

УДК 539.1+539.2+538.955

РАМАНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ВПЕРЕД МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ РЧ-ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СВЕРХТОНКОГО ПОЛЯ

Э.К. Садыков, Г.И. Петров, В.В. Аринин, Ф.Г. Вагизов

Аннотация

Измерены радиочастотные (РЧ) мессбауэровские спектры рассеяния вперед на толстых образцах бората железа (FeBO_3) вблизи точки Нееля снизу. Спектры имеют сателлиты, расстояние между которыми равно удвоенной частоте РЧ-поля. Предложена полуклассическая модель прохождения мессбауэровского излучения через магнитный поглотитель, подверженный РЧ-переключениям сверхтонкого поля на ядре, которая воспроизводит все особенности измеренных спектров. Эксперимент и модельные расчеты свидетельствуют о дополнительных возможностях, которые дают измерения в схеме рассеяния вперед в исследовании мягких магнитных материалов.

Ключевые слова: эффект Мессбауэра, рассеяние вперед, радиочастотное перемангнитчивание, магнитострикция, квантовая интерференция, мягкие магнитные материалы.

Введение

Мессбауэровская спектроскопия в условиях воздействия на образец переменными полями берет начало с известной работы по акустической модуляции гамма-резонансных спектров поглощения [1]. Эта работа инициировала целый ряд мессбауэровских экспериментов по изучению эффектов периодического воздействия на образец радиочастотным (звуковым, магнитным), микроволновым и оптическим излучением [2]. Были разработаны теоретические модели формирования мессбауэровского отклика системы с учетом резонансных процессов [3–5], имеющих место в этих условиях в образце, получены яркие экспериментальные результаты [6, 7].

Новые возможности исследования образцов во внешних полях были продемонстрированы в 90-х годах XX в. [8–12] в экспериментах по мессбауэровскому *рассеянию вперед* (РВ). В этих работах экспериментально и теоретически изучались особенности прохождения мессбауэровского излучения через образец, подверженный воздействию ультразвука (УЗ), с учетом когерентного РВ вперед. Была предложена модель формирования УЗ сателлитов в спектрах РВ, обращалось внимание на возможность наблюдения этих сателлитов экспериментально. И, наконец, был экспериментально установлен рост радиационного выхода гамма-фотонов (их интенсивности за поглотителем) по отношению к значению этого параметра в отсутствие звука как результат образования в таких условиях суперпозиционных состояний излучения в образце, имеющих аномально малые коэффициенты поглощения [12]. Все изложенное свидетельствует об эффективности метода мессбауэровского РВ для получения информации о периодических процессах, индуцируемых в образцах достаточной толщины.

Предметом рассмотрения настоящей работы является мессбауэровское РВ при воздействии на магнитный образец радиочастотного (РЧ) магнитного поля. Основная цель состоит в построении модели спектров РВ и анализе эффектов, ожидаемых для различных механизмов РЧ-воздействия на резонансные ядра. Такая модель позволит понять роль эффектов квантовой интерференции и РЧ-коллапса

в формировании мессбауэровских спектров, она необходима для проведения фитинга экспериментальных спектров РВ на мягких магнитных материалах и для оценки оптимальных параметров эксперимента. Эта задача стимулирована экспериментами на обогащенных изотопом ^{57}Fe образцах бората железа (FeBO_3), результаты которых частично опубликованы в работе [13]. Несомненно, подобного рода исследования открывают возможность получения дополнительной информации из спектров РВ, что определяет востребованность экспериментов по РВ в рамках РЧ-мессбауэровской спектроскопии. В работе обсуждаются также вопросы, связанные с проявлением эффекта толщины в РЧ-мессбауэровской спектроскопии. Основные выводы работы основаны на эксперименте и модельных расчетах.

Влияние РЧ-поля на мессбауэровские процессы хорошо изучено в геометрии поглощения [14]. Наиболее известный эффект – появление в спектрах поглощения спутников, вызванных магнестрикционными колебаниями решетки, подобно появлению ультразвуковых спутников при акустической модуляции [1]. Другие особенности РЧ-спектров обусловлены возникновением переменного магнитного поля на ядре. Различаются два предельных режима формирования такого поля. В первом случае поле магнитной анизотропии образца намного превышает амплитуду внешнего РЧ-поля. Поэтому РЧ-поле (например, линейно поляризованное) способно вызвать лишь сравнительно небольшие колебания намагниченности около направления легкой оси и тем самым создавать на ядре переменное сверхтонкое поле (перпендикулярное постоянному полю). Такое поле рассматривается как внешнее РЧ-поле, подверженное усилению сверхтонким взаимодействием. Во втором случае, когда поле магнитной анизотропии мало относительно амплитуды внешнего поля, локальная намагниченность образца следует за направлением РЧ-поля и в случае линейно поляризованного РЧ-поля дважды за период меняет направление. Это вызывает каждый раз изменение знака сверхтонкого поля на ядре, которое теперь в хорошем приближении может быть представлено ступенчатой функцией времени. Такой механизм известен как механизм РЧ-переключения поля на ядре. Последние два механизма РЧ-воздействия на ядро можно назвать магнитодинамическими, в отличие от магнестрикционного механизма. Наиболее интересным следствием сверхтонкого усиления поля является такой уникальный эффект в спектрах поглощения, как эффект двойного гамма-магнитного резонанса [4, 6, 7], а следствием механизма переключения поля является радиочастотный коллапс сверхтонкой структуры мессбауэровских спектров поглощения (случай достаточно больших частот РЧ-поля) и образование магнитодинамических спутников [14–18].

1. Эксперимент

Схема экспериментов по мессбауэровскому РВ представлена на рис. 1. Возбуждение ядер образца (A) производится излучением источника гамма-фотонов (S), движущимся по отношению к A с постоянной скоростью (см. рис. 1). В наших измерениях источник S ($^{57}\text{Co}(\text{Cr})$) находился в покое относительно образца A (FeBO_3). Исследуемый образец представлял собой пластину бората железа (FeBO_3), обогащенного изотопом ^{57}Fe до 95%, вырезанную вдоль легкой плоскости монокристалла. Диаметр образца был порядка 6 мм, толщина образца составляла 45 мкм. Ячейка с образцом помещалась внутри высокочастотного (ВЧ) контура, куда подавалось внешнее РЧ-магнитное поле, осциллирующее в плоскости образца. ВЧ-генератор, работающий на частотах 10–30 МГц, обеспечивал выходную мощность до 120 Вт и максимальную амплитуду переменного магнитного поля в ВЧ-контуре до 20 Э. Температура образца контролировалась с помощью проточной воды, подаваемой с термостата. Спектр мессбауэровского излучения, рассеянного вперед,

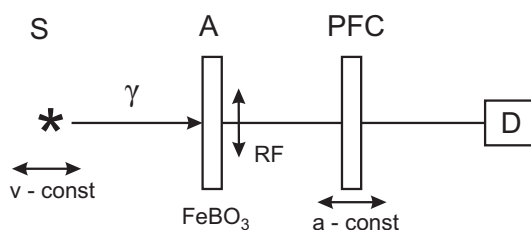


Рис. 1. Схема мессбауэровского эксперимента по рассеянию вперед

определялся с помощью анализатора (PFC) и детектора (D). Анализатором служил $K_4[Fe(CN)_6] \cdot 3H_2O$ (тригидрат гексацианоферрата(II) калия, то есть желтая кровяная соль (ЖКС) с 95%-ным обогащением изотопом ^{57}Fe), спектр поглощения которого представляет одиночную линию. Доплеровская модуляция анализатора осуществлялась стандартным мессбауэровским спектрометром МС 1101 Э, работающим в режиме постоянного ускорения. Детектором служил сцинтилляционный датчик на основе $NaI(Tl)$.

Измерения спектров РВ на $FeBO_3$ проводились в РЧ-поле, в диапазоне температур от комнатной до температуры Нееля ($T_N = 348$ К). При этом спутниковая структура спектров становилась более выраженной с приближением к T_N . Такое температурное поведение спектров, вероятно, обусловлено тем, что основным механизмом формирования спутников является РЧ-переключение поля на ядре. Это предположение согласуется с результатами работы [14], где было экспериментально показано уменьшение роли альтернативного механизма спутникообразования (магнитоstriction) в спектрах поглощения $FeBO_3$ вблизи T_N . Изучение особенностей формирования спектров РВ в условиях РЧ-переключений сверхтонкого поля в магнитных материалах представляет особый интерес, поскольку такие исследования позволяют обобщить теоретические модели формирования спектров РВ в режиме возмущения УЗ-полем [12] на случай РЧ-возмущения магнитных материалов. Поэтому было важно обеспечить оптимальные условия эксперимента, при которых ожидаемые процессы переключения максимально выражены. Этим объясняются выбранные нами экспериментальные параметры при получении спектров, приведенных на рис. 2 (за исключением рис. 2, с), а именно:

- температура (343 К);
- сравнительно небольшие частоты РЧ-поля (6–19 МГц);
- значительная эффективная толщина образца ($t_e = \sigma_0 N_0 f_{L-M} \gamma \sim 100$).

Структура полученных спектров аналогична, но не идентична структуре УЗ-спектров, опубликованных в работах [8–12]. Их особенностями являются (рис. 2) следующие:

- а) спектры имеют спутниковую структуру, но, в отличие от УЗ-спектров, спутники отстоят от основной линии на величину, кратную удвоенной частоте РЧ-поля;
- б) наблюдается более быстрый спад интенсивностей спутников с ростом их порядка по сравнению с УЗ-спутниками [9–12];
- в) в спектрах РВ, полученных возбуждением левой половины спектра поглощения (секстета), интенсивность правых спутников больше, чем у левых (подобная асимметрия наблюдалась и в [9–12]).

Появление спутников четного порядка воспроизводится расчетами на основе магнитодинамического механизма [13] (см. ниже), что естественно для малой величины плоскостной магнитной анизотропии $FeBO_3$ и используемых температур эксперимента, близких к температуре T_N , когда переключение направления магнитного поля на ядре на обратное происходит даже при малых внешних РЧ-полях.

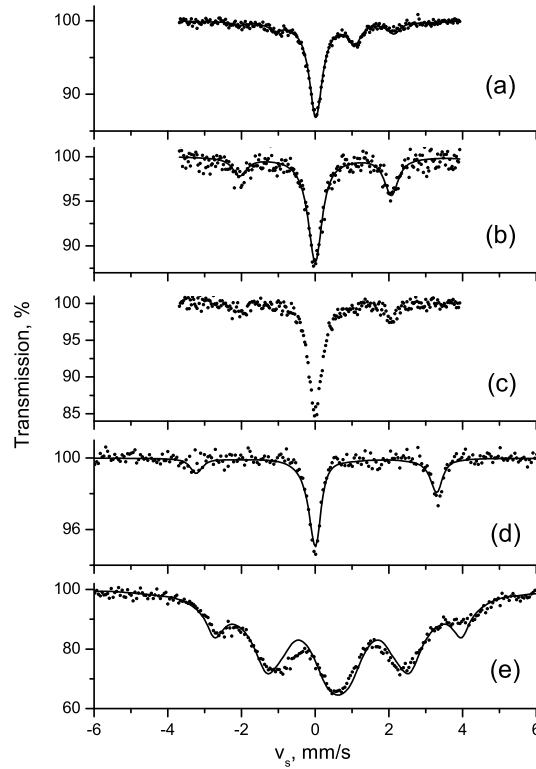


Рис. 2. Спектры РВ (а, b, c, d) и поглощения (е) в условиях РЧ-перемагничивания образца (FeVO_3): (а) $T = 343$ К, $\Omega = 6.2$ МГц; (b) $T = 343$ К, $\Omega = 12$ МГц; (с) $T = 333$ К, $\Omega = 12$ МГц; (d) $T = 343$ К, $\Omega = 19$ МГц; (е) $T = 343$ К, $\Omega = 19$ МГц; $t_e = 135$ (результат фитинга)

Наряду со спектрами РВ, измеренными при оптимальной температуре 343 К, нами получены спектры при более низких температурах, которые отличаются меньшей интенсивностью сателлитов. Один из них (для $T = 333$ К) представлен на рис. 2, с. Зависимость относительной интенсивности сателлитов в спектрах этой серии от температуры можно проследить на рис. 3. Были также проведены измерения, когда на образец подавалось постоянное магнитное поле, перпендикулярное амплитуде РЧ-поля, с напряженностью заметно превышающей последнюю, и по этой причине исключающее РЧ-переключения (см. рис. 4). Как видно, в этом случае сателлиты отстоят друг от друга на величину, кратную $\pm n\Omega$. Следует заметить, что наблюдаемая структура этих вспомогательных спектров также подтверждает предположение о том, что основным механизмом РЧ-воздействия на ядра в экспериментах вблизи T_N (в отсутствие постоянного поля) являются РЧ-переключения поля на ядре. Рассмотрим, насколько приведенные выше экспериментальные факты согласуются с выводами магнитодинамической модели.

2. Механизм переключения сверхтонкого поля

Влияние РЧ-поля на прохождение монохроматической гамма-волны $E_0(y, t) \exp(i(ky - \omega t))$ через резонансную среду рассмотрим на основе уравнения, ранее использованного при моделировании УЗ-сателлитов в спектре рассеяния

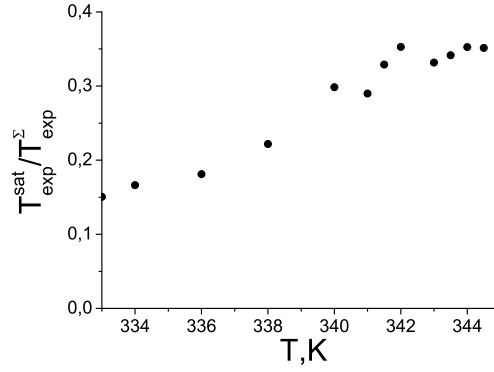


Рис. 3. Относительная интенсивность спутников в спектре РВ в зависимости от температуры. $\Omega = 12$ МГц, $H_{rf} = 3$ Э. Видно, что уже при 343 К наступает насыщение отношения $I_{\text{exp}}^{\text{sat}}/I_{\text{exp}}^{\Sigma}$

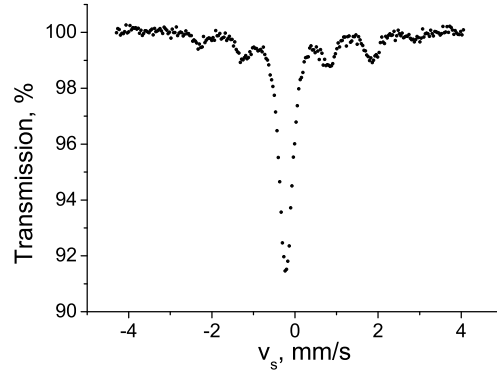


Рис. 4. Спектр РВ. В плоскости образца приложены постоянное ($H_0 = 17$ Э) и перпендикулярное ему переменное ($H_{rf} = 4$ Э) поля. Частота РЧ-поля $\Omega = 12$ МГц. Спутники отстоят от основной линии на $+n\Omega$, $n = 1, 2, 3, \dots$

вперед [12]:

$$\frac{\partial E_0(y, t)}{\partial y} = -\frac{2\pi}{c} J_0(y, t), \quad (1)$$

где $J_0(y, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда плотности тока перехода $J(y, t)$ для системы мессбауэровских ядер. Представим $J(y, t)$ как интеграл в $\mathbf{k}$ -пространстве:

$$J(y, t) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \sum_a \langle \Psi_a(t) | \hat{j}(\mathbf{k}) | \Psi_a(t) \rangle \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_a). \quad (2)$$

Вклад отдельного мессбауэровского ядра с координатой центра тяжести $\mathbf{r}_a$ в (2) имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_a(t) | \hat{j}(\mathbf{k}) | \Psi_a(t) \rangle &= -i(\hbar)^{-1} \langle m' | \hat{j}(\mathbf{k}) | M' \rangle \times \\ &\times \int_{-\infty}^t dt' \langle M' | \hat{U}^e(t, t') | M \rangle \langle M | \hat{V}_a(t') | m'' \rangle \langle m'' | \hat{U}^g(t', t) | m' \rangle, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\Psi_a(t)$ – волновая функция a -го ядра, которая определена операторами эволюции ядра $\hat{U}^{e,g}(t, t')$ в возбужденном (e) и основном (g) состояниях в представлении спиновых состояний $|M\rangle$ и $|m\rangle$:

$$\hat{U}^{e,g}(t, t') = \hat{T} \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t d\tau \cdot \hat{H}_1^{e,g}(\tau) \right), \quad \hat{H}_1^{e,g}(t) = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{hf}}^{e,g}(t). \quad (4)$$

Здесь $\hat{H}_0$ и $\hat{H}_{\text{hf}}^{e,g}(t)$ – гамильтонианы свободного ядра и сверхтонкого взаимодействия. Оператором $\hat{V}_a(t) = i\omega^{-1} \hat{j}^*(\mathbf{k}_\gamma) E_0(y_a, t) \exp i(\mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}_a - \omega t)$ в (3) представлено взаимодействие ядра с гамма-фотоном. Изменения, вызванные РЧ-полем в (2) и (3), сводятся к замене $\mathbf{r}_a \rightarrow \mathbf{r}_a + \mathbf{u}_0 \sin \Omega t$ (этим учитывается эффект магнитострикции) и введению конкретной зависимости поля на ядре от времени в операторах $\hat{H}_{\text{hf}}^{e,g}(t)$. Как было отмечено выше, наиболее интересными являются две магнитодинамические модели: режим гамма-магнитного резонанса и режим переключения. Последний процесс особенно прост в приближении $H_{\text{rf}} \gg H_a$, где H_{rf} – амплитуда РЧ-поля, а H_a – поле магнитной анизотропии. Временная зависимость гамильтониана $\hat{H}_{\text{hf}}^{e,g}(t)$ в этом случае определяется ступенчатой периодической ($T = 2\pi/\Omega$) функцией $\Phi(t)$:

$$\hat{H}_{\text{hf}}^{e,g}(t) = -\varepsilon_{e,g} \hat{I}_z^{e,g} \Phi(t), \quad (5)$$

$\Phi(t) = 1$, $Tn - T/2 < t < Tn$; $\Phi(t) = -1$, $Tn < t < T/2 + Tn$, $\varepsilon_{e,g} = \gamma_{e,g} \hbar H_{\text{hf}}$, где H_{hf} – величина переключающегося сверхтонкого поля. С учетом (4) и (5) выражение (3) запишется как:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_a(t) | \hat{j}(\mathbf{k}) | \Psi_a(t) \rangle &= (\omega \hbar)^{-1} \langle m | \hat{j}(\mathbf{k}) | M \rangle \times \\ &\times \int_{-\infty}^t dt' \exp[-i(\omega_0 - i\Gamma/2)(t - t')] \langle M | \hat{j}^*(\mathbf{k}_\gamma) | m \rangle \times \\ &\times E_0(y_a, t') \exp i(\mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}_a - \omega t') \exp(-i\Omega_{mM} S(t, t')) \exp(i\mathbf{k}_\gamma \mathbf{u}_a(t')), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$S(t, t') = S(t) - S(t'), \quad S(t) = \int_0^t \Phi(\tau) d\tau; \quad \Omega_{mM} = (\varepsilon_g m - \varepsilon_e M) / \hbar$$

После подстановки (6) в (2), выполнив суммирование по резонансным центрам a , выделим медленно меняющуюся амплитуду $J_0(y, t)$. Временная зависимость $J_0(y, t)$ в (1) определяется соотношением

$$\begin{aligned} J_0(y, t) &= N_0 f_{L-M} (\omega \hbar)^{-1} \left| \langle m | \hat{j}(\mathbf{k}_\gamma) | M \rangle \right|^2 \int_{-\infty}^t dt' \exp[-i(\omega_0 - \omega - i\Gamma/2)(t - t')] \times \\ &\times \exp[-i\Omega_{mM}(S(t) - S(t'))] E_0(y, t') \exp(-i\mathbf{k}_\gamma \mathbf{u}_a(t)) \exp(i\mathbf{k}_\gamma \mathbf{u}_a(t')). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь N_0 – концентрация мессбауэровского изотопа, f_{L-M} – фактор Лэмба–Мессбауэра. Выражение (7) получено при условии, что как колебания ядер, так и переключения поля на ядрах, описываемые функцией $\Phi(t)$, являются синфазными в пределах достаточно большого объема образца. Например, движение ядер в пределах этого объема может быть взято как $\mathbf{u}_a(t) = \mathbf{u}_0 \sin(\Omega t + \varphi)$, где фаза φ

не зависит от a . Далее мы используем разложение в ряд Фурье $\exp(\pm i \mathbf{k}_\gamma \mathbf{u}_a(t)) = \sum_p J_p(\mathbf{k}_\gamma \mathbf{u}_0) \exp(\pm i p(\Omega t + \varphi))$, где $J_p(b)$ – функции Бесселя, для которых выполняется соотношение $\sum_{p=-\infty}^{\infty} J_{p+q}(b) J_p(b) = \delta_{q0}$. Фаза φ появляется по той причине, что шкала времени в (6) связана с ядерным переходом, который представляет собой случайный процесс в лабораторной шкале времени (связанной с РЧ-полем). Аналогичным образом, экспонента $\exp(i \Omega_{mM} S(t))$ в (7) представима как $\exp(i \Omega_{mM} S(t)) = \sum_n a_n^{mM} \exp(-i n(\Omega t + \varphi))$ с соотношением для коэффициентов Фурье $\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{n+q}^{mM*} a_n^{mM} = \delta_{q0}$ (суммирование по целочисленным индексам). Для a_n^{mM} легко найти представление

$$a_n^{mM} = \frac{1}{T} \frac{-2i \Omega_{mM} (1 - \exp(-i \Omega_{mM} T/2) (-1)^n)}{\Omega_{mM}^2 - (\Omega n)^2}. \quad (8)$$

Далее делается естественное предположение, что РЧ-воздействие на поглотитель приводит к периодической зависимости медленно меняющейся амплитуды гамма-волны от времени, то есть $E_0(y, t') = \sum_l E_l(y) \exp(-i \Omega l t')$. Вводя данное разложение в обе части уравнения (1) и приравнявая коэффициенты при одинаковых гармониках, получим систему уравнений:

$$\partial E_l^s / \partial y = \sum_{l', s'} G_{ll'}^{ss'} E_{l'}^{s'}(y) \quad (9)$$

Если эффективен только механизм РЧ-переключения поля ($\mathbf{u}_a(t) = 0$), то матрица $G_{ll'}^{ss'}$ в (9) равна

$$G_{ll'}^{ss'} = i \sigma_0 N_0 f_{L-M} \sum_{q, mM} \frac{A_{mM}^{ss'} a_{q-l}^{mM*} a_{q-l'}^{mM} \exp(i \varphi(l - l'))}{(\omega_e - \omega - \Omega q - i \Gamma/2)}. \quad (10)$$

Здесь введено максимальное сечение резонансного поглощения ядер σ_0 , фактор $A_{mM}^{ss'}$ определяет вклад в амплитуду рассеяния гамма-фотона вперед с изменением его поляризации ($s' \rightarrow s$) и обусловленный сверхтонким переходом mM . Таким образом, в общем случае уравнение (9) описывает изменение спектра и поляризационного состояния мессбауэровского излучения, распространяющегося в среде, подверженной воздействию периодического поля.

В случае эффективности обоих механизмов РЧ-воздействия (магнитострикции и переключений поля на ядре), то есть $\mathbf{u}_a(t) \neq 0$, $G_{ll'}^{ss'}$ выглядит так:

$$G_{ll'}^{ss'} = i \sigma_0 N_0 f_{L-M} \sum_{q, mM, p, p'} \frac{A_{mM}^{ss'} a_{q-l-p}^{mM*} J_p(b) a_{q-l'-p'}^{mM} J_{p'}(b) \exp(i \varphi(l - l'))}{(\omega_e - \omega - \Omega q - i \Gamma/2)}. \quad (11)$$

И, наконец, случаю, когда эффективна только магнитострикция, соответствует матрица

$$G_{ll'}^{ss'} = i \sigma_0 N_0 f_{L-M} \sum_{mM, q} \frac{A_{mM}^{ss'} \exp(i \varphi(l - l')) J_{l+q}(b) J_{l'+q}(b)}{(\omega_e + \Omega_{mM} - \omega - \Omega q - i \Gamma/2)}. \quad (12)$$

Последнее выражение представляет собой формулу для коэффициентов матрицы системы уравнений (3.19) из [12] (аналога системы (9) в настоящей работе), обобщенную на случай отличного от нуля магнитного поля на мессбауэровских ядрах.

Для геометрии нашего эксперимента (волновой вектор гамма-фотона перпендикулярен возможным направлениям сверхтонкого поля в поглотителе) радиационные сверхтонкие переходы mM для изотопа ^{57}Fe характеризуются определенной линейной поляризацией. Это означает, что в процессе рассеяния вперед поляризация гамма-фотона не меняется, если основным механизмом РЧ-воздействия на мессбауэровские ядра являются переключения поля на ядре. Матрица $G_{ll'}^{ss'}$ (фактор $A_{mM}^{ss'}$ в (10)–(12)), следовательно, диагональна в базисе линейных поляризаций ($s = 0(1)$ соответствует линейной поляризации, коллинеарной (перпендикулярной) направлению сверхтонкого поля):

$$A_{mM}^{ss'} = \delta_{ss'} A_{mM}^s \Gamma/4,$$

где постоянные A_{mM}^s определяют нормированные относительные интенсивности сверхтонких переходов mM для направления волнового вектора гамма-фотона, перпендикулярного сверхтонкому полю. Их значения определяются коэффициентами Клебша–Гордона и мультипольностью гамма-излучения для данного мессбауэровского перехода. В случае изотопа ^{57}Fe для представленной геометрии эксперимента значения A_{mM}^s определяются комбинаторной формулой:

$$A_{mM}^s = \frac{|(-1)^s - (-1)^{M-m}| (1 + |m + M|) (2 - |M - m|)^2}{96 |-4/3 + (2 - |M - m|)|}. \quad (13)$$

Следует заметить, что сохранение поляризации гамма-фотона при его рассеянии вперед имеет место только для механизма переключения поля (в частности, $G_{ll'}^{ss'}$ не диагонален по индексам s, s' , если РЧ-поле вызывает ядерно-резонансные переходы).

Система дифференциальных уравнений (9) является исходной при теоретической оценке интенсивностей сателлитов, индуцированных в спектрах РВ периодическим переключением поля на ядре. Моделирование спектров РВ на основе системы уравнений (9) включает вычисление элементов $G_{ll'}^{ss'}(\omega_a, \omega, \varphi = 0)$ матрицы $\mathbf{G}$ и далее численное решение этой системы, порядок которой подбирается таким, чтобы обеспечить сходимость решения.

Исходя из системы уравнений (9), находим гамма-волну на глубине y поглотителя, инициированную гармоникой на его входе с частотой ω и амплитудой θ_ω :

$$E_\omega(y, t, \varphi) = \sum_l E_l(y, \varphi) \exp(-i(l\Omega t + \omega t)), \quad (14)$$

где $E_l(y, \varphi)$ определяется как решение системы (9):

$$E_l(y, \varphi) \sim \theta_\omega \{ \exp(\mathbf{G}(\omega_a, \omega, \varphi = 0)y) \}_{l0} \cdot \exp(il\varphi). \quad (15)$$

Далее, определив фурье-образ волны (14) по формуле

$$E_\omega(y, \tilde{\omega}, \varphi) = \sum_l E_l(y, \varphi) \delta(\tilde{\omega} - l\Omega - \omega) \quad (16)$$

и учитывая лоренцевый вид формы линии источника с шириной линии Γ_s , запишем выражение для спектра РВ (за поглотителем толщины y), которое после

усреднения по фазам в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ имеет вид

$$\begin{aligned} I(\tilde{\omega}, y, \omega_s, \omega_a) &= \left(\int |E_\omega(y, \tilde{\omega}, \varphi)|^2 d\omega \right)_\varphi = \\ &= \frac{\Gamma_s}{2\pi} \sum_l \frac{|\{\exp(\mathbf{G}(\omega_a, \tilde{\omega} - l\Omega, \varphi = 0)y)\}_{l0}\|^2}{(\omega_s - \tilde{\omega} + l\Omega)^2 + (\Gamma_s/2)^2} \end{aligned} \quad (17)$$

Этот спектр подвергается свертке с функцией формы линии анализатора $\varphi_A(\tilde{\omega}, \tilde{\omega}_A)$, что дает нам модельный спектр, используемый для обработки экспериментального спектра РВ, полученного в данной схеме измерений (см. рис. 1):

$$I_{an}(\tilde{\omega}_A, y, \omega_s, \omega_a) \sim \int d\tilde{\omega} I(\tilde{\omega}, y, \omega_s, \omega_a) \exp(-\varphi_A(\tilde{\omega}, \tilde{\omega}_A)). \quad (18)$$

Здесь предполагается, что функция формы линии $\varphi_A(\tilde{\omega}, \tilde{\omega}_A)$, которая включает набор параметров анализатора, равна:

$$\varphi_A(\tilde{\omega}, \tilde{\omega}_A) = \frac{t_{an}(\Gamma_{an}/2)^2}{[(\tilde{\omega} - \tilde{\omega}_A)^2 + (\Gamma_{an}/2)^2]}.$$

Интегрируя (17) по $\tilde{\omega}$ и представляя результат как функцию ω_s , можно получить интеграл прохождения (спектр поглощения) для мишени

$$T(\omega_s, \omega_a, y) \sim \int d\tilde{\omega} I(\tilde{\omega}, y, \omega_s, \omega_a). \quad (19)$$

Таким образом, предложенная модель может быть использована также для анализа эффектов толщины в спектрах поглощения мессбауэровских образцов в условиях их периодического возмущения. Обратим внимание, что полученное выражение для спектра поглощения не только содержит теперь в себе эффект толщины поглотителя, но и отражает специфические процессы распространения излучения, в частности, когерентный или некогерентный характер имеет рамановское рассеяние гамма-фотонов вперед.

Выражения (18) и (19) для модельных спектров получены с учетом только мессбауэровской компоненты излучения источника. Но интенсивность излучения на реальном детекторе больше значения (18) на величину, определяемую фоновой частью спектра источника. Кроме того, суммарная интенсивность регистрируется детектором с определенной эффективностью, что приводит к необходимости введения соответствующего коэффициента. Поэтому модельная функция для реализации фитинга имеет вид

$$I_{mod}(\tilde{\omega}_A, y, \omega_s, \omega_a) = F + AI_{an}(\tilde{\omega}_A, y, \omega_s, \omega_a),$$

где константы A и F зависят от условий эксперимента.

Фитинг экспериментальных спектров проводится путем минимизации среднеквадратичного отклонения числа гамма-фотонов, зарегистрированных на детекторе $N^i(\tilde{\omega}_A^i, y, \omega_s, \omega_a)$ (i – номер канала детектора) от соответствующего модельного выражения для этой величины $I_{mod}(\tilde{\omega}_A^i, y, \omega_s, \omega_a)$. При этом основными варьируемыми параметрами являлись, помимо A и F , эффективная толщина образца (t_e), величина сверхтонкого поля (H_{hf}) и изомерный сдвиг ($\omega_s - \omega_a$). Такая обработка спектров РВ позволила воспроизвести все их особенности: наличие спутников только четного порядка, быстрый спад интенсивности спутников с ростом их порядка и асимметрию спутнитной структуры при $\omega_s \neq \omega_a$ (см. рис. 2, расчетные спектры представлены сплошной кривой) [13].

3. Модельные расчеты

Этот раздел содержит более детальный анализ прохождения мессбауэровского излучения через образец, ядра которого подвержены РЧ-переключению сверхтонкого магнитного поля. Выше было отмечено, что структура мессбауэровских спектров РВ, измеренных в режиме переключений поля, во многом похожа на структуру спектра излучения, прошедшего через нержавеющую сталь в УЗ-поле [12]. Эта аналогия ожидаема в представлениях работы [19], где модель УЗ-эффектов [12] была обобщена на случай РЧ-возмущения мессбауэровской мишени. В то же время РЧ-эффекты мессбауэровского РВ имеют особенности, которые могли бы дополнить экспериментальные возможности РЧ-мессбауэровской спектроскопии и поэтому заслуживают более детального рассмотрения. Представляет интерес, каковы возможные механизмы изменения интенсивности излучения благодаря его взаимодействию с ядрами в РЧ-переключающемся поле и следует ли ожидать в этом случае увеличения радиационного выхода за поглотитель благодаря когерентному рамановскому рассеянию гамма-фотонов. Следующий вопрос связан с установлением роли сверхтонкой структуры и эффекта РЧ-коллапса, факторов, присущих РЧ-мессбауэровским спектрам магнитных материалов, в формировании их спектров РВ. Анализ этих вопросов позволит нам выявить особенности формирования мессбауэровских спектров РВ-магнитных материалов. Ответ на поставленные вопросы можно получить на основе расчетов в представлениях использованной выше модели формирования спектров РВ.

Рассмотрим прежде всего мессбауэровский отклик магнитного образца в условиях РЧ-переключения поля на ядре с учетом единственной (сверхтонкой) составляющей гамма-перехода mM . Прохождение гамма-излучения в среде с таким гипотетическим спектром поглощения, как мы убедимся далее, во многом схоже с его распространением в поглотителе с одиночной линией при звуковом возбуждении. Представляют интерес выражения для спектра РВ для трех случаев, различающихся характером воздействия РЧ-поля на резонансные ядра мишени.

1. Гамма-излучение взаимодействует с ядрами на переходе mM , РЧ-поле отсутствует. В этом, тривиальном случае последовательно упрощая выражения (1)–(16), получим спектр РВ излучения источника с частотой ω_s и естественной шириной Γ_s на образце с эффективной толщиной $t_e = \sigma_0 N_0 f_{LM} y$

$$I_1^{mM}(\omega, t_e) = \frac{\Gamma_s}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_s)^2 + (\Gamma_s/2)^2} \exp \left[\frac{-t_e A_{mM} \Gamma^2/4}{(\omega_a - \omega + \Omega_{mM})^2 + (\Gamma/2)^2} \right]. \quad (20)$$

Это выражение описывает процесс рассеяния вперед при значениях $\omega_s \simeq \omega_a + \Omega_{mM}$, где ω_a и Ω_{mM} определены частотами ядерного перехода и сверхтонкого взаимодействия в поглотителе.

2. Гамма-излучение взаимодействует с ядрами на переходе mM , РЧ-поле вызывает синхронные переключения поля на ядрах. Определим спектр РВ по описанному выше алгоритму. По-прежнему предполагается, что медленно меняющаяся амплитуда гамма-волны $E_{\omega'}(y, t)$ на частоте ω' может быть представлена рядом Фурье

$$E_{\omega'}(y, t) = E_{\omega'_0}(y, t) \exp(-i\omega' t), \quad E_{\omega'_0}(y, t) = \sum_k E_k(y, \omega') \exp(-ik\Omega t). \quad (21)$$

Теперь при решении системы (9) относительно $E_k(y, \omega')$ используется матрица коэффициентов $G_{ll'}^{ss'}$, которая определяется единственным слагаемым mM в выражении (10). Благодаря свойству фурье-коэффициентов $\sum_n a_{n+q}^{mM*} a_n^{mM} = \delta_{q0}$ система бесконечного порядка (9) может быть решена итерационным методом. Вместо

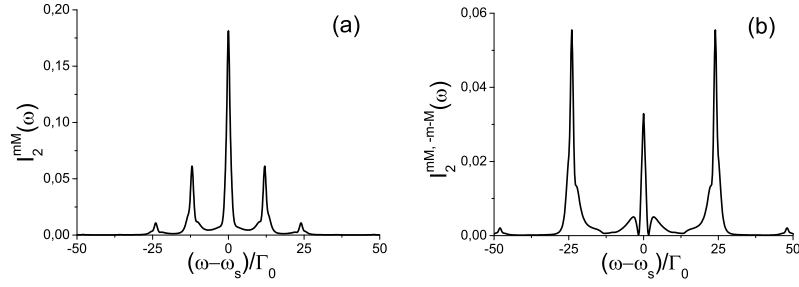


Рис. 5. Спектры РВ поляризованного излучения ($s = 1$), $t_e = 100$, $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, $\Omega = 12\Gamma_0$, $\omega_s - \omega_a = 0$: а) $mM = 1/2 \rightarrow 1/2$, б) $mM = 1/2 \rightarrow 1/2; -1/2 \rightarrow -1/2$; Γ_0 – теоретическое значение естественной ширины мессбауэровского уровня

(15) получаем аналитическое решение:

$$E_k(y, \omega') = \theta_{\omega'} \exp(-ik\varphi) \sum_q a_{k+q}^{mM*} a_q^{mM} \exp\left(\frac{ik_\gamma y}{2} G_q(\omega')\right), \quad (22)$$

где $G_q(\omega') = \sigma_0 N_0 f_{LM} A_{mM} \Gamma / 2k (\omega_a - \omega' + q\Omega - i\Gamma/2)$ и φ – фаза РЧ-поля относительно временной шкалы радиационного ядерного перехода.

Фурье-преобразование гамма-волны с учетом (21) выглядит как

$$E_{\omega'}(y, \omega, \varphi) = \sum_k E_k(y, \omega') \delta(\omega - k\Omega - \omega').$$

Спектр РВ мессбауэровской линии источника на поглотителе толщиной y определяется выражением $I_2^{mM}(\omega, y, \omega_s) = \left(\int_\varphi |E_{\omega'}(y, \omega, \varphi)|^2 d\omega' \right)$ и с учетом того, что $\theta_{\omega'} = (\Gamma_s/2\pi)^{1/2} (\omega_s - \omega' + i\Gamma_s/2)^{-1}$ окончательно может быть представлен в виде

$$I_2^{mM}(\omega, t_e) = \frac{\Gamma_s}{2\pi} \sum_k \frac{\left| \sum_q a_{q+k}^{mM*} a_q^{mM} \exp\left\{ \frac{it_e A_{mM} \Gamma / 4}{\omega_a - \omega + \Omega(q+k) - i\Gamma/2} \right\} \right|^2}{(\omega_s - \omega + k\Omega)^2 + (\Gamma_s/2)^2}. \quad (23)$$

Спектр, описываемый этим выражением, в отличие от (20), имеет сателлитную структуру (представлен на рис. 5, а). Кроме основной линии (вблизи ω_s) в спектре РВ имеются сателлиты, которые отстоят от основной линии на целое число Ω и являются результатом когерентного рамановского рассеяния вперед мессбауэровского излучения в условиях синфазного переключения поля на ядрах в пределах достаточно большого объема образца (см. комментарий, относящийся к выражению (7), и [12]). В отличие от мессбауэровских спектров поглощения и излучения, интенсивность сателлитов в спектре РВ в режиме периодического воздействия на образец сопоставима с интенсивностью основной линии только в случае достаточно толстых поглотителей. Следовательно, образование сателлитов в спектре РВ на мишени, подверженной периодическому воздействию, а также связанное с этим явление возрастания радиационного выхода излучения следует относить к *эффектам толщины*.

3. Гамма-излучение взаимодействует с ядрами на переходе mM , РЧ-переключения поля на ядрах не коррелируют. Отсутствие корреляции фаз переключения поля на различных ядрах приводит вместо выражения (7) к другому

выражению и к системе уравнений (9) с матрицей коэффициентов (10) диагонального по индексам l, l' вида. Спектр РВ за поглотителем равен

$$I_3^{mM}(\omega, t_e) = \frac{\Gamma_s}{2\pi} \frac{1}{(\omega_s - \omega)^2 + (\Gamma_s/2)^2} \prod_q \exp \left\{ \frac{-|a_q^{mM}|^2 t_e A_{mM} \Gamma^2/4}{(\omega - \omega_a - q\Omega)^2 + (\Gamma^2/4)} \right\}. \quad (24)$$

Этим выражением определяется спектр РВ для каждого из значений $\omega_s \approx \omega_a + q\Omega$, который теперь не содержит сателлитов, поскольку рамановские амплитуды рассеяния на различных узлах решетки интерферируют деструктивно.

Выражения (20), (23), (24) непосредственно применимы для излучения источника с поляризацией, совпадающей с собственной поляризацией s радиационного перехода mM в используемой геометрии. В этом случае $A_{mM} \equiv A_{mM}^s$ (см. (13)).

Интегрирование выражений (20), (23), (24) для интенсивностей $I_i^{mM}(\omega, t_e)$, $i = 1, 2, 3$, по частоте ω дает *интеграл прохождения* $T_i^{mM}(\omega_s, t_e)$. Очевидно, интеграл $T_i^{mM}(\omega_s, t_e)$ есть интенсивность спектра РВ (площадь под спектром) для данного значения ω_s , которая состоит из интенсивности основной линии $T_{i0}^{mM}(\omega_s, t_e)$ и суммарной интенсивности ее сателлитов $T_{i_sat}^{mM}(\omega_s, t_e)$:

$$T_i^{mM}(\omega_s, t_e) = T_{i0}^{mM}(\omega_s, t_e) + T_{i_sat}^{mM}(\omega_s, t_e). \quad (25)$$

Интегралом $T_i^{mM}(\omega_s, t_e)$ определяется также спектр поглощения образца, $1 - T_i^{mM}(\omega_s, t_e)$, важной характеристикой которого является *интегральное* поглощение, $S_i^{mM}(t_e) = \int (1 - T_i^{mM}(\omega_s, t_e)) d\omega_s$, численно равное площади под кривой поглощения.

Интерес к мессбауэровским экспериментам по РВ объясняется дополнительной информацией, содержащейся во втором слагаемом выражения (25). Поэтому эффективность таких измерений связана с выполнением ряда условий, обеспечивающих выраженную сателлитную структуру спектров РВ, дополнительно к упомянутому выше условию синфазности. Определение этих оптимальных условий (параметров) эксперимента по частоте источника ω_s , частоте РЧ-поля, эффективной толщине образца также является целью предпринятых расчетов.

Анализ зависимости интегралов прохождения T_i^{mM} от эффективной толщины поглотителя $t_e = \sigma_0 N_0 f_{LMU}$ позволяет выделить два механизма изменения прозрачности образца благодаря РЧ-переключениям поля на ядре. Рассмотрим сначала поведение T_i^{mM} при равенстве $\omega_s = \omega_a + \omega_{1/2 \rightarrow 1/2}$, когда линия источника настроена в резонанс с переходом $|I_g, m = 1/2\rangle \rightarrow |I_e, M = 1/2\rangle$. В этом случае $T_2^{mM} > T_3^{mM} > T_1^{mM}$ (см. рис. 6, а), то есть интеграл прохождения минимален в отсутствие РЧ-поля. При включении РЧ-поля происходит прежде всего рост прозрачности мишени по отношению к линии источника, благодаря эффекту РЧ-уширения резонанса в образце. Это есть результат первого из упомянутых выше механизмов. При этом, если переключения поля на ядрах синфазны, срабатывает второй механизм роста прозрачности, $T_2^{mM} > T_3^{mM}$. На рис. 6, б представлены зависимости T_i^{mM} при другой частоте источника, $\omega_s = \omega_a$. Теперь выполняются неравенства $T_1^{mM} > T_2^{mM} > T_3^{mM}$ во всем диапазоне толщин мишени; в отсутствие РЧ-поля линия источника не резонирует ни с одним из сверхтонких переходов. С включением РЧ-поля прозрачность мишени падает, и это изменение происходит, как и в предыдущем примере, благодаря первому механизму (РЧ-уширению резонанса). Но если переключения синфазны, опять подключается второй механизм, то есть $T_2^{mM} > T_3^{mM}$.

Таким образом, условием наибольшей РЧ-прозрачности в рамках второго механизма является синфазность переключений поля на ядрах и степень просветления

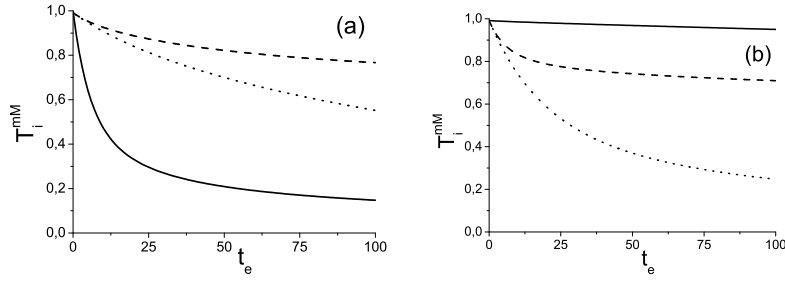


Рис. 6. Зависимость интегралов прохождения от эффективной толщины поглотителя для поляризованного излучения ($s = 1$), $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, $\Omega = 12\Gamma_0$, $mM = 1/2 \rightarrow 1/2$. Сплошная линия – РЧ-поле отсутствует ($i = 1$), пунктирная линия – РЧ-переключения поля на ядрах синхронны ($i = 2$), точечная линия – РЧ-переключения поля хаотичны ($i = 3$); (а) настройка на сверхтонкий переход $1/2 \rightarrow 1/2$ ($\omega_s = \omega_a + \Omega_{1/2 \rightarrow 1/2}$), (б) настройка в центр ($\omega_s = \omega_a$)

мишени количественно определяется соотношением интегралов прохождения T_2^{mM} и T_3^{mM} . Существенным элементом второго механизма РЧ-прозрачности является формирование в мишени суперпозиционных состояний гамма-поля, $\Sigma_q(\Omega, t)$, роль которых была проанализирована в [12]. В нашем случае огибающая гамма-волны (21) с учетом (22) может быть переписана в виде линейной комбинации волн типа $\Sigma_q(\Omega, t)$:

$$E_{\omega'0}(y, t) = \sum_k E_k(y, \omega') \exp(-ik\Omega t) = \theta_{\omega'} \sum_q a_q^{mM} \Sigma_q(\Omega, t) \exp\left(\frac{ik_y y}{2} G_q(\omega')\right),$$

$$\Sigma_q(\Omega, t) = \sum_k a_{k+q}^{mM*} \exp(-(\Omega t + \varphi)k) = \exp(i(\Omega t + \varphi)q - \Omega_{mM}S(t)). \quad (26)$$

Важное свойство суперпозиционного состояния $\Sigma_q(\Omega, t)$ – независимость его спектрального состава от толщины поглотителя. При заданной частоте ω' подвергается поглощению, как правило, одно из состояний, скажем $\Sigma_0(\Omega, t)$, в то время как поглощение других состояний, $\Sigma_q(\Omega, t)$ с $q \neq 0$, аномально мало. С другой стороны, в отсутствие корреляции фаз РЧ-переключений суперпозиционные состояния не образуются. Следовательно, теперь нет состояний поля с аномально малым поглощением. Таким образом, образование суперпозиционных состояний и рост радиационного выхода (неравенство $T_2^{mM} > T_3^{mM}$) представляют собой следствие когерентного усиления рамановского рассеяния вперед, обусловленного синфазным характером РЧ-переключений поля в ядрах. Наряду с отмеченной аналогией рост радиационного выхода благодаря переключениям поля качественно отличается от подобного эффекта, впервые наблюдаемого в условиях акустического воздействия на поглотитель. Это отличие связано с независимостью эффекта роста прохождения благодаря переключениям поля от амплитуды РЧ-поля, но в то же время эффект зависит от частоты РЧ-поля, как это можно проследить из выражений (26) и (8).

Поведение интегралов прохождения $T_2^{mM}(\omega_s)$ и $T_{2_sat}^{mM}(\omega_s)$ (см. рис. 7, а), вычисленных согласно формуле (25), может быть использовано при выборе оптимального значения ω_s для измерения спектра РВ, то есть $I_2^{mM}(\omega_s, \omega)$. На рис. 8 представлена относительная интенсивность сателлитов в спектре РВ для этого случая.

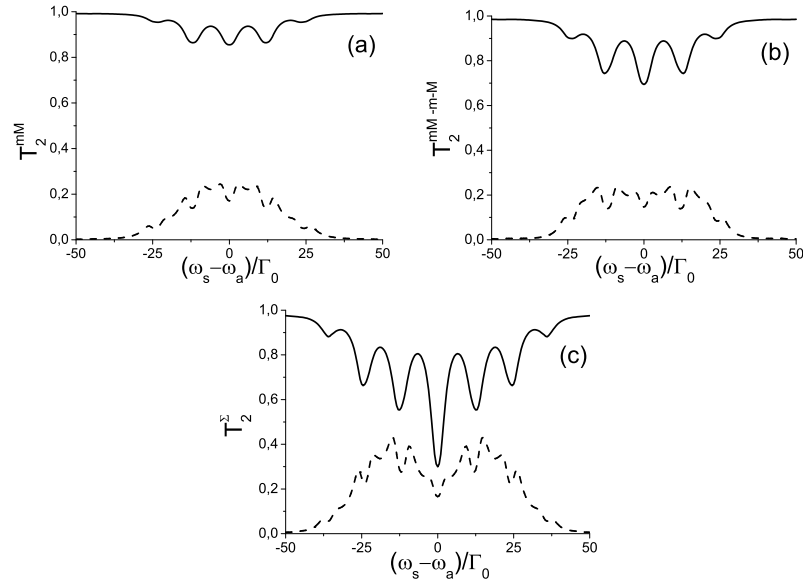


Рис. 7. Зависимость интегралов прохождения от настройки источника для неполяризованного излучения, $t_e = 100$, $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, $\Omega = 12\Gamma_0$: а) $mM = 1/2 \rightarrow 1/2$, б) учтены два сверхтонких перехода $mM = 1/2 \rightarrow 1/2; -1/2 \rightarrow -1/2$, в) учтены все сверхтонкие переходы

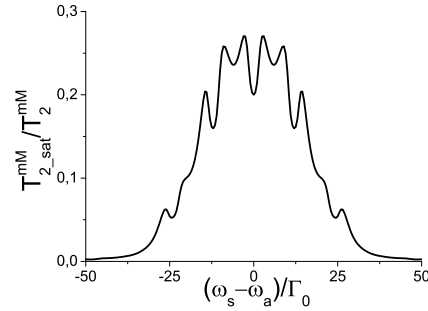


Рис. 8. Относительная интенсивность спутников в спектре РВ, соответствующая рис. 7, а, $t_e = 100$, $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, $\Omega = 12\Gamma_0$, $mM = 1/2 \rightarrow 1/2$. Максимумы данной кривой соответствуют оптимальным условиям наблюдения спутников при данной толщине поглотителя и частоте РЧ-поля

Анализ мессбауэровских экспериментов при трех режимах РЧ-воздействия (1, 2, 3) возможен также на основе исследования зависимости интегрального поглощения S_i^{mM} от эффективной толщины поглотителя (рис. 9). Является ожидаемым неравенство $S_2^{mM} < S_3^{mM}$ с точки зрения вышеизложенного о роли синфазных переключений, ведущих к росту интенсивности прошедшего за мишень излучения. С другой стороны, легко объяснимо увеличение интегрального поглощения S_3^{mM} относительно S_1^{mM} в представлениях эффекта толщины [20–22]. Увеличение площади под спектром мессбауэровского поглощения при воздействии на поглотитель (борат железа) РЧ-полем наблюдалось и раньше, оно было интерпретировано как *подавление эффекта толщины* РЧ-полем (см. подробнее [23]). Моделирование этого эксперимента (он выполнен при комнатной температуре) проводилось с использованием интеграла прохождения с учетом возбуждения в образце

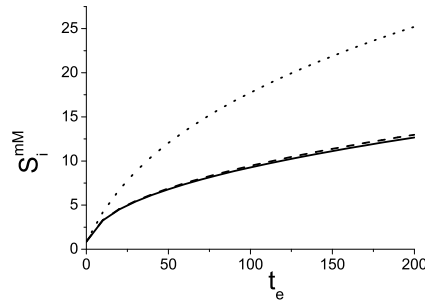


Рис. 9. Зависимость интегрального поглощения от толщины образца для поляризованного излучения ($s = 1$), $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, $\Omega = 12\Gamma_0$, $mM = 1/2 \rightarrow 1/2$. Сплошная линия – РЧ-поле отсутствует ($i = 1$), пунктирная линия – РЧ-переключения поля на ядрах синхронны ($i = 2$), точечная линия – РЧ-переключения поля хаотичны ($i = 3$)

РЧ-магнитострикционных колебаний и отсутствия какой-либо корреляции фаз этих колебаний. Сопоставление основного вывода работы [23] с результатом наших расчетов (рис. 9, $S_1^{mM} < S_3^{mM}$) позволяет нам интерпретировать такое соотношение также на основе подавления эффекта толщины в условиях беспорядочных РЧ-переключений поля на ядрах поглотителя. Наоборот, результат $S_2^{mM} \approx S_1^{mM}$ говорит о том, что такого подавления эффекта толщины нет, если переключения поля на ядрах синфазны. Продолжая аналогию, приходим к заключению, что подавления эффекта толщины не должно быть и в случае синфазных звуковых колебаний, именно это предполагалось в работе [12].

Результат вычислений, $S_2^{mM} \approx S_1^{mM}$, представленный на рис. 9, справедлив для широкого диапазона эффективных толщин и значений РЧ-частот. Он, в противоположность соотношению $S_1^{mM} < S_3^{mM}$, свидетельствует о том, что интегральное поглощение в мишени достигает минимума, если периодические переключения поля на ядрах синфазны, но этот минимум ограничен снизу величиной интегрального поглощения в отсутствие переключений. Тем самым мы получаем предельные соотношения для максимальной и минимальной интенсивностей рамановского рассеяния вперед. Здесь следует подчеркнуть, что больший интерес представляет получение соотношения $S_2^{mM} \approx S_1^{mM}$ теоретическим путем, на основании более детального модельного анализа эффектов, связанных с воздействием РЧ-поля на магнитные материалы.

Проведенный анализ показывает, что как спектр РВ, так и спектр поглощения образца конечной толщины, подверженного воздействию внешнего поля, зависят от того, насколько коррелированы фазы периодических процессов, индуцированных на различных ядрах внешним полем. Это обстоятельство, обусловленное особой ролью процессов рамановского рассеяния вперед в формировании спектров обоих типов, может служить основой для расширения информативности мессбауэровских экспериментов в отношении когерентности индуцированных механических/ультразвуковых колебаний или синфазности переключения сверхтонкого поля на ядре.

Формирование спектров РВ в режиме переключения поля на ядрах с учетом одного перехода mM имеет тесную аналогию с формированием таких спектров в поле звука. Но эта аналогия неполная. В случае звука интенсивность сателлитов зависит от амплитуды колебаний, тогда как в случае РЧ-переключений интенсивность сателлитов определяется частотой РЧ-поля.

Для моделирования РЧ-мессбауэровских спектров реальных образцов необходимо учитывать все сверхтонкие составляющие радиационных переходов, что

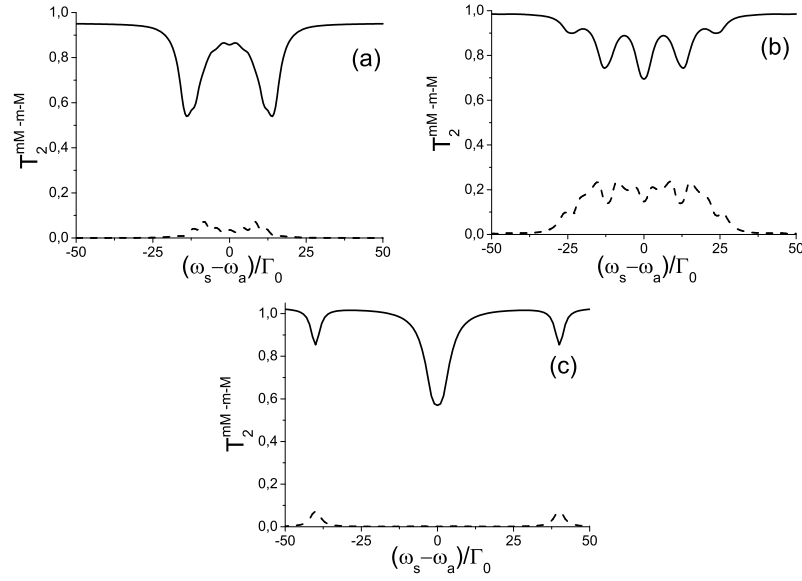


Рис. 10. Зависимость интегралов прохождения от настройки источника для неполяризованного излучения, $t_e = 100$, $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, учтены два сверхтонких перехода $mM = 1/2 \rightarrow 1/2; -1/2 \rightarrow -1/2$: а) $\Omega = 2\Gamma_0$, б) $\Omega = 12\Gamma_0$, в) $\Omega = 40\Gamma_0$

сводится к суммированию по mM в (10). Следовательно, модель формирования мессбауэровских спектров включает в себя эффекты *квантовой интерференции* (КИ) – явления, широко известного в оптической и ядерной спектроскопии [24–26]. В этом случае характеристики спектров РВ представляются параметрами I_i^Σ , $T_i^\Sigma(\omega_s)$, S_i^Σ , $i = 1, 2, 3$, вместо I_i^{mM} , $T_i^{mM}(\omega_s)$, S_i^{mM} для трех режимов РЧ-возмущения системы. В общем случае определение I_i^Σ проводится численным методом, использованным выше при фитинге экспериментальных спектров РВ на основе (9) и (10).

Качественное следствие КИ – исчезновение сателлитов нечетного порядка в спектре РВ, что подтвердилось на эксперименте [13]. На это впервые было обращено внимание в теоретической работе [27, 28]. В рамках используемой нами модели этот эффект является следствием того, что элементы матрицы (10) с нечетными значениями l, l' превращаются в нуль при суммировании по двум сверхтонким переходам, связанным киральной симметрией (см. рис. 5, б).

При формировании спектров РВ для реальных систем вклады $T_2^{mM}(\omega_s)$ и $T_{2_sat}^{mM}(\omega_s)$ следует заменить результирующими интегралами прохождения $T_2^\Sigma(\omega_s)$ и $T_{2_sat}^\Sigma(\omega_s)$, как функциями частоты ω_s (см. рис. 7, в). На рис. 7, б представлены эти же интегралы, полученные с учетом двух переходов (mM и $-m-M$), связанных киральной симметрией. Подобные вычисления (рис. 10) для различных частот РЧ-поля дают представление об оптимальных для экспериментов РВ частотах РЧ-поля, $\Omega \sim \Omega_{mM}$. Приведем также зависимость этих интегралов от толщины мишени (рис. 11).

В отличие от УЗ спектров РВ, формирование спектра I_2^Σ в режиме РЧ-переключений обязано как пространственной, так и квантовой интерференции рамановских амплитуд рассеяния гамма-фотонов. В то же время при формировании I_1^Σ и I_3^Σ нет эффектов пространственной интерференции, обе последние величины не имеют сателлитной структуры и их ожидаемое различие обусловлено различным проявлением эффекта толщины в этих двух случаях. Модельные полукласси-

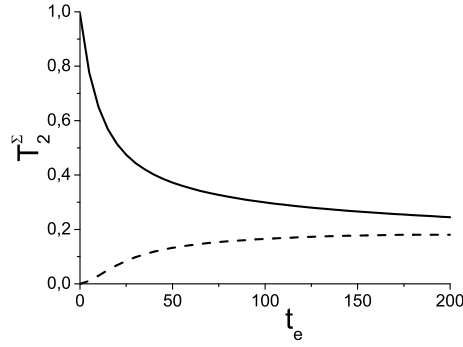


Рис. 11. Зависимость интегралов прохождения $T_2^{\Sigma}(\omega_s)$ (сплошная линия) и $T_2^{\Sigma_{\text{sat}}}(\omega_s)$ (пунктирная линия) от эффективной толщины поглотителя для неполяризованного излучения, $\Omega = 12\Gamma_0$, $\varepsilon_e/\hbar = -10\Gamma_0$, $\omega_s - \omega_a = 0$, учтены все сверхтонкие переходы mM

ческие расчеты в этой работе проводились с учетом только мессбауэровской линии в спектре излучения источника. Не учитывалось взаимодействие гамма-фотонов с электронами в поглотителе и не проводилась свертка спектров РВ с формой линии анализатора.

В заключение отметим, что результаты эксперимента в [13] получили удовлетворительное описание и в рамках квантовой модели взаимодействия мессбауэровских фотонов с ядрами в условиях периодического возмущения образца [29].

Заключение

Мессбауэровские спектры РВ, в отличие от спектров поглощения, могут содержать качественно новую информацию, хотя они получаются при незначительном изменении традиционной схемы поглощения. Как было показано в [12, 30], форма спектров РВ в условиях воздействия на исследуемый образец звуком определяется не только колебаниями отдельных ядер, но и тем, синфазны ли эти колебания по мессбауэровскому ансамблю. Аналогичная информация о корреляции фаз содержится и в спектрах РВ в случае РЧ-переключений поля на ядрах магнитных материалов конечной толщины, как это было продемонстрировано в экспериментах на борате железа [13]. Информативность РЧ-спектров РВ обусловлена их сателлитной структурой, которая имеет дифракционное происхождение и связана с конечной толщиной мишени. Строго говоря, в этих условиях модель резонансного поглощения также должна быть модифицирована на случай толстых мишеней с учетом периодических воздействий на ядра внешним полем. Иными словами, для толстых поглотителей в периодических полях корректная модель поглощения должна включать возможные дифракционные процессы. Это требование удовлетворяется естественным образом при использованной выше схеме взаимосвязи спектров РВ и поглощения: $I_i^{\Sigma}(\omega, \omega_s) \rightarrow T_i^{\Sigma}(\omega_s) \rightarrow 1 - T_i^{\Sigma}(\omega_s)$.

Модель формирования спектров РВ, использованная выше, допускала два случая: синфазность (полная корреляция фаз) переключений поля на ядрах или полное отсутствие таковой. Однако в общем случае наиболее вероятна реализация частичной корреляции фаз. Зависимость формы измеренных спектров РВ на борате железа от температуры (см. рис. 2, с и 3) свидетельствует об уменьшении степени корреляции фаз с понижением температуры образца. В то же время необходимо отметить, что хорошая синфазность переключений поля (достаточно высокая степень корреляции фаз) достигается при температуре 343 К. Сказанное подтверждается результатом фитинга экспериментальных спектров РВ. Фитинг делался

на основе модели, в которой заложена максимальная (полная) корреляция фаз переключений. Удовлетворительное согласие расчетных спектров с экспериментальными спектрами достигается при значении приведенной толщины порядка 135. Эта величина близка к фактическому значению приведенной толщины, которая может быть легко оценена путем использования физической толщины пластины и степени обогащения по изотопу (^{57}Fe).

Проведенный выше анализ показывает, что метод мессбауэровского РВ может служить эффективным инструментом изучения фазовой корреляции индуцированных на ядрах периодических процессов. Реализация такой методики, однако, возможна только при наличии модели формирования мессбауэровских спектров поглощения и РВ на толстых поглотителях, одним из параметров которой является степень корреляции фаз.

Качественные особенности спектров РВ по сравнению со спектрами поглощения могут быть использованы при выборе между альтернативными моделями РЧ-коллапса мессбауэровских спектров магнитных материалов. Имеется богатый экспериментальный материал по РЧ-коллапсу мессбауэровских спектров [31, 32], который, как нам представляется, не имеет достаточно убедительной модельной базы. Причиной этого может быть не только многообразие магнитных материалов, но и недостаточная полнота используемого комплекса измерений. Такой пробел мог бы быть восполнен в ряде конкретных случаев дополнительными измерениями в схеме РВ. Например, в свое время Джулиан [33] предложил модель беспорядочных РЧ-переключений поля на ядре в качестве альтернативы уже имеющемуся механизму РЧ-коллапса – когерентной динамике намагниченности в РЧ-поле. Очевидно, такая модель противоречит наблюдаемой спутной структуре спектров РВ вблизи T_N в борате железа.

Предложенная в работе методика может быть использована также при изучении магнитных наноматериалов, в частности при исследовании их магнитодинамических свойств при воздействии высокочастотных полей. Эксплуатационные свойства этих материалов во многом зависят от когерентности/синфазности процессов, индуцированных внешним возмущением. Малость энергии магнитной анизотропии по сравнению с тепловой энергией наночастиц вносит специфические особенности в их магнитодинамические свойства. Мессбауэровские измерения в геометрии рассеяния вперед могли бы быть использованы для изучения этих особенностей.

Авторы благодарят Г.В. Смирнова за предоставленные образцы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 11-02-00896-а).

Summary

E.K. Sadykov, G.I. Petrov, V.V. Arinin, F.G. Vagizov. Forward Raman Scattering of Mössbauer Radiation in the Conditions of RF Reversals of a Hyperfine Field.

We have measured the RF Mössbauer forward scattering spectra from thick samples of iron borate (FeBO_3) below the Neel temperature. The spectra have satellites displaced from each other by the doubled frequency of the RF field. We present a semiclassical model of the Mössbauer radiation transmission through a magnetic absorber subjected to the RF reversals of the hyperfine field at the nuclei. This model reproduces all features of the measured spectra. The experiments and model calculations show additional possibilities of Mössbauer measurements in the forward scattering scheme for research on soft magnetic materials.

Key words: Mössbauer effect, forward scattering, RF magnetization reversal, magnetostriction, quantum interference, soft magnetic materials.

Литература

1. *Ruby S.L., Bolef D.I.* Acoustically modulated γ rays from Fe⁵⁷ // *Phys. Rev. Lett.* – 1960. – V. 5, No 1. – P. 5–7.
2. *Srivastava J.K.* Radio frequency, acoustic, microwave and optical perturbations of Mössbauer spectra // *Advances in Mössbauer Spectroscopy* / B.V. Thosar, P.K. Iyengar, J.K. Srivastava, B.C. Bhargava, (eds.). – Amsterdam: Elsevier, 1983. – P. 761–813.
3. *Hack M.N., Hamermesh M.* Effect of radio frequency resonance fields on natural line form // *Nuovo Cimento.* – 1961. – V. 19, No 1. – P. 546–556.
4. *Gabriel H.* Effect of radio frequency fields on Mössbauer spectra // *Phys. Rev.* – 1969. – V. 184. – P. 359–363.
5. *Sadykov E.K.* The Theory of Double Gamma Resonance in Paramagnetics // *Phys. Stat. Solidi (B).* – 1984. – V. 123, No 2. – P. 703–709.
6. *Vagizov F.G.* The splitting of hyperfine lines of ⁵⁷Fe nuclei in RF magnetic field // *Hyperfine Interact.* – 1990. – V. 61. – P. 1359–1362.
7. *Tittonen I., Lipmaa M., Ikonen E., Linden J., Katila T.* Observation of Mössbauer resonance line splitting caused by Rabi oscillations // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 69. – P. 2815–2818.
8. *Asher J., Cranshaw T.E., O'Connor L.A.* The observation of sidebands produced when monochromatic radiation passes through a vibrated resonant medium // *J. Phys. A: Math. Nucl. Gen.* – 1974. – V. 7, No 3. – P. 410–419.
9. *Tsankov L.T.* The spectrum of Mössbauer radiation passed through a vibrating medium // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 1980. – V. 13. – P. 2959–2967.
10. *Tsankov L.T.* Resonant and nonresonant amplitude modulation of Mössbauer gamma quanta // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 1980. – V. 13. – P. 2969–2974.
11. *Tsankov L.T.* Experimental observations on the resonant amplitude modulation of Mössbauer gamma rays // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 1981. – V. 14. – P. 275–281.
12. *Shvyd'ko Yu.V., Smirnov G.V.* Enhanced yield into the radiative channel in Raman nuclear resonant forward scattering // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1992. – V. 4. – P. 2663–2685.
13. *Садыков Э.К., Дзюблик А.Я., Петров Г.И., Аринин В.В., Спивак В.Ю.* Мессбауэровское рассеяние вперед на FeBO₃ в режиме радиочастотного перемангничивания // *Письма в ЖЭТФ.* – 2010. – Т. 92. – С. 279–283.
14. *Pfeiffer L., Heiman N.D., Walker J.C.* Mössbauer sidebands by rf excitation of magnetic materials // *Phys. Rev. B.* – 1972. – V. 6. – P. 74–89.
15. *Pfeiffer L.* Collapse of the magnetic hyperfine field by intense rf perturbation // *J. Appl. Phys.* – 1971. – V. 42, No 4. – P. 1725–1726.
16. *Olariu S., Popescu I., Collins C.B.* Multiphoton generation of optical sidebands to nuclear transition // *Phys. Rev. C.* – 1981. – V. 23. – P. 1007–1014.
17. *Olariu S.* Intensity of nuclear multiphoton transitions for Fe⁵⁷ in thin ferromagnetic films under static and radio-frequency fields // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V. 37. – P. 7698–7707.
18. *Perlow G.J.* Influence of Radio frequency Magnetic Fields on the Mössbauer Effect in Magnetic Co⁵⁷ Sources // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 172, No 2. – P. 319–324.
19. *Shvyd'ko Yu.V.* Nuclear resonant forward scattering of X-rays: Time and space picture // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 59. – P. 9132–9143.
20. *Margulies S., Ehrman I.* Transmission and line broadening of resonance radiation incident on a resonance absorber // *Nucl. Instr. Meth.* – 1961. – V. 12. – P. 131–137.

21. *Bykov G.A., Hien Ph.Z.* Calculation of parameters of experimental spectra of resonance absorption of gamma quanta in crystals // JETP Lett. – 1963. – V. 16. – P. 646–651.
22. *Williams J.M., Brooks J.S.* The thickness dependence of Mössbauer absorption line areas in unpolarized and polarized absorbers // Nucl. Instrum. Meth. – 1975. – V. 128. – P. 363–372.
23. *Vagizov F.G., Manapov R.A., Sadykov E.K., Lyubimov V.V., Kocharovskaya O.A.* The effect of radio-frequency magnetic field on resonant absorption saturation in FeBO₃ // Hyperfine Interact. – 2009. – V. 188. – P. 143–150.
24. *Shvydko Yu.V., Popov S.L., Smirnov G.V.* Coherent re-emission of gamma quanta in the forward direction after a stepwise change of the energy of nuclear excitation // J. Phys.: Condens. Matter. – 1993. – V. 5. – P. 1557–1580.
25. *Садыков Э.К., Аринин В.В., Вагизов Ф.Г.* Квантовая интерференция в спектрах мессбауэровского рассеяния // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т. 82. – С. 484–488.
26. *Smirnov G.V., Chumakov A.I., Potapkin V.P., Ruffer R., Popov S.L.* Multispace quantum interference in a ⁵⁷Fe synchrotron Mössbauer source // Phys. Rev. A. – 2011. – V. 84, No 5. – P. 053851-1–053851-12.
27. *Dzyublik A.Ya.* Effect of magnetic field reversals on the shape of Mössbauer spectra // Phys. Stat. Sol. (B). – 1996. – V. 194. – P. 699–715.
28. *Dzyublik A.Ya., Spivak V.Yu.* Mössbauer absorption by thick ferromagnets in radio-frequency magnetic field // Ukr. J. Phys. – 2002. – V. 42, No 4. – P. 390–395.
29. *Dzyublik A.Ya., Sadykov E.K., Petrov G.I., Arinin V.V., Vagizov F.G., Spivak V.Yu.* Transmission of Mössbauer rays through ferromagnets in radio frequency magnetic field // Hyperfine Interact. – 2012. – DOI: 10.1007/s10751-012-0632-5.
30. *Popov S.L., Smirnov G.V., Shvyd'ko Yu.V.* Enhancement of nuclear reaction radiative channel in vibrating absorber // Hyperfine Interact. – 1990. – V. 58. – P. 2463–2466.
31. *Kopcewicz M., Engelmann H., Stenger S., Smirnov G.V., Gonser U., Wagner H.-G.* Mössbauer study of the fast magnetization reversal in FeBO₃ induced by external RF fields // Appl. Phys. – 1987. – V. 44. – P. 131–134.
32. *Kopcewicz M.* The rf-Mössbauer study of the magnetic properties of nanocrystalline alloys // J. Alloy. Compound. – 2004. – V. 382. – P. 165–173.
33. *Julian S.R., Daniels J.M.* Collapse of Mössbauer spectra in strong applied radio-frequency fields // Phys. Rev. B. – 1988. – V. 38, No 7. – P. 4394–4403.

Поступила в редакцию
11.06.12

Садыков Эдгар Камилович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Казанского (Приволжского) федерального университета.
E-mail: esad@ksu.ru

Петров Геннадий Иванович – кандидат технических наук, доцент кафедры физики Казанского государственного энергетического университета.
E-mail: gipetrov@mail.ru

Аринин Виталий Валерьевич – кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры физики твердого тела Казанского (Приволжского) федерального университета.
E-mail: varininse@mail.ru

Вагизов Фарит Габдулхакович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела Казанского (Приволжского) федерального университета.
E-mail: vagizov@hotmail.com