sin^4 \theta(x) + \dots, \quad (2)$$

где T_{2d}^{-1} — скорость поперечной релаксации для ядер в доменах (на краях границ), θ — угол между направлением намагниченности в домене и в ДГ, а $\gamma_{2,4}$ — коэффициенты, характеризующие рассеяние магнонов на ядрах.

При включенном радиочастотном поле в процессе периодического смещения границы электронные магнитные моменты в различных ее областях поворачиваются на неодинаковые углы, вследствие чего коэффициенты усиления на ядрах также оказываются зависящими от их положения вдоль толщины ДГ. В рассматриваемом приближении [13]

$$\eta = \eta_0 \sin \theta(x). \quad (3)$$

Ограничимся рассмотрением первых двух слагаемых в разложении (2) и представим коэффициент γ_2 в виде $\gamma_2 = T_{20}^{-1} - T_{2d}^{-1}$. Тогда с помощью

(3) получим

$$T_2^{-1}(\eta) = T_{2d}^{-1} + (T_{20}^{-1} - T_{2d}^{-1})(\eta/\eta_0)^2. \quad (4)$$

Задание $T_2(\eta)$ в виде (4) позволяет исследовать ряд важных конкретных случаев. Так, при $T_{20} = T_{2d}$ имеет место однородное распределение, характерное для ядерных спинов в доменах. При $T_{2d} \rightarrow \infty$ получаем выражение, которое следует из (1) для каждой отдельно взятой ДГ: $T_2^{-1}(\eta) = T_{20}^{-1}(\eta/\eta_0)^2$. Наконец, придавая T_{20} различные значения в интервале $0 < T_{20} < T_{2d}$ при $T_{2d} = \text{const}$, можно добиться разной степени неоднородности значений $T_2(\eta)$ в ДГ. Отметим также, что выражение (4) справедливо и для релаксации ядерных спинов, находящихся в ДГ, через внутримолекулярные магноны [2].

Таким образом, для расчета сигналов эха при резонансном возбуждении симметричной линии ЯМР импульсами одинаковой длительности $\tau_{1,2}$ и амплитуды H_1 с учетом особенностей распределения времени поперечной релаксации в ДГ ферромагнетика необходимо воспользоваться выражением ($T_2 \ll T_1$) [9]

$$I_2(t) = \left| \int_0^\infty \eta F(\eta) d\eta \int_{-\infty}^\infty g(\Delta\omega) m^+(\eta, \Delta\omega, t) \exp \left[-\frac{(\tau+t)}{T_2(\eta)} \right] d(\Delta\omega) \right|. \quad (5)$$

В модели прямоугольных импульсов для поперечной составляющей ядерной намагниченности $m^+(\eta, \Delta\omega, t)$ можно получить [14]

$$m^+/m_0 = \frac{\omega_1^3}{\Omega^3} \sin^2 \frac{\Omega\tau_{1,2}}{2} \left[2 \frac{\Delta\omega}{\Omega} \sin^2 \frac{\Omega\tau_{1,2}}{2} - i \sin \Omega\tau_{1,2} \right] \exp \{ i\Delta\omega(\tau - t) \}. \quad (6)$$

Здесь $\Omega = (\Delta\omega^2 + \omega_1^2)^{1/2}$, m_0 — равновесное значение ядерной намагниченности, $\Delta\omega = \omega_n - \omega_0$ — расстройка частоты прецессии отдельной изохроматы ω_n относительно центра линии ЯМР ω_0 , а время t отсчитывается от момента окончания второго импульса. В свою очередь функции распределения ядер по коэффициентам усиления $F(\eta)$ и по частотам ЯМР $g(\Delta\omega)$ задавались в виде [10]

$$F(\eta) = \eta^{-1} \exp [-\ln 2(\eta/\Delta\eta)], \quad (7)$$

$$g(\Delta\omega) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\omega_{1/2}} \exp [-\ln 2(\Delta\omega/\Delta\omega_{1/2})^2], \quad (8)$$

где $\Delta\eta$ имеет смысл некоторого усредненного значения η .

Расчет выражения (5) при заданном распределении (4) позволяет исследовать свойства сигналов эха в приближении идентичных ДГ, каждая из которых характеризуется одной и той же зависимостью $T_2(\eta)$. Вместе с тем в многодоменном ферромагнетике отдельные ДГ могут заметно различаться по площадям и подвижностям, что связано с возможностью их закрепления на неоднородностях кристаллической структуры (примесях, дефектах, дислокациях и пр.) [15]. Это приводит к неоднородности смещения ДГ, которая может проявиться в виде разброса значений времен

релаксации по объему образца. Зависимость времени релаксации от подвижности ДГ хорошо известна из литературных источников. Так, значения T_1 и T_2 в чистом веществе, как правило, значительно короче, чем после введения в него примесей [2], а гомогенизирующий отжиг может приводить к увеличению скорости релаксации в 3–5 раз по сравнению с неотожженным образцом [1].

В общем случае неоднородность времени поперечной релаксации в связи с различной подвижностью ДГ может быть учтена в виде разброса значений T_{20} по объему образца, который задавался нами с помощью распределения типа

$$f(T_{20}) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta T_{20}} \exp \left[-\ln 2 \frac{(T_{20} - \bar{T}_{20})^2}{\Delta T_{20}^2} \right], \quad (9)$$

где \bar{T}_{20} представляет собой усредненное по всем ДГ образца наименьшее время поперечной релаксации, которое может быть определено экспериментально, а ΔT_{20} задает интервал возможных значений ΔT_{20} вблизи этого среднего значения.

С учетом этих особенностей окончательное выражение для сигнала эха можно представить в виде

$$I_{\text{э}}(t) = \left| \int_0^{\infty} \eta F(\eta) d\eta \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta\omega) m^+(\eta, \Delta\omega, t) d(\Delta\omega) \int_0^{\infty} f(T_{20}) \exp \left[-\frac{(\tau + t)}{T_2(\eta)} \right] dT_{20} \right|. \quad (10)$$

Расчет исходных выражений осуществлялся по стандартным программам в соответствии с процедурой, использованной ранее [9–11]. Для изучения кинетики спада интенсивности эха предварительно рассчитывалась форма резонансных сигналов для различных значений τ (рис. 1), а затем на основе полученных данных строились графики зависимости $\ln I_{\text{э}}(\tau)$.

2. Кинетика спада эха в магнитных материалах

Прежде чем приступить к изложению результатов расчета, рассмотрим экспериментальные данные по зависимости интенсивности эха от времени задержки между импульсами в порошкообразном интерметаллическом соединении Co_2MnSi (рис. 2, а). Как видно из этого рисунка, исследуемая зависимость отличается от экспоненциальной во всем интервале использованных значений H_1 с характерным замедлением мгновенной скорости спада в области больших задержек между импульсами. С ростом H_1 отклонение от экспоненциальной зависимости становится менее существенным и вместе с тем наблюдается постепенное увеличение времени поперечной релаксации, определенного по начальному участку спада эха. Для больших значений H_1 время T_2 проявляет тенденцию к насыщению, однако из-за ограниченной мощности возбуждающих импульсов нам не удалось проследить эту тенденцию до конца.

Первоначально расчет кинетики спада эха осуществлялся с помощью выражения (5) для значений параметров, характеризующих исследуемый

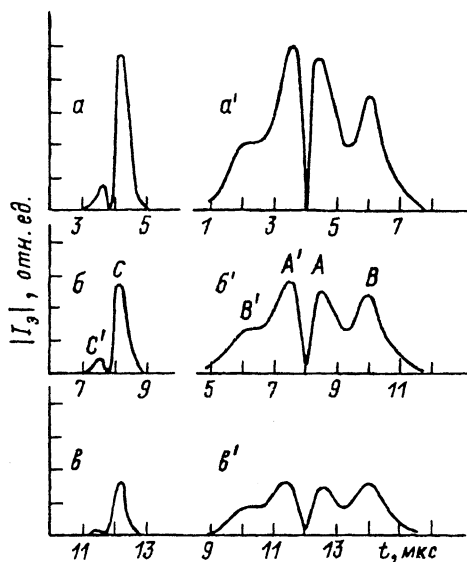


Рис. 1. Зависимость формы эха от времени задержки между импульсами τ (мкс): 4 (*a* и *a'*), 8 (*б* и *б'*), 12 (*в* и *в'*) при $\Delta\omega_{1/2} = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Delta\eta = 200$, $T_{2d} = 20 \text{ мкс}$, $T_{20} = 12 \text{ мкс}$.

Слева (*a*–*в*): $\tau_{1,2} = 0.3 \text{ мкс}$, $\gamma H_1 = 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; справа (*a'*–*в'*): $\tau_{1,2} = 2.0 \text{ мкс}$, $\gamma H_1 = 7 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$.

ферромагнетик и условия его возбуждения. Минимальное время поперечной релаксации в центре ДГ T_{20} определялось по начальному участку спада экспериментальной зависимости $\ln I_0(\tau)$ для наименьшего возможного значения H_1 ($H_1 = 0.05 \text{ Э}$), а время релаксации в доменах T_{2d} оценивалось из графика той же зависимости для импульсов максимальной амплитуды. Результаты расчета (рис. 2,б) хорошо описывают экспериментальные данные для сравнительно малых амплитуд импульсов. Однако для значений $\gamma H_1 \gtrsim 8 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ расчетная зависимость $\ln I_0(\tau)$ становится линейной, а угол ее наклона перестает зависеть от амплитуды импульсов.

Характер изменения времени поперечной релаксации в зависимости от амплитуды импульсов для этого случая представлен на рис. 3 (кривая 1). На том же рисунке (кривая 2) показан график аналогичной зависимости для почти однородного распределения значений $T_2(\eta)$, для которого зависимость $\ln I_0(\tau)$ отличается от линейной лишь в области начальных значений H_1 ($\gamma H_1 \lesssim 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$). Характерно, что независимо от численных значений параметров T_{2d} и T_{20} , использованных при расчетах, приближение зависимости $I_0(\tau)$ к экспоненциальной при возрастании амплитуды импульсов протекает параллельно с удлинением времени поперечной релаксации, а в области насыщения зависимости $T_2(H_1)$ спад интенсивности сигнала становится строго экспоненциальным. При этом интервал значений H_1 , в пределах которого кинетика спада $\ln I_0(\tau)$ отличается от линейной, определяется особенностями распределения времени релаксации в ДГ ферромагнетика. В частности, для резонанса в доменах ($T_{2d} = T_{20}$) экспоненциальный спад амплитуды эха, как правило, сочетается с отсутствием зависимости T_2 от H_1 .

Как отмечалось выше, выражение (5) не дает возможности описать экспериментальную кинетику спада эха в Co_2MnSi для больших амплитуд импульсов. По этой причине дальнейший расчет осуществлялся в соответствии с выражением (10), учитывающим разброс времен релак-

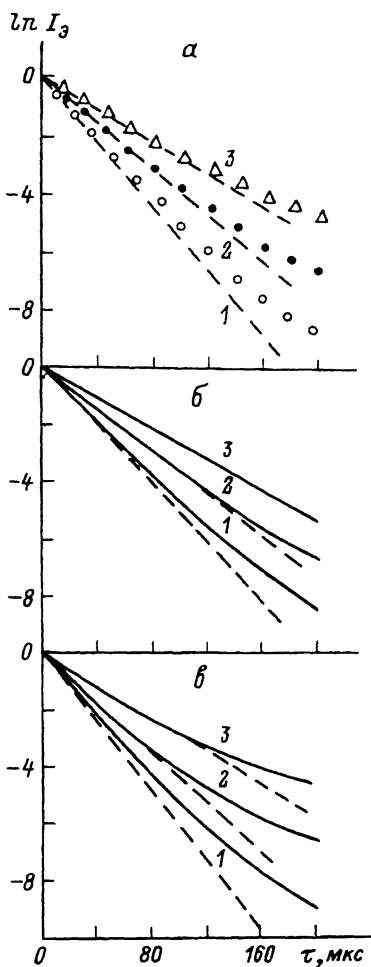


Рис. 2. Кинетика спада интенсивности эха в зависимости от τ для различных амплитуд импульсов: $H_1 = 0.08$ (1), 0.24 (2) и 1.25 Э (3).

Вверху (а) — экспериментальные результаты для резонанса на ядрах ^{59}Co в Co_2MnSi на частоте 145 МГц при $\tau_{1,2} = 0.3$ мкс ($T = 77$ К). Внизу (сплошные линии) — результаты расчета по выражению (5) с $T_{20} = 38$ мкс (б) и по выражению (10) с $T_{20} = 38$ мкс и $\Delta T_{20} = 3$ мкс (в) для следующих значений параметров: $\gamma^{59\text{Co}} = 6360$ Э $^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$, $\Delta\omega_{1/2} = 10^6$ с $^{-1}$, $\Delta\eta = 10^3$, $\tau_{1,2} = 0.1$ мкс, $T_{2d} = 80$ мкс. Штрихи — экспоненциальная зависимость, соответствующая начальному спаду интенсивности сигнала.

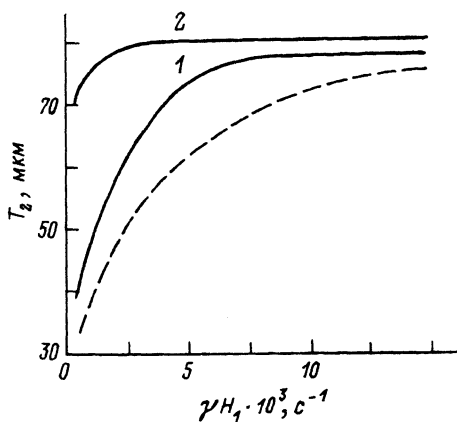


Рис. 3. Зависимости времени T_2 от амплитуды импульсов H_1 для различного характера неоднородности времени поперечной релаксации при $\Delta\omega_{1/2} = 10^6$ с $^{-1}$, $\Delta\eta = 10^3$, $\tau_{1,2} = 0.1$ мкс, $T_{2d} = 80$ мкс.

Сплошные линии — результаты расчета с помощью выражения (5) для $T_{20} = 38$ (1) и 72 мкс (2). Штрихи — расчет по выражению (10) для $T_{20} = 38$ мкс и $\Delta T_{20} = 3$ мкс.

сацией по ДГ образца. При этом, как и на начальном этапе расчетов, предполагалось, что $\bar{T}_{20} = 38$ мкс, а полуширина ΔT_{20} функции распределения (9) последовательно варьировалась вплоть до получения наилучшего соответствия с экспериментальными данными. Результаты расчета зависимостей $\ln I_0(\tau)$ и $T_2(H_1)$ представлены на рис. 2, в и 3. Как видно из рис. 2, в, наличие даже не очень существенного разброса значений T_{20} по ДГ образца приводит к замедлению спада интенсивности эха в значительно более широком интервале амплитуд импульсов, чем в случае идентичных границ. В свою очередь график зависимости $T_2(H_1)$ выходит на насыщение лишь для очень мощных импульсов (штриховая линия на рис. 3).

В заключение этой части работы отметим, что замедление кинетики спада эха с ростом задержки между импульсами наблюдалось нами и в некоторых других ферромагнетиках (к примеру, в гцк Co и его разбавленных сплавах), однако в отличие от Co_2MnSi его удалось описать путем интегрирования выражения (5) без учета дополнительного разброса значений T_{20} по ДГ образца.

Перейдем к рассмотрению динамики спада для эха более сложной формы, возникающего от длинных возбуждающих импульсов. Прежде всего отметим, что время T_2 , определенное расчетными методами или измеренное экспериментально, слабо зависит от длительности импульсов $\tau_{1,2}$ постоянной амплитуды, а зависимости $I_0(\tau)$ и $T_2(H_1)$ подчиняются тем же закономерностям, что и для коротких импульсов. Вместе с тем, согласно рис. 1, форма эха в определенных условиях проявляет зависимость от τ , т.е. времена релаксации для различных компонент эха в общем случае отличаются друг от друга. К примеру, для импульсов промежуточной длительности ($\tau_{1,2}^{-1} \lesssim \Delta\omega_{1/2}$) и малой амплитуды значения T_2

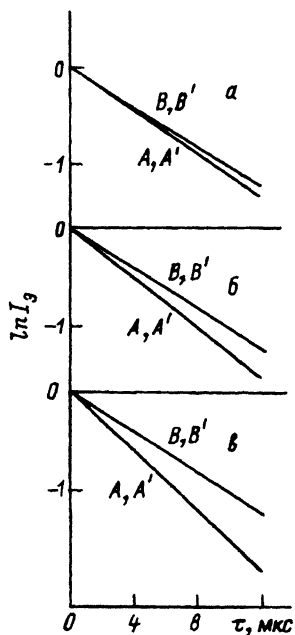


Рис. 4. Временной спад интенсивности для различных компонент эха при фиксированном значении $T_{2d} = 20$ мкс и различных значениях $T_{20} = 18$ (а), 15 (б), 12 мкс (в) для $\Delta\omega_{1/2} = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Delta\eta = 200$, $\gamma H_1 = 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $\tau_{1,2} = 2.0$ мкс.

Обозначения компонент соответствуют принятым на рис. 1. Для наглядности на рис. 4 показаны только начальные участки спада, соответствующие экспоненциальному характеру исследуемой зависимости.

для компонент C и C' отличаются почти в два раза, что вызывает изменение формы эха с двугорбой на одногорбую при увеличении τ (рис. 1, a - b). Однако с ростом H_1 времена релаксации для этих компонент постепенно сближаются и форма эха перестает зависеть от времени задержки между импульсами.

Помимо амплитуды импульсов характер изменения времени поперечной релаксации для различных компонент эха в значительной мере определяется степенью однородности функции $T_2(\eta)$. В качестве иллюстрации на рис. 4 показаны начальные участки графиков зависимости $\ln I_\alpha(\tau)$ для отдельных компонент эха, формирующегося от длинных импульсов ($\tau_{1,2}^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$) при одном и том же значении T_{2d} и различных значениях T_{20} . Из рис. 4 следует, что каждая из пар исследуемых компонент (A и A' , с одной стороны, и B и B' — с другой) характеризуется одними и теми же значениями T_2 . Поведение компонент A и A' хорошо укладывается в схему, рассмотренную выше и включающую в себя постепенное приближение зависимости $\ln I_\alpha(\tau)$ к линейной, а также насыщение времени поперечной релаксации с ростом H_1 . В отличие от этого спад интенсивности компонент B и B' носит экспоненциальный характер и описывается одним и тем же значением T_2 независимо от амплитуды импульсов или особенностей распределения времени поперечной релаксации в ДГ ферромагнетика. Экспериментально такое различие в скоростях релаксации для отдельных компонент сигнала множественного эха наблюдалось, к примеру, в [16].

3. Обсуждение результатов

Как следует из проведенного расчета, учет релаксации ядерных спинов через внутрigrаничные [12] или внутримолекулярные [2] магноты в отсутствие других механизмов релаксации [6,17,18] приводит к замедлению спада интенсивности эха с ростом задержки между импульсами. Причина этого заключается в том, что отдельные группы ядерных спинов внутри ДГ релаксируют с разными скоростями, вследствие чего временной спад интенсивности сигнала в общем случае может быть представлен в виде суммы нескольких экспоненциальных участков [2].

При малых амплитудах импульсов сигнал эха в основном формируется от ядер вблизи центра ДГ, которые характеризуются короткими временами релаксации и значительным разбросом их величин в зависимости от положения внутри границы. С ростом H_1 основной вклад в наблюдаемую зависимость $I_\alpha(\tau)$ начинают давать ядра на краях ДГ, обладающие сравнительно длинными временами релаксации и значительно более однородным распределением значений T_2 [1-3]. Вследствие этого увеличение H_1 приводит к линеаризации функции $\ln I_\alpha(\tau)$ и к исчезновению зависимости времени поперечной релаксации от амплитуды импульсов.

Хотя основные закономерности, изложенные выше, справедливы для широкого класса магнетиков, характер замедления кинетики спада в различных магнитных материалах существенно отличается друг от друга. Так, неэкспоненциальный характер зависимости $I_\alpha(\tau)$ может наблюдаться вплоть до значений H_1 , которые более чем на порядок превышают значения, соответствующие максимальной интенсивности сигнала. Зависимость такого рода наблюдалась на ядрах примесных атомов в Со и

Ni [1], а также в исследованном нами соединении Co_2MnSi . С другой стороны, для резонанса на ядрах ^{57}Fe в обогащенном образце чистого Fe [2] или на ядрах ^{61}Ni в сплавах Co-Ni [1] исследуемая зависимость является экспоненциальной даже для очень слабых импульсов, а времена релаксации практически не зависят от H_1 .

Результаты настоящей работы позволяют предположить, что все существующее многообразие форм зависимости $I_0(\tau)$, выражающееся в замедлении кинетики спада, может быть в принципе описано в рамках модели, учитывающей возможность разброса значений T_2 как внутри каждой отдельной ДГ, так и по различным ДГ образца. При этом удовлетворительного согласия с результатами экспериментального исследования удастся достигнуть корректным выбором всего двух-трех параметров, входящих в расчетные выражения.

Известно, что сигнал эха в магнетиках чаще всего возникает от ядер в ДГ, хотя в определенных условиях существенный вклад в интенсивность и форму эха могут давать и внутридоменные ядра [15,19,20]. Доля вклада от ядер, локализованных в той или иной области магнитоупорядоченного вещества, определяется целым рядом факторов, к числу которых относятся присутствие примесей или дефектов кристаллической структуры [1,2], мощность возбуждающих импульсов [5,20], наличие внешнего постоянного магнитного поля [19], а также температура исследования в кристаллах с температурно-зависимой магнитной анизотропией [21]. С другой стороны, механизмы релаксации для ядер в доменах и в ДГ в общем случае отличаются друг от друга, что приводит к различию в характере спада интенсивности для соответствующих сигналов эха. Это обстоятельство может быть использовано для оценки относительного вклада от ядер, находящихся в доменах или в ДГ ферромагнетика, в формирование сигнала эха.

Действительно, в рамках рассматриваемых представлений сигналы от ядер в доменах (на краях границ) характеризуются экспоненциальной кинетикой спада и отсутствием зависимости времени поперечной релаксации от амплитуды импульсов, что отличает их от сигналов в центре ДГ. Другим важным критерием, позволяющим судить, из какой области многодоменного ферромагнетика исходит сигнал ЯМР, является характер изменения формы эха в зависимости от времени задержки между импульсами большой протяженности ($\tau_{1,2}^{-1} \ll \Delta\omega_{1,2}$). Согласно проведенному расчету, наиболее существенное изменение формы эха ожидается для резонанса в центре ДГ (такое изменение наблюдалось нами в Co_2MnSi при малых амплитудах импульсов, а также авторами [7] в FeVO_3), тогда как сигналы от ядер на краях границ сохраняют неизменную форму при любых задержках между импульсами. Возможность разделения и идентификации сигналов от ядер в центре и на краях границ может оказаться весьма полезной, в частности, при исследовании сдвига частоты ЯМР от указанных групп ядер в системах с сильной анизотропией сверхтонкого взаимодействия [19,20].

В заключение отметим, что изучение кинетики спада эха, возникающего от длинных возбуждающих импульсов, позволяет сделать некоторые выводы об особенностях релаксации резонансной ($|\Delta\omega| \approx \omega_1$) и нерезонансной ($|\Delta\omega| \gg \omega_1$) групп спинов, формирующих компоненты A (A') и B (B') соответственно [9]. Как следует из рис. 4, релаксационные харак-

теристиками для упомянутых групп спинов в общем случае существенно отличаются друг от друга, причем кинетика спада интенсивности компонент B и B' практически не зависит от неоднородности распределения значений T_2 в ДГ образца. Исходя из этого, можно предположить, что поперечная релаксация для нерезонансной группы спинов протекает в соответствии с теми механизмами, которые реализуются в доменах исследуемого ферромагнетика. Наиболее важными из них являются сул-накамуровское взаимодействие [17] и косвенное обменное взаимодействие ядерных спинов через электроны проводимости [18].

Автор выражает благодарность М.И. Куркину и В.И. Цифриновичу за полезные замечания по ряду вопросов, затронутых в статье.

Список литературы

- [1] Streever R.L. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 6A. P. A1612-A1617.
- [2] Stearns M.B. // Phys. Rev. 1969. V. 187. N 2. P. 648-656.
- [3] Stearns M.B., Ullrich J.F. // Phys. Rev. 1971. V. 4. N 11. P. 3825-3833.
- [4] Куркин М.И., Сериков В.В. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 12. С. 3524-3529.
- [5] Покатилов В.С., Капельницкий С.В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 7. С. 2186-2193.
- [6] Цифринович В.И. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 6. С. 1657-1660.
- [7] Нургалиев Т.Х., Москалев В.В. // Вестник ЛГУ. 1981. № 4. С. 114-115.
- [8] Fowler D.K., Creagh D.C., Kinnear R.W.N., Wilson G.V.H. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 92. N 2. P. 545-553.
- [9] Килиптари И.Г., Куркин М.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 324-330.
- [10] Килиптари И.Г. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 5. С. 1428-1434.
- [11] Килиптари И.Г. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2512-2520.
- [12] Winter J.M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 2. P. 452-459.
- [13] Куркин М.И., Туров Е.А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М.: Наука, 1990. 248 с.
- [14] Bloom A.L. // Phys. Rev. 1955. V. 98. N 4. P. 1105-1111.
- [15] Kinnear R.W.N., Campbell S.J., Chaplin D.N., Wilson G.V.H. // Phys. St. Sol. (a). 1980. V. 58. N 2. P. 507-515.
- [16] Рейнгардт А.Е., Цифринович В.И., Новоселов О.В., Мальцев В.К. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 10. С. 3163-3164.
- [17] Hone D., Jaccarino V., Ngwe T., Pincus P. // Phys. Rev. 1969. V. 186. N 2. P. 291-305.
- [18] Weger M. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 4. P. 1505-1511.
- [19] Kunkel H.P., Searle C.W. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 1. P. 65-68.
- [20] Багаутдинов Р.А., Богданова Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Еникеева Г.Р., Медведев Л.И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 924-926.
- [21] Погорелый А.Н., Котов В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 561-563.

Тбилисский
государственный университет

Поступило в Редакцию
11 ноября 1992 г.