

## МАГНИТОСТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

*А.Н.Григоренко, В.И.Конов, П.И.Никитин*

Предложено использовать магнитостохастический резонанс для исследования флуктуаций намагниченности в ферромагнетике, в частности для наблюдения макроскопического квантового туннелирования магнитного момента.

1. Стохастический резонанс, открытый в <sup>1</sup> и исследованный в <sup>2-6</sup>, может оказаться мощным средством изучения систем с бистабильным потенциалом.

В настоящей работе рассмотрен магнитостохастический резонанс (МСР) в ферромагнетике и предложены эксперименты по его использованию для исследования однородных флуктуаций спиновой системы.

Рассмотрим легкоосный ферромагнетик (легкая ось вдоль оси  $z$ ) с полем анизотропии  $H_a$  и намагниченностью насыщения  $M_0$ . Уравнение динамики намагниченности в форме Ландау - Лифшица  $d\vec{M}/dt = -\gamma[\vec{M}, \vec{H}_{ef}] + \lambda(\vec{H}_{ef} - \vec{M}(\vec{M}\vec{H}_{ef})/M_0^2)$ , где  $\vec{M}$  - вектор намагниченности,  $\vec{H}_{ef}$  - эффективное поле,  $\lambda$  - константа затухания, написанное для угла  $\theta$  между вектором намагниченности и осью  $z$  в присутствии внешнего периодического магнитного поля  $\vec{H}_0 \parallel z$  и Ланжевеновского

источника  $\xi(t)$  ( $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \delta(t-t')$ ), преобразуется к виду:

$$d\theta/dt = -\alpha\gamma(H_a \cos \theta + H_0 \cos(\omega_0 t)) \sin \theta + \sqrt{2D}\xi(t) = -\partial V/\partial \theta + \sqrt{2D}\xi(t), \quad (1)$$

где  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $\alpha = \lambda/\gamma M_0$  - безразмерный коэффициент затухания,  $D$  - мощность источника, а  $V(\theta, t) = \alpha\gamma(H_a \sin^2 \theta - H_0 \cos(\omega_0 t) \cos \theta)$  - соответствующий (1) эффективный бистабильный потенциал. Уравнение Фоккера - Планка, отвечающее (1),

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \rho \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + D \frac{\partial^2 \rho}{\partial \theta^2} \quad (2)$$

имеет стационарное решение  $\rho = \exp(-V(\theta)/D)$  при  $H_0 = 0$ .

2. Для тепловых флуктуаций намагниченности, исходя из энергии флуктуаций, легко получаем  $D_T = \alpha\gamma kT/M_0 v$ , где  $v$  - объем образца. Используя (2), находим время Крамера <sup>3</sup> перехода между положениями равновесия  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi$  ( $kT < H_a M_0 v$ ):

$$\tau_c = 1/\nu_c = \frac{\pi}{\alpha\gamma H_a} \exp\left(\frac{H_a M_0 v}{kT}\right). \quad (3)$$

Следуя работам <sup>3,6</sup>, находим величину МСР, обычно определяемую как отношение сигнал/шум на частоте внешнего периодического поля ( $\omega_0 \ll \nu_c$ ):

$$R_T = \frac{\alpha\gamma H_a}{2\Delta_f} \left(\frac{H_0 M_0 v}{kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{H_a M_0 v}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $\Delta_f$  - ширина полосы детектируемого сигнала.

Селективное детектирование в отсутствие МСР (в пренебрежении вторым максимумом функции  $V(\theta)$ ) дает отношение сигнал/шум:

$$R_s = \frac{1}{2\Delta_f} \left(\frac{H_0}{H_a}\right)^2 \frac{M_0 v \omega_0^2}{\alpha\gamma kT}. \quad (5)$$

Используя (4), (5), находим отношение сигналов  $\Gamma$  при МСР и в отсутствие МСР при одном и том же уровне шума:

$$\Gamma = \frac{R_T}{R_s} = \frac{H_a M}{kT} \left(\frac{\alpha\gamma H_a}{\omega_0}\right)^2 \exp\left(-\frac{H_a M_0 v}{kT}\right). \quad (6)$$

Для оценки возьмем значения, типичные для магнитных кристаллов феррит-гранатов,  $H_a \cong 10^3$  Э,  $M_0 \cong 10^2$  Э,  $\gamma \cong 10^7$  1/Э · с,  $\alpha \cong 0,1$ ,  $v = 100 \times 100 \times 100 \text{ \AA}^3$  и  $T = 300$  К. Тогда  $\nu_c = 3 \cdot 10^8$  Гц,  $R_T = 5 \cdot 10^4$ ,  $R_s = 2 \cdot 10^{-2}$  при  $\Delta_f = 1$  Гц и  $\Gamma \cong 10^6$ .

Следовательно, при одной и той же величине периодического магнитного поля, отклик системы с МСР существенно больше отклика в отсутствие МСР и, кроме того, зависит от уровня флуктуаций в системе. В частности, отношение сигнал/шум имеет максимум при мощности шума  $D_T = 2\alpha\gamma H_a$ , соответствующего температуре  $T = 2H_a M_0 v/k$ .

Таким образом, МСР представляет собой удобную экспериментальную ситуацию для исследования однородных флуктуаций средней намагниченности ферромагнетика. Рассмотрим возможные применения.

3. В литературе <sup>7,8</sup> дискутируется вопрос о возможности регистрации макроскопического квантового туннелирования намагниченности в однодоменном образце одноосного ферромагнетика ( $z$  - легкая ось), помещенного в однородное магнитное поле  $H_x$  для уменьшения потенциального барьера при туннелировании и получения разумных скоростей туннелирования. Приложение малого гар-

монического магнитного поля вдоль оси  $z$  приводит к ситуации МСР. В случае квантового туннелирования, время Крамера равняется <sup>7</sup>:  $\tau_c = \frac{\pi}{\alpha\gamma H_a} \exp\left(-\frac{4M_0 v}{\hbar\gamma} \epsilon^{3/2}\right)$ , где  $\epsilon = 1 - H_x/H_a$ , мощность квантовых флуктуаций равна  $D_q = (\alpha\hbar\gamma^2 H_a)/(M_0 v)$  и величина МСР равна  $R_q \cong 8\alpha\gamma H_a \epsilon^3 \left(\frac{H_0 M_0 v}{\hbar H_a}\right)^2 \exp\left(-\frac{4M_0 v}{\hbar\gamma} \epsilon^{3/2}\right)$ . Температура, при которой мощность квантового источника Ланжевена сравнивается с тепловым,  $T_q = \hbar\gamma H_a/k \cong 1$  К мала, но доступна наблюдению. В случае регистрации намагниченности в объеме  $v = 10^{-21}$  см<sup>3</sup>, отпадает необходимость приложения дополнительного поля  $H_x$ .

На рис.1 изображена схема эксперимента для исследования макроскопического туннелирования с МСР. Расстояние от ферромагнитной иглойки до сферы из ферромагнетика, характеризующее намагниченность образца, измеряется интерференционными методами <sup>9</sup>. Отношение сигнал/шум на частоте приложенного переменного магнитного поля  $H_0$  дает МСР. Вместо сферы, (рис.1а), может быть использована тонкая пленка ферромагнетика, например, феррит-граната (рис.1б), а иглойкой, детектирующей среднюю намагниченность, может служить игла сканирующего атомно-силового микроскопа <sup>9</sup>. Возможно детектирование намагниченности и оптическими методами.

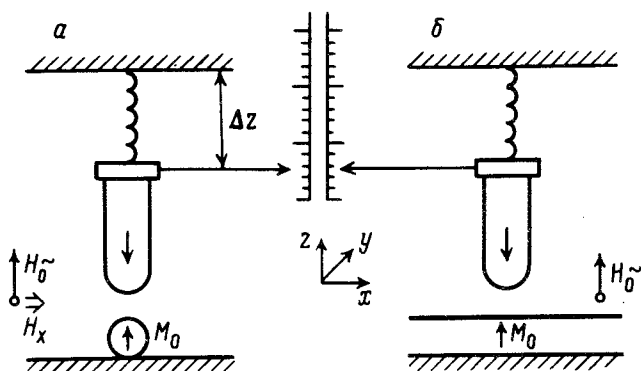


Рис. 1. Схема эксперимента для исследования магнитного туннелирования с помощью МСР. Изменение намагниченности а - ферромагнитной сферы диаметром  $\cong 100\text{Å}$ ; б - тонкой магнитной пленки регистрируется измерением  $\Delta z$  - расстояния магнитной иглойки до образца

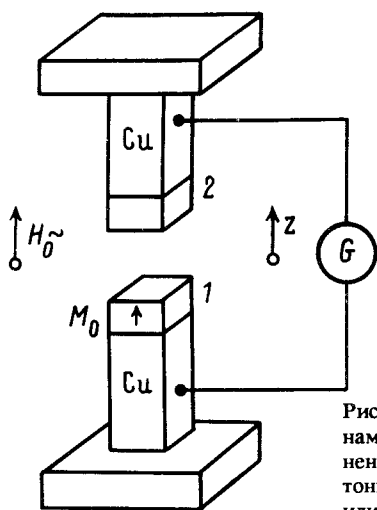


Рис. 2. Схема эксперимента для детектирования зависящего от намагниченности туннелирования электронов. Измеряется компонента туннельного тока на частоте магнитного поля  $H_0$ ; 1 - тонкий слой ферромагнетика; 2 - тонкий слой ферромагнетика или антиферромагнетика

4. Другой областью, в которой МСР может существенно облегчить детектирование эффекта, является зависящее от намагниченности туннелирование электронов между двумя слоями ферромагнетика, разделенных диэлектриком,

исследованное в <sup>10</sup>. В этом случае экспериментальная установка изображена на рис.2. На поверхность проводящих немагнитных иглонок осаждается тонкий слой ферромагнетика с одноосной анизотропией вдоль оси  $z$  и измеряется компонента туннельного тока на частоте приложенного вдоль оси  $z$  периодического магнитного поля. Из-за бистабильного потенциала, обеспечиваемого одноосной анизотропией, имеем МСР и компонента туннельного тока на частоте внешнего поля будет значительно выше, чем в случае отсутствия МСР (аналогично (6)).

5. В заключение еще раз отметим, что магнитостохастический резонанс в одноосном ферромагнетике оказывается удобным средством исследования флуктуаций намагниченности, регистрации макроскопического магнитного туннелирования, туннелирования электронов, зависящего от намагниченности, а также для регистрации малых периодических магнитных полей.

Авторы благодарят А.М.Прохорова за поддержку в работе.

### Литература

1. *Benzi R., Sutera A., Vulpiani A.* J. Phys. A, 1981, 14, L453; *Benzi R., Parisi G., Sutera A., Vulpiani A.* Tellus, 1982, 34, 10; *Benzi R., Parisi G., Sutera A., Vulpiani A.* SIAM J. Appl. Math., 1983, 43, 565.
2. *Fauve S., Heslot F.* Phys. Lett. A, 1983, 97, 5.
3. *McNamara B., Wiesenfeld K., Roy R.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2626.
4. *Gammaitoni L., Marchesoni F., Menichella-Saetta E., Santucci S.* Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 349.
5. *Foz R.F.* Phys. Rev. A, 1989, 39, 4148.
6. *Дыкман М.И., Макклиток П.В.Е., Манелла Р., Стокс Н.* Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 780.
7. *Chudnovsky E.M., Gunter L.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 661.
8. *Gary A., Gwang-Hee Kim.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 2512.
9. *Binnig G., Quate C.F., Gerber Ch.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 930.
10. *Julliere M.* Phys. Rev. A, 1975, 54, 225; *Slonczewski J.C.* Phys. Rev. B, 1989, 39, 6995.