

## МЕССБАУЭРОВСКИЕ САТЕЛЛИТЫ В ПЕРМАЛЛОЕ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ РАДИОЧАСТОТНЫМИ ФОТОНАМИ

А.Я.Дзюблик<sup>1)</sup>, В.Ю.Спивак, Р.А.Манапов, Ф.Г.Вагизов

Институт ядерных исследований  
252028 Киев, Украина

Казанский физико-технический институт  
420029 Казань, Татарстан, Россия

Поступила в редакцию 14 июля 1997 г.

После переработки 2 декабря 1997 г.

Измерены мессбауэровские спектры пленки пермаллоя, помещенной в радиочастотное магнитное поле. Пленка была настолько тонкой, что поперечные магнитострикционные колебания в ней не возбуждались. Это дало нам возможность наблюдать сателлиты, обусловленные только периодическими изменениями магнитного поля на ядре. Наши данные хорошо согласуются с расчетами по модели ступенчатых реверсий. Налагая дополнительное статическое магнитное поле, мы наблюдали расщепление сателлитов, предсказанное моделью асимметричных ступенчатых реверсий.

PACS: 76.80.+y

Большое количество мессбауэровских экспериментов (см. обзоры [1–4]) было посвящено исследованию мягких ферромагнетиков в радиочастотном (РЧ) магнитном поле с циклической частотой  $\Omega$ . В таких экспериментах наблюдались эквидистантные сателлиты, разделенные интервалом  $\Omega$ , которые расщеплялись, если было существенно еще и квадрупольное взаимодействие. При высоких частотах  $\Omega$  эти спектры коллапсируют в одну линию или дублет. Основная идея, лежащая в основе модели ступенчатых реверсий, состоит в том, что магнитное поле  $\mathbf{h}(t)$  на ядре, которое находится в мягком ферромагнетике, помещенном в РЧ поле  $\mathbf{H}_{RF}(t)$ , периодически совершает скачки между двумя значениями  $+\mathbf{h}_0$  и  $-\mathbf{h}_0$ . Соответствующие уравнения для сечения поглощения выведены в статьях [5–7].

Можно предложить следующее простое объяснение подобных реверсий (см. также [8]). Известно [9,10], что мягкие ферромагнетики имеют кластерную структуру. Такие слабо взаимодействующие кластеры ведут себя подобно суперпарамагнитным частицам, внутри которых все спины сильно связаны. Намагниченность  $\mathbf{M}_c$  кластера может быть ориентирована вдоль оси легчайшего намагничивания или в противоположном направлении. Соответственно, его потенциальная энергия  $W_0(\varphi)$ , как функция угла между  $\mathbf{M}_c$  и осью легчайшего намагничивания имеет два минимума. Кластер, находясь в поле  $\mathbf{H}_{RF}(t)$ , приобретает дополнительную потенциальную энергию  $V(t) = -\mathbf{M}_c \mathbf{H}_{RF}(t)$ . Тогда полная потенциальная энергия  $W_0 + V(t)$  будет периодически зависящей от времени кривой. Ее осцилляции вынуждают  $\mathbf{M}_c$  совершать периодические скачки между двумя противоположными потенциальными ямами с интервалом  $T/2$  между последующими скачками, где  $T = 2\pi/\Omega$  – период РЧ поля. Наложение дополнительного статического магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  дает еще

<sup>1)</sup> e-mail: dzyublik@kinr.kiev.ua

статический вклад  $-M_c H_0$  в потенциальную энергию. Это делает одну потенциальную яму более глубокой, чем другая, уже в отсутствие  $H_{RF}(t)$ . Включенное поле  $H_{RF}(t)$  с амплитудой, превышающей  $H_0$ , будет опять вызывать скачки намагниченности, но в этом случае время  $T_1$ , проведенное кластером в потенциальной яме с намагниченностью  $M_c$ , параллельной  $H_0$ , будет больше, чем время  $T_2$ , проведенное в яме с  $M_c$ , антипараллельной  $H_0$ . Ядро, взаимодействующее с реверсирующим полем  $h(t)$ , обменивается с ним РЧ фотонами с частотой  $\Omega$ . Не имея определенной энергии, такое ядро характеризуется бесконечными наборами квазиэнергий, разделенных интервалом  $\hbar\Omega$ . Переходы между такими квазиуровнями и приводят к возникновению спектра в виде центрального пика и равноотстоящих спутников.

Кроме того, существует еще фоновый канал обмена энергией между ядром и РЧ полем  $H_{RF}(t)$ . Переменное магнитное поле возбуждает магнитострикционные колебания в ферромагнетике. Эти вынужденные колебания со средней амплитудой  $\bar{x}_0$  вдоль падающего пучка мессбауэровского излучения также дают вклад в интенсивность спутников [1-4]. Значение  $\bar{x}_0$  неизвестно, поэтому в [8] при объяснении результатов Пфайфер [11] мы брали этот параметр только в качестве подгоночного. Следовательно, чтобы выделить фотонный канал в чистом виде и проверить модель ступенчатых реверсий, желательно погасить магнитострикционные колебания. С этой целью в нашем эксперименте, описанном ниже, мы выбирали поглотитель в виде очень тонкой пленки пермаллоя с толщиной  $D \ll \lambda_s/2$ , где  $\lambda_s$  - длина волны магнитострикционных колебаний. В такой пленке условия для вибрационного резонанса очень ухудшены и  $\bar{x}_0 \approx 0$ .

В общем случае, когда наложены поля как  $H_{RF}(t)$ , так и  $H_0$ , с полем  $H_0$ , параллельным  $H_{RF}(t)$ , магнитное поле на ядре можно записать в виде

$$\begin{aligned} h(t) &= h_0 f(t), \quad f(t) = f(t+T), \\ f(t) &= \begin{cases} +1, & -T_1 < t < 0, \\ -1, & 0 < t < T_2, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

где  $T = T_1 + T_2$ . Асимметрия реверсий описывается параметром

$$R = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}, \quad (2)$$

который изменяется в интервале  $0 \leq R \leq 1$ . Волновая функция Флоке ядра в поле  $h(t)$  имеет вид

$$\Psi_{I_\kappa M_\kappa}^N(t) = |I_\kappa M_\kappa\rangle \Phi_{I_\kappa M_\kappa; n}^N(t) e^{-i\varepsilon_{M_\kappa; n}^N t/\hbar}, \quad (3)$$

где  $|I_\kappa M_\kappa\rangle$  - стационарная функция ядра в состоянии  $\kappa$  ( $\kappa = g$  для основного состояния и  $\kappa = e$  для возбужденного) со спином  $I_\kappa$  и его проекцией  $M_\kappa$  на направление  $h_0$ ;  $\Phi^N(t) = \Phi^N(t+T)$  - периодическая функция времени [8]. Полный набор квазиэнергий определяется выражением

$$\varepsilon_{M_\kappa; n}^N = E_\kappa^N - \gamma_\kappa M_\kappa \langle h(t) \rangle + n\hbar\Omega, \quad (4)$$

где  $E_g^N = 0$ , а  $E_e^N = E'_0$  - энергия нерасщепленного резонансного уровня,  $\gamma_\kappa$  - гиромагнитное отношение ядра в  $\kappa$ -м состоянии;  $\langle h(t) \rangle$  - усредненное по времени поле  $h(t)$ :

$$\langle h(t) \rangle = h_0 R. \quad (5)$$

Прослеживая реверсии поля  $h(t)$ , спин ядра  $\mathbf{I}_\kappa$  периодически изменяет направление своей прецессии. Можно ввести следующим образом среднюю частоту ларморовской прецессии вокруг поля  $h(t)$ :

$$\langle \Omega_L^\kappa \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\varphi_\kappa}{t}, \quad (6)$$

где  $\varphi_\kappa$  – угол поворота ядерного спина в  $\kappa$ -м состоянии за время  $t$ . Когда  $R \neq 0$ , прецессия вокруг поля  $+\mathbf{h}_0$  предпочтительна, и средняя ларморовская частота равна обычной частоте

$$\langle \Omega_L^\kappa \rangle = \gamma_\kappa \langle h(t) \rangle \quad (7)$$

прецессии в постоянном магнитном поле  $\mathbf{h}_0 R$ . Такое усредненное вращение спина с ларморовской частотой  $\langle \Omega_L^\kappa \rangle$  приводит к расщеплению квазиуровней (4), которое зависит от величины усредненного по времени поля  $\langle h(t) \rangle$ .

Если для краткости положить, что квадрупольное взаимодействие отсутствует, то сечение поглощения, усредненное по энергетическому распределению падающих  $\gamma$ -квантов, дается уравнением [8]

$$\sigma_a(s) = \frac{\sigma_0 \Gamma^2}{2} e^{-2W_e - 2W} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{M_e, M_g} \frac{J_{eg}(\vartheta) |a_{eg}(n)|^2}{(s - \Delta - \hbar \alpha_{eg} R - n \hbar \Omega)^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

где  $\Delta = (E'_0 - E_0)$  определяет изомерный сдвиг,  $\sigma_0$  – сечение в резонансе,  $e^{-2W}$  – факторы Дебая – Валлера для источника ( $e$ ) и поглотителя ( $a$ ),  $\Gamma$  – ширина резонансного уровня,  $s = (v/c)E_0$ ,  $v$  – скорость источника относительно поглотителя, функции  $J_{eg}(\vartheta)$  определяют относительные интенсивности линий  $M_g \rightarrow M_e$ , зависящих от угла  $\vartheta$  между волновым вектором  $\mathbf{k}$  падающих  $\gamma$ -квантов и  $\mathbf{h}_0$  (см., например, [8]).

Кроме того, мы использовали обозначения

$$\begin{aligned} \hbar \alpha_{eg} &= (\gamma_g M_g - \gamma_e M_e) \hbar_0, \quad x_{eg} = \frac{\alpha_{eg} T}{2}, \\ |a_{eg}(n)| &= \frac{2x_{eg}}{[(1-R)x_{eg} - n\pi][(1+R)x_{eg} + n\pi]} \times \\ &\times \sin \left\{ \frac{1+R}{2} [(1-R)x_{eg} - n\pi] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из уравнения (8) мы видим, что каждая линия поглощения, если  $R \neq 0$ , расщепляется в зеемановский секстет, соответствующий взаимодействию с постоянным магнитным полем  $\mathbf{h}_0 R$ . Это уравнение описывает обмен РЧ фотонами между ядром и классическим РЧ полем  $h(t)$ . Для того чтобы изучить этот процесс в чистом эксперименте без вынужденных колебаний мы использовали тонкую поглощающую пленку пермаллоя (58% Fe-42%Ni) с толщиной  $D = 7$  мкм. Мессбауэровский спектрометр работал в режиме постоянного ускорения с хорошей линейностью движения источника. Образец помещался внутрь катушки индуктивности резонансного контура мощного РЧ генератора, генерировавшей РЧ магнитное поле  $\mathbf{H}_{RF}(t)$  в плоскости поглощающей пленки. Кроме того, для получения постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , параллельного  $\mathbf{H}_{RF}(t)$ , использовалась катушка Гельмгольца. Во всех измерениях амплитуда переменного поля  $\mathbf{H}_{RF}(t)$  имела величину 25 Гс. Волновой вектор  $\mathbf{k}$  всегда был перпендикулярен поверхности пленки.

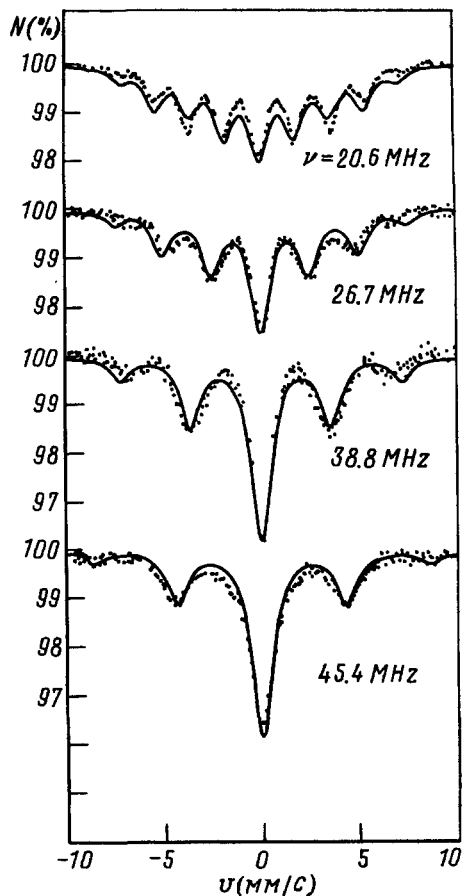


Рис.1. Мессбауэровские спектры невибрирующей пленки пермаллоя при различных частотах РЧ поля

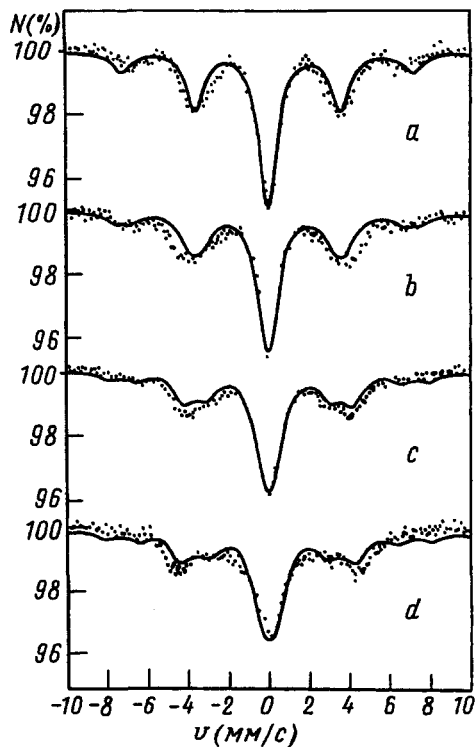


Рис.2. Мессбауэровские спектры при различных значениях дополнительного постоянного магнитного поля и фиксированной частоте 38.8 МГц РЧ магнитного поля

Экспериментальные результаты показаны на рис. 1 и 2 точками. Они приведены в относительных единицах с величиной  $N(\infty) = 100\%$ , соответствующей интенсивности прошедшего излучения вдали от резонанса. Сплошными линиями на рисунках представлены наши численные расчеты, в которых использовано уравнение (8). Результаты измерений, выполненных с  $H_0 = 0$  при различных частотах  $\nu = \Omega/2\pi$ , приведены на рис.1. Мы видим здесь быстрый спад интенсивности спутников при возрастании их номера  $n$ . Более затяннутое распределение их интенсивностей, наблюдавшееся ранее (см., например, [1-4]), может быть приписано магнитострикционным колебаниям. Здесь наблюдается также стандартный эффект РЧ коллапса в изолированную линию при высоких частотах.

На рис.2 приведены результаты измерений с постоянным полем  $H_0 \neq 0$ , где частота  $\nu$  переменного поля  $H_{RF}(t)$  фиксирована при 38.8 МГц. Данные, описанные кривой *a*, получены при  $H_0 = 0$ ; *b* - 7.5 Гс; *c* - 12 Гс; *d* - 16 Гс. Соответствующе-

шие значения подгоночного параметра  $R$  есть 0; 0.04; 0.1; 0.13. Кроме того,  $\Gamma = 0.5$  мм/с.

Итак, наши данные хорошо описываются простой моделью ступенчатых реверсий. Наблюдавшееся расщепление спутников подтверждает реальность ядерных квазиэнергий (4) и кластерной структуры мягких ферромагнетиков. Ранее Копцевич и др. [12] при наложении дополнительного постоянного магнитного поля наблюдали расщепление только коллапсированной изолированной линии. Они интерпретировали этот эффект как разрушение коллапса, обусловленное увеличением поля анизотропии. Однако наши наблюдения свидетельствуют, что такое расщепление вызывается асимметрией реверсий магнитного поля. При высоких частотах ядро чувствует только усредненное по времени поле  $\langle h(t) \rangle$ , которое не обращается в нуль, если  $R \neq 0$ . Поэтому при высоких частотах и  $R \neq 0$  спектр коллапсирует в зеемановский секстет, отвечающий постоянному магнитному полю  $\langle h(t) \rangle$ .

- 
1. L.Pfeiffer, in: *Mössbauer Effect Methodology*, Vol.7, Ed. I.J.Gruverman, New York: Plenum Press, 1972, p. 263.
  2. J.K.Srivastava, *Advances in: Mössbauer Spectroscopy*, Eds. B.V.Thosar, P.K.Iengar, J.K.Srivastava, and S.C.Bhargava, Amsterdam: Elsevier Publ. Co., 1983, p.p. 761-813.
  3. M.Kopcewicz, in: *Mössbauer Spectroscopy Applied to Inorganic Chemistry*, vol.3, Eds. G.J.Long and F. Grandjean New York: Plenum Press, 1989, p.p. 243-287.
  4. M.Kopcewicz, *Struct. Chem.* **2**, (105) 313 (1991).
  5. Yu.V.Baldokhin, S.A.Borshch, L.M.Klinger, and V.A.Povitsky, *ZhETF* **63**, 708 (1972) [*Sov. Phys. JETP* **36**, 374 (1972)].
  6. S.R.Julian and J.M.Daniels, *Phys. Rev. B* **38**, 4394 (1988).
  7. A.Ya.Dzyublik, *Phys. Stat. Sol. (b)* **194**, 699 (1996).
  8. A.Ya.Dzyublik and V.Yu.Spivak, *ZhETF* **111**, 1438 (1997) [*Sov. Phys. JETP* **84**, 794 (1997)].
  9. D.G.Rancourt, S.R.Julian, and J.M.Daniels, *J. Magn. Magn. Mater.* **51**, 83 (1985).
  10. D.G.Rancourt, H.H.A.Smit, and R.C.Thiel, *J.Magn.Magn.Mater.* **66**, 121 (1987).
  11. L.Pfeiffer, *J.Appl. Phys.* **42**, 1725 (1971).
  12. M.Kopcewicz, H.G.Wagner, and U.J.Gonser, *J. Magn. Magn. Mater.* **51**, 225 (1985).