

А. В. МИТИН

**ГАММА-МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС
В ОДНОДОМЕННОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ**

(Представлено академиком Е. К. Завойским 20 II 1970)

1. В последнее время усиленно развивается направление исследований, связанных с воздействием радиочастотных полей на спектр мёсбауэровского гамма-резонанса. В работе автора (1) было рассмотрено явление гамма-магнитного резонанса, представляющего двухквантовый процесс: мёсбауэровское ядро поглощает гамма-квант и излучает или поглощает радиочастотный фотон. Это явление было теоретически изучено на примере ферромагнитного поглотителя многодоменной структуры. Основной вклад в эффект был обусловлен ядрами, находящимися в доменных стенках.

Вместе с тем было бы интересно изучить эффект от ядер, находящихся в домене. Влияние последних на гамма-магнитный резонанс должно стать преобладающим при наложении на ферромагнитный поглотитель насыщающего постоянного магнитного поля, в результате которого ферромагнитный образец становится однодоменным. Изучению эффекта в этой структуре и посвящена наша работа.

2. Задачу можно охарактеризовать следующим гамильтонианом:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}^0 + \hat{\mathcal{H}}^\gamma + \hat{\mathcal{H}}^{\gamma f}, \quad (1)$$

где $\hat{\mathcal{H}}^0$ — гамильтониан, определяющий энергетические уровни ядра (мы считаем, что основной и возбужденный ядерные уровни обладают зеемановским расщеплением в магнитном поле), $\hat{\mathcal{H}}^\gamma$ и $\hat{\mathcal{H}}^{\gamma f}$ — гамильтонианы взаимодействия соответственно гамма-кванта и радиочастотного фотона с ядром.

Можно сосчитать вероятность перехода ядра из основного состояния $|a\rangle$ в возбужденное состояние $|b\rangle$ с поглощением гамма-кванта частоты ω_γ и поглощением или излучением радиочастотного кванта частоты ω :

$$W_{a \rightarrow b} = W_{a \rightarrow b}^+ + W_{a \rightarrow b}^-, \quad (2)$$

$$W_{a \rightarrow b}^+ (\omega) = W_{a \rightarrow b}^- (-\omega), \quad (3)$$

$$W_{a \rightarrow b}^+ (\omega) = \frac{\pi}{2\hbar^4} \left| \sum_s \left\{ \frac{R_{bs} Q_{sa}}{\omega_{s,a} + \omega} + \frac{Q_{bs} R_{sa}}{\omega_{s,a} - \omega_\gamma} \right\} \right| \delta(\omega_{b,a} - \omega_\gamma + \omega). \quad (4)$$

Здесь $R_{s,s'}$ и $Q_{s,s'}$ определяются тождествами

$$\langle s, n_\gamma - 1 | \hat{\mathcal{H}}^\gamma | n_\gamma, s' \rangle = R_{s,s'} \exp(-i\omega_\gamma t),$$

$$\langle s | \hat{\mathcal{H}}^{\gamma f} | s' \rangle = Q_{s,s'} \cos(\omega t).$$

1967).
1966).
Куде
ато-
6, 462
Ф. 11,
(1970).
и н и н.

3. Рассмотрим теперь гамильтонианы взаимодействия возмущений с ядром. Направим постоянное и переменное магнитное поле соответственно вдоль осей oz' и ox' . В домене переменное поле на ядре усиливается. Это обусловлено тем фактом, что эффективное поле на ядре в ферромагнетиках направлено параллельно намагниченности, а величина его равна сверхтонкому полю на ядре, которое достигает порядка 10^5 — 10^6 эрст. В силу этого обстоятельства небольшое изменение в направлении намагниченности, вызванное приложением переменной составляющей, приводит к появлению аналогичной составляющей на ядре, во много раз превышаю-

щей первоначальную напряженность \bar{H}_1 . Коэффициент усиления выражается формулой $\zeta = H_N / H_0$ ⁽²⁾, где H_N и H_0 — величины сверхтонного и постоянного магнитного полей на ядре. Обычно, коэффициент усиления — порядка 10^2 , однако для ядер Rh^{100} в металлическом никеле он достигает 10^3 ⁽³⁾.

Выпишем теперь гамильтониан взаимодействия радиочастотного поля с ядром:

$$\hat{\mathcal{H}}_{rf} = (1 + \zeta) g \beta_N H_{1x'} \hat{I}_{x'} \cos(\omega t), \quad (5)$$

где $\hat{I}_{x'}$, $H_{1x'}$ — соответственно компоненты ядерного спина и напряженности \bar{H}_1 на ось Ox' .

Выпишем также матричные элементы гамильтониана взаимодействия гамма-кванта с ядром, предполагая переходы дипольными магнитными:

$$R_{ba} = \left(\frac{2\pi\hbar c}{V\omega_\gamma} \right)^{1/2} \chi(M) (-)^{m_b - m_a} \begin{pmatrix} j_b & 1 & j_a \\ m_b & M & -m_a \end{pmatrix} \times \\ \times \sum_{\gamma=\pm 1} \nu l_\nu D_{\nu, m_a - m_b}^{(1)*}(\alpha, \beta, \gamma), \quad (6)$$

где (α, β, γ) — углы Эйлера, определяющие систему координат (x', y', z') по отношению к лабораторной системе (x, y, z) , ось которой oz направлена вдоль вектора распространения гамма-кванта; l_ν — сферические проекции вектора поляризации в этой же системе координат; D — обобщенные сферические функции;

$\begin{pmatrix} j_b & 1 & j_a \\ m_b & M & -m_a \end{pmatrix}$ — $3j$ — символы Вигнера, которые определяются спинами и магнитными квантовыми числами основного (j_a, m_a) и возбужденного (j_b, m_b) состояний ядра.

4. Если теперь подставить (5) и (6) в (4), а затем сравнить вероятность двухквантового перехода с вероятностью одноквантового мёсбауэровского перехода, то, пользуясь теоремой о спектроскопической устойчивости, можно найти сечение гамма-магнитного перехода:

$$\sigma_{a \rightarrow b}^{(2)+} = \frac{\sigma_0}{8} (1 + \eta)^2 \left(\frac{\beta_N}{\hbar} \right)^2 \left| \sum_{\varepsilon, \nu} \varepsilon \nu H'_{1\varepsilon} f_\varepsilon l_\nu D_{\nu, m_a - m_b - \varepsilon}^{(1)}(\alpha, \beta, \gamma) \right|^2 \times \\ \times \frac{\Delta\omega_{изл}}{\Delta\omega_n^{(2)}} \frac{(\Delta\omega_n^{(2)})^2}{(\omega_\gamma - \tilde{\omega} + m_b \omega_1 - m_a \omega_0 - \omega)^2 + (\Delta\omega_n^{(2)})^2}, \quad (7)$$

$$f_\varepsilon = \frac{g_0 [(j_a + \varepsilon m_a)(j_a - \varepsilon m_a + 1)]^{1/2}}{[\omega_0 \varepsilon + \omega]} \begin{pmatrix} j_b & 1 & j_a \\ m_b & m_a - m_b - \varepsilon & -m_a + \varepsilon \end{pmatrix} + \\ + \frac{g_1 [(j_b - \varepsilon m_b)(j_b + \varepsilon m_b + 1)]^{1/2}}{[\tilde{\omega} - \omega_1(m_b + \varepsilon) + \omega_0 m_a - \omega_\gamma]} \begin{pmatrix} j_b & 1 & j_a \\ m_{b+\varepsilon} & m_a - m_b - \varepsilon & -m_a \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Здесь $\Delta\omega_{изл}$ — полуширина падающего гамма-излучения; $\Delta\omega_n^{(2)}$ — полуширина гамма-магнитного резонанса; g_0 и g_1 — g -факторы основного и возбужденного состояний ядра; $\omega_0 = -g_0 \beta_N H_N / \hbar$; $\omega_1 = -g_1 \beta_N H_N / \hbar$; $\tilde{\omega}$ — расстояние в частотных единицах между центрами тяжести основного и возбужденного уровней ядра; $\sigma_0 = 2\pi\lambda^2 \frac{2j_b + 1}{2j_a + 1} \frac{f'}{1 + \alpha}$, где f' — фактор Мёсбауэра для поглотителя; α — коэффициент конверсии; $H'_{1\varepsilon} = \sum_{\mu} D_{\mu, \varepsilon}^{(1)}(\alpha, \beta, \gamma) H_{1\mu}$, где $H_{1\mu}$ — сферические проекции вектора напряженности переменного магнитного поля в лабораторной системе координат.

Для оценки эффекта выберем такое направление магнитных полей, чтобы $|D_{\gamma, m_a - m_b - \varepsilon}^{(1)}(\alpha, \beta, \gamma)| = 1$. Это всегда можно сделать при условии

$|m_a - m_b - \varepsilon| = 1$. Тогда, если учесть, что число ядер в домене на порядок больше, а коэффициент усиления на порядок меньше, чем в доменных стенках, то величина резонансного поглощения гамма-квантов в указанном процессе будет одного порядка с соответствующим поглощением в доменных стенках и может быть экспериментально обнаружена на ядрах Fe^{57} в чистом железе (см. (1)).

5. По-видимому, теорию гамма-магнитного резонанса в однодоменном и многодоменном ферромагнетиках можно привлечь для объяснения эксперимента, поставленного Хейманом и др. (4). Ими были обнаружены около положений мёссбауэровских линий сателлиты, которые возникали при воздействии на ядра Fe^{57} , внедренные в чистое железо, одновременно гамма-излучения и радиочастотного поля. Этот эксперимент рассматривался в постоянном магнитном поле, направленном как перпендикулярно, так и параллельно радиочастотному полю. В первом случае при увеличении напряженности до 1 кгс интенсивность сателлитов менялась незначительно и при приближении к величине поля в 2 кгс стремится к нулю, тогда как во втором случае интенсивность сателлитов быстро падает уже при постоянном поле 50 гс.

Попытаемся объяснить эти эксперименты с точки зрения нашей теории. Предположим сначала, что сателлиты, наблюдаемые в работе (4), обусловлены гамма-магнитным резонансом. Тогда в перпендикулярном радиочастотном поле увеличение постоянного магнитного поля приводит к разрушению доменных стенок, и интенсивность сателлитов становится зависимой лишь от ядер, находящихся внутри доменов. Однако при дальнейшем увеличении напряженности постоянного поля интенсивность сателлитов падает пропорционально $1/H_0^2$. В параллельном радиочастотном поле увеличение напряженности постоянного магнитного поля приводит посредством разрушения доменных стенок к резкому уменьшению интенсивности сателлитов, так как в этом случае гамма-магнитный резонанс от ядер, находящихся внутри домена, равен нулю.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
8 II 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1 А. В. Митин, ЖЭТФ, 52, 1596 (1967). 2 J. M. Winter, J. Phys. Rad., 23, 556 (1962). 3 E. Matthias, D. A. Shirley et al., Phys. Rev. Letters, 16, 974 (1966). 4 N. D. Heiman, L. Preiffer, J. C. Walker, J. Appl. Phys., 40, 1410 (1969).