

МЕССБАУЭРОВСКИЕ СПЕКТРЫ РАДИОЧАСТОТНО МОДУЛИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ СТОХАСТИЧЕСКИХ БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ

Э.К. Садыков, А.И. Скворцов

Теоретически рассмотрено поведение суперпарамагнитной частицы (СПЧ) в радиочастотном поле. Расчетами показано появление сателлитов в мессбауэровском спектре (МС) такой системы, интерпретация которых проводится в рамках концепции стохастического резонанса.

Ферромагнитная СПЧ типа "легкая ось" по существу является стохастической бистабильной системой. Ее поведение в радиочастотном поле представляет интерес как качественно новый механизм динамического перемагничивания подобных систем (мелкодисперсных магнетиков) в режиме их бистабильности. Помимо этого, СПЧ в таких условиях есть частная модель, подчиняющаяся условиям стохастического резонанса¹. В данной работе нами вычислены МС СПЧ в радиочастотном поле: форма МС отражает изменения в стохастической динамике магнитных моментов СПЧ, обусловленные внешним когерентным возмущением.

МС поглощения представляются сечением

$$\sigma(\omega_\gamma) \sim \operatorname{Re} \sum_{MM'mm} \langle m' | H_\gamma^+ | M' \rangle U_{M'm'Mm}(p) \langle M | H_\gamma^- | m \rangle; \quad (1)$$

супероператор эволюции $U(t)$, лаплас-образ которого входит в (1), подчиняется уравнению²
 $dU(t)/dt = iL(\theta)U(t) + PU(t)$ с оператором Фоккера – Планка P для СПЧ, свободная энергия которой с учетом взаимодействия с радиочастотным полем – $K\cos^2\theta - H_1 M_s \nu \cos(\omega t + \varphi)$, K – константа анизотропии, H_1 – амплитуда поля, ν – объем, M_s – намагниченность СПЧ, $L(\theta)$ – супероператор Лиувилля, зависящий от случайной переменной θ (полярный угол намагниченности). Предполагается усреднение по быстрой прецессии вокруг легкой оси². В модели дискретных ориентаций³ последнее соотношение можно свести к управляющему уравнению:

$$\frac{dU(t)}{dt} = iFU(t) + W(t)U(t), \quad (2)$$

где $W(t)$ – матрица модулированных скоростей переходов Крамерса между дискретными ориентациями ($\theta = 0, \pi$)⁴:

$$C_{kk'}(t) = C_0 \exp \left[- \frac{\nu(K - M_s H_1 \cos(\omega t + \varphi))}{k_B T} \right], \quad (3)$$

матрицы F и $W(t)$ имеют вид

$$W(t) = \sum_{n=-\bullet, \pm 1, \pm 2} W_n \exp(in(\omega t + \varphi)), \quad (4)$$

$$W_n = I_n(\delta) C_0 \exp \left(- \frac{\nu K}{k_B T} \right) \begin{vmatrix} -(-1)^n E & E \\ (-1)^n E & -E \end{vmatrix}, \quad F = \begin{vmatrix} L(\theta=0) & 0 \\ 0 & L(\theta=\pi) \end{vmatrix},$$

$\delta = H_1 M_s \nu / k_B T$, E – единичная матрица одной размерности с $L(\theta)$.

В случае малых амплитуд радиочастотного поля ($\delta < 1$) лаплас-образ уравнения (2) выглядит так:

$$(pE' - iF - W_0)U(p) = E' + \sum_{n=\pm 1} W_n U(p - in\omega), \quad (5)$$

где E' – единичная матрица размерности $U(p)$. Решим это уравнение методом цепных дробей⁵ в предположении достаточно больших значений ω . Усреднив $U(p)$ по случайной дискретной переменной и подставив в (1), получим фрагмент МС, соответствующий γ -переходу Mm . Ниже для краткости приводится выражение, полученное в пределе больших значений W_0 :

$$\sigma^{Mm}(\omega_\gamma) \sim (1 - \frac{2L^2 I_1^2(\delta)/I_0^2(\delta)}{\omega'^2} \operatorname{Re}(\frac{1}{p}) + \frac{L^2 I_1^2(\delta)/I_0^2(\delta)}{\omega'^2} \operatorname{Re}(\frac{1}{p - i\omega'} + \frac{1}{p + i\omega'}), \quad (6)$$

$$\omega'^2 = \omega^2 + \frac{2L^2 I_1^2(\delta)}{I_0^2(\delta)}, \quad p = -i\omega_\gamma + \gamma/2, \quad L = L_{MmMm}.$$

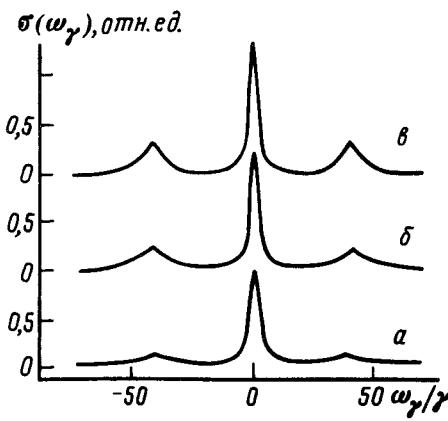


Рис. 1. Сечение поглощения (1) неполяризованного γ -излучения ядрами ^{57}Fe в зависимости от H_1 . Легкая ось СПЧ параллельна направлению наблюдения: $\alpha_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 40 \text{ МГц}$, а) $H_1 M_g/K = 0,1$, б) 0,2; в) 0,3

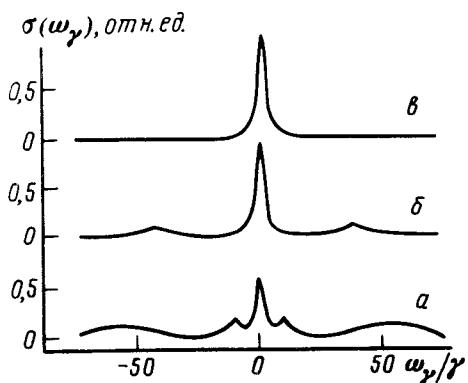


Рис. 2. Сечение поглощения (1) в зависимости от ω : $\alpha_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $H_1 M_g/K = 0,1$, а) $\omega = 10 \text{ МГц}$, б) 40 МГц, в) 70 МГц

Как видно из (6), спектр состоит из центральной линии, являющейся результатом коллапса, но наряду с этим присутствуют сателлиты на расстоянии $\pm \omega' \sim \pm \omega$ от центра. Возникновение их есть результат когерентных процессов, индуцированных в стохастической бистабильной системе за счет осцилляции заселенностей двух дискретных ориентаций намагниченности

ти. В общем случае (при произвольном δ) для расчетов МС нами создана методика, основанная на численном интегрировании уравнений эволюции⁶ при периодическом характере возмущений системы. МС, рассчитанные по этой методике, при $\alpha_0 = C_0 \exp(-\nu K/k_B T) \sim 3 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ приведены на рис. 1 и рис. 2. Мы видим, что и при $\delta > 1$ МС содержат сателлиты, интенсивность которых растет с ростом амплитуды поля (с увеличением δ) (рис. 1) и с уменьшением его частоты (рис. 2). Эти зависимости можно объяснить, проследив за динамикой заселенностей минимумов СПЧ (рис. 3).

Полученные результаты (рисунки 1 – 3) могут быть интерпретированы как подтверждение концепции стохастического резонанса (см.¹, где приведены амплитудная и частотная зависимости интенсивности выходного сигнала в модулированной бистабильной системе).

Обсудим экспериментальные возможности наблюдения представленных результатов. Значения параметров, соответствующие рисункам 1 – 3 предполагают выполнение условия $\delta > 1$. Отсюда с учетом явного вида $C_0(K, M_s)$ ⁴ можно получить:

$$H_1 > \frac{K}{M_s} \left[\ln \left(\frac{2Kg\alpha}{\sqrt{2\pi}M_s(1+\alpha^2)\alpha_0} \right) \right]^{-1},$$

где g – гиромагнитное отношение, $\alpha (\sim 1)$ – коэффициент диссипации в уравнении Ландау – Лифшица. Для $\alpha_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ и значений K и M_s , характерных для железа, получим $H_1 \sim \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$.

Условие высокого потенциального барьера выглядит так:

$$\frac{K\nu}{k_B T} = \left[\ln \left(\frac{2Kg\alpha}{\sqrt{2\pi}M_s(1+\alpha^2)\alpha_0} \right) \right] > 1.$$

Из него можно определить размер СПЧ. Так, для железа при $T = 300 \text{ К}$ получим $\nu \sim 1000 \text{ нм}^3$.

Отметим также, что переход к управляющему уравнению (2) с модулированной матрицей переходов Крамерса предполагает выполнение условия квазиадиабатичности $\omega \ll \omega_n$ ⁴, где

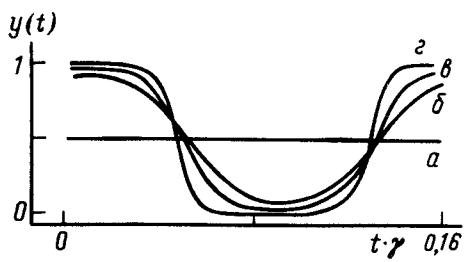


Рис. 3. Временная зависимость заселенности $y_1(t) = 1 - y_2(t)$ одного из минимумов энергии СПЧ: $\alpha_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $\omega = 40 \text{ Гц}$, а) $H_1 M_s / K = 0$, б) 0,1; в) 0,2; г) 0,3

ω_n – скорость локальной релаксации намагниченности вблизи минимума. Для железа $\omega_n \sim \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$, и, таким образом, использованные при расчетах значения ω удовлетворяют этому условию.

Литература

1. McNamara B., Wiesenfeld K. Phys. Rev. A, 1989, 39, 4854.
2. Афанасьев А.М., Седов В.Е. Изв. АН СССР, физика, 1986, 50, 2348.

3. Белозерский Г.Н., Павлов Б.С. ФТТ, 1983, 25, 1690.
4. *Caroli B., Caroli C., Roulet B., Saint-James D.* Physica A, 1981, 108, 233.
5. *Risken H.* The Fokker-Planck Equation. Berlin: Springer-Verlag, 1984, 454p.
6. *Sadykov E.K., Skvortsov A.I.* Phys. Stat. Sol. (b), 1990, 158, 685.

Казанский государственный
университет им. В.И.Ульянова-Ленина

Поступила в редакцию
14 июня 1990 г.
