

ОБ ОПРОКИДЫВАНИИ ПОДРЕШЁТОК В СПИРАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

С. К. Готовко^{a,b*}, В. И. Марченко^a

^a Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук, 119334 Москва, Россия

^b Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000 Москва, Россия

Показано, что при переходе опрокидывания подрешёток в обменных спиральных магнетиках LiCuVO_4 , LiCu_2O_2 и CuCrO_2 теряет устойчивость голдстоуновская мода.

Обычно предвестником опрокидывания подрешёток в антиферромагнетиках является смягчение щели в спектре спиновых волн (см. рис. 1а). Это правило, однако, нарушается в спиральных магнетиках LiCuVO_4 [1], LiCu_2O_2 [2], CuCrO_2 [3], в которых несоизмеримость возникает благодаря обменным взаимодействиям. В этих магнетиках имеется бесщелевая мода поворотов в спиновой плоскости. Во внешнем поле эта степень свободы динамически взаимодействует с поворотами ориентации самой плоскости, что препятствует ожидаемому падению частоты (см. рис. 1б). При приближении же к критической точке со стороны больших полей спиновая плоскость ориентирована перпендикулярно магнитному полю и происходит расталкивание мод с конечными частотами. В итоге наблюдается привычное обращение в ноль частоты. В настоящем сообщении мы покажем, что особенность низкочастотного спектра при потере ориентационной устойчивости обменных спиральных магнетиков выясняется при учёте затухания.

Параметр порядка спиральной структуры можно представить в виде $\mathbf{s} = \boldsymbol{\mu} \cos \mathbf{q}\mathbf{r} + \boldsymbol{\nu} \sin \mathbf{q}\mathbf{r}$, где $\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\nu}$ – взаимноортогональные антиферромагнитные единичные векторы, \mathbf{q} – волновой вектор. Кинетическая энергия вращений такой спиновой структуры и вклад магнитного поля \mathbf{H} в плотность функции Лагранжа равны (см. [4])

$$L = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} (\dot{\mathbf{n}} + \gamma[\mathbf{H}\mathbf{n}])^2 + \frac{\chi_{\parallel}}{2\gamma^2} (\dot{\boldsymbol{\theta}}\mathbf{n} + \gamma\mathbf{H}\mathbf{n})^2, \quad (1)$$

где $\dot{\boldsymbol{\theta}}$ – угловая скорость вращения, γ – гиромагнитное отношение, χ_{\parallel} и χ_{\perp} – компоненты тензора магнитной восприимчивости, параллельная и пер-

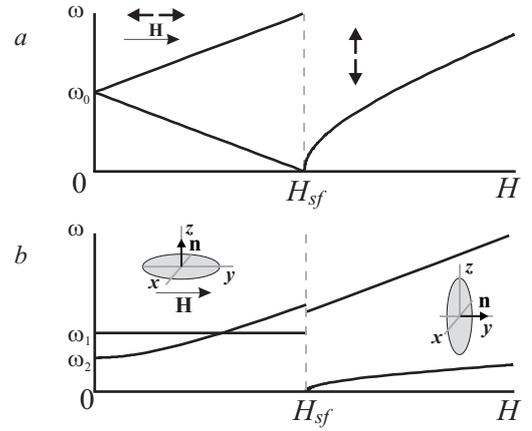


Рис. 1. Спектры АФМР при опрокидывании подрешёток в коллинеарном антиферромагнетике (а) и в спиральной структуре (б).

пендикулярные к вектору $\mathbf{n} = [\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\nu}]$. В магнетиках [1–3] $\chi_{\parallel} > \chi_{\perp}$. Это мы и будем предполагать ниже.

В планарных несоизмеримых структурах однородный поворот пары векторов $\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\nu}$ при фиксированной ориентации \mathbf{n} не приводит к изменению энергии. Релятивистские эффекты проявляются лишь при поворотах вектора \mathbf{n} . Инварианты энергии анизотропии установлены в работах [1–3]:

$$2U_{an} = \beta_1(\mathbf{n}\mathbf{x})^2 + \beta_2(\mathbf{n}\mathbf{y})^2, \quad (2)$$

где \mathbf{x} , \mathbf{y} – взаимно ортогональные единичные векторы в координатном пространстве, β_1, β_2 – положительные константы. Таким образом, вектор нормали к спиновой плоскости \mathbf{n} в состоянии равновесия ориентирован вдоль оси $\mathbf{z} = [\mathbf{x}\mathbf{y}]$.

При лагранжевом построении динамики затухание учитывается введением диссипативной функции F , которая в рассматриваемом случае однородного движения спиновой структуры представляет собой

* E-mail: sofyaготовко@gmail.com

инвариантную положительную квадратичную форму угловых скоростей:

$$2F = \alpha_1 \dot{n}_x^2 + \alpha_2 \dot{n}_y^2 + \alpha_3 \dot{n}_z^2 + \alpha_4 (\dot{\mu}_x^2 + \dot{\nu}_x^2) + \alpha_5 (\dot{\mu}_y^2 + \dot{\nu}_y^2) + \alpha_6 (\dot{\mu}_z^2 + \dot{\nu}_z^2), \quad (3)$$

где все константы α_i имеют релятивистскую природу и, вообще говоря, одного порядка величины.

Пространственной группой симметрии парамагнитного LiCuVO_4 является группа D_{2h}^{28} , $\text{LiCu}_2\text{O}_2 - D_{2h}^{16}$, $\text{CuCrO}_2 - D_{3d}^5$. В первых двух случаях при спиновом упорядочении эти группы сохраняются в качестве пространственных групп обменного приближения [4]. В последнем же симметрия понижается за счёт потери зеркально-поворотной оси S_6 . При этом преобразование инверсии $I = (S_6)^3$ сохраняется. Пользуясь удобным описанием пространственных групп в книге [5], нетрудно установить, что пространственной группой обменного приближения в антиферромагнитном CuCrO_2 является подгруппа группы $D_{3d}^5 - C_{2h}^3$. Заметим, что различия указанных групп в формулах (2) и (3) не проявляются.

Во внешнем поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$, меньшем поля опрокидывания $H_{sf} = \sqrt{\beta_2/(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})}$, выберем в качестве равновесного состояния $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{x}$, $\boldsymbol{\nu} = \mathbf{y}$. Для малых отклонений $\delta\boldsymbol{\theta}$ от этого состояния получается следующая система уравнений¹⁾:

$$\begin{aligned} \chi_{\perp} \delta\ddot{\theta}_x + \gamma^2(\alpha_2 + \alpha_6)\delta\dot{\theta}_x + \gamma^2\beta_2\delta\theta_x + \\ + (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})\gamma^2 H^2 \delta\theta_x + \chi_{\parallel}\gamma H \delta\dot{\theta}_z = 0, \\ \chi_{\perp} \delta\ddot{\theta}_y + \gamma^2(\alpha_1 + \alpha_6)\delta\dot{\theta}_y + \gamma^2\beta_1\delta\theta_y = 0, \\ \chi_{\parallel} \delta\ddot{\theta}_z + \gamma^2(\alpha_4 + \alpha_5)\delta\dot{\theta}_z - \chi_{\parallel}\gamma H \delta\dot{\theta}_x = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Её решения с конечными частотами имеют обычный осцилляторный вид $\delta\theta_k \propto \sin(\omega t + \varphi_k)e^{-\lambda t}$, где ω – частота, λ – параметр затухания, φ_k – фазы. В линейном по параметрам α_i приближении получим

$$\begin{aligned} \omega_1 = \gamma\sqrt{\frac{\beta_1}{\chi_{\perp}}}, \lambda_1 = \frac{\gamma^2}{2\chi_{\perp}}(\alpha_1 + \alpha_6); \omega_2 = \gamma\sqrt{\frac{\beta_2}{\chi_{\perp}} + H^2}, \\ \lambda_2 = \frac{\gamma^2}{2\chi_{\perp}}(\alpha_2 + \alpha_6) + \frac{\gamma^2 H^2}{2(\beta_2 + \chi_{\perp} H^2)}(\alpha_4 + \alpha_5). \end{aligned}$$

Имеются также два решения с нулевой частотой. Решение $\delta\theta_z = \text{const}$, $\delta\theta_x = 0$ соответствует независимости энергии от угла поворота в плоскости

спирали. И, наконец, решение вида $\delta\theta_{x,z} \propto e^{-\lambda t}$ демонстрирует неустойчивость ориентации спиновой структуры, поскольку величина

$$\lambda = \lambda_3 = \frac{\gamma^2}{\chi_{\parallel}} \frac{\eta(H_{sf}^2 - H^2)}{\eta H_{sf}^2 + H^2} (\alpha_4 + \alpha_5), \quad (5)$$

где $\eta = (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})/\chi_{\perp}$, меняет знак в поле $H = H_{sf}$.

Таким образом, предвестником опрокидывания спиральной структуры служит стремление к нулю параметра затухания (5), которое приводит к полюсной особенности времени релаксации, $\tau = \lambda^{-1} \propto (H_{sf} - H)^{-1}$, намагнитченности $\delta M_z \propto \delta\dot{\theta}_z$.

Финансирование. Работа поддержана Программой фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Büttgen, H.-A. Krug von Nidda, L. E. Svistov, L. A. Prozorova, A. Prokofiev, W. Adamus, Phys. Rev. **B76**, 014440 (2007)
2. Л. Е. Свистов, Л. А. Прозорова, А. М. Фарутин, А. А. Гиппиус, К. С. Охотников, А. А. Буш, К. Е. Каменцев, Э. И. Тищенко, ЖЭТФ **135(6)**, 1151 (2009)
3. A. M. Vasiliev, L. A. Prozorova, L. E. Svistov, V. Tsurkan, V. Dziom, A. Shuvaev, A. Pimenov, and A. Pimenov, Phys. Rev. **B88**, 144403 (2013)
4. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980)
5. Г. Я. Любарский, Теория групп и её применения в физике, ГИФМЛ, Москва (1958)

¹⁾ В данном случае, вывод линейных уравнений значительно упрощается благодаря тому, что первый член в (1) и энергия анизотропии (2) задают динамику коллинеарного антиферромагнетика [4], а второй член в (1) квадратичен по малым отклонениям $\propto (\delta\theta_z + \gamma H \delta n_y)^2$. Тем самым нет необходимости учитывать некоммутативность поворотов.