

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ДВУМЕРНЫХ МАГНЕТИКОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ УПОРЯДОЧЕНИЯ

Ю.М.Ципенюк, В.П.Янев

С помощью сквид-магнитометра обнаружены магнитные шумы в нулевом поле у двумерных магнетиков $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$ и $\text{Co}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ в окрестности температуры перехода в области частот 0,01 – 10 Гц. В случае изинговского антиферромагнетика $\text{Co}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ флуктуации максимальны в T_N , а в гейзенберговском ферромагнетике $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$ – на 0,4 К выше, что, по-видимому, связано с наличием у таких систем топологического перехода Березинского–Костерлица–Таулеса. В обоих магнетиках спектр шума подобен $1/f$.

Критические флуктуации параметров порядка являются существенной характеристикой фазовых переходов второго рода. В магнитных системах они наблюдаются обычно либо по частотной зависимости восприимчивости, либо в нейтронных экспериментах. Критическая динамика магнетиков существенно образом зависит от структуры вещества, она отражает нелинейные свойства магнетиков и начала интенсивно изучаться лишь в последнее время.

Насколько нам известно, прямые измерения магнитных флуктуаций до сих пор были проведены только в двух случаях: 1) в ряде спиновых стекол¹, где в силу логарифмической зависимости восприимчивости от частоты в корреляторе спинов появляется $1/f$ -сингулярность и, соответственно, $1/f$ -шум в спектральной плотности флуктуаций; 2) Э.Ган с соавторами² в 1985 г. зарегистрировал на частоте ядерного квадрупольного резонанса температурно-независимые флуктуации спинов ядер ^{35}Cl , входящих в NaClO_3 .

В данной работе измерялся спектр магнитных флуктуаций в нулевом поле с помощью сквид-магнитометра в полосе частот 0,01 – 10 Гц. Использовалась коаксиальная конструкция приемной катушки сверхпроводящего трансформатора магнитного потока. Сигнал обратной связи магнитометра $U(t)$, пропорциональный наведенному магнитному потоку, измерялся цифровым вольтметром Ц300 и его показания с частотой 20 Гц записывались в ЭВМ ДВК-3. Затем проводился фурье-анализ функции $U(t)$ и в каждой температурной точке измерения повторялись 10 раз, а полученные значения квад-

ратов коэффициентов Фурье усреднялись. Шум пустого магнитометра на частоте 1 Гц соответствовал потоку $1,5 \cdot 10^{-4} \Phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$. Образец помещался в медный стакан с толщиной стенки 0,1 мм, в нижней части этого стакана бифилярно намотан нагреватель. Температура стакана измерялась Au: Fe – Cu-термопарой относительно температуры жидкого гелия и поддерживалась с точностью 0,05 К.

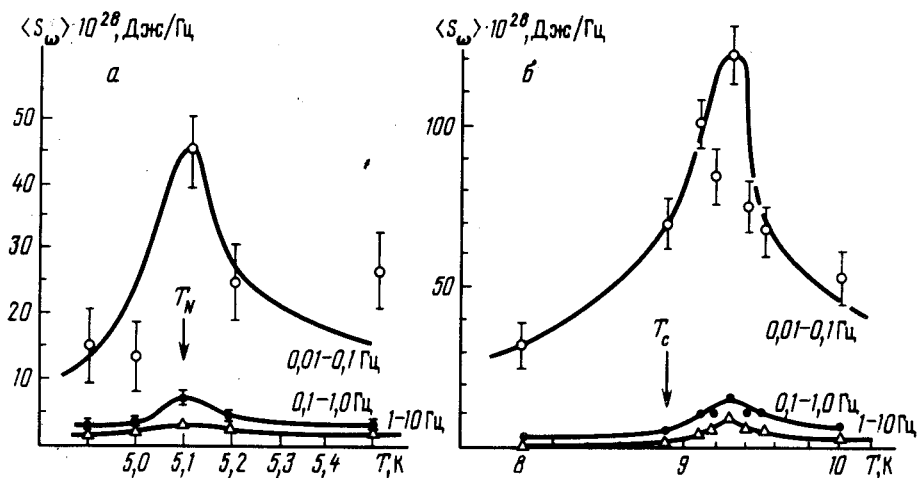


Рис. 1. Температурные зависимости средней спектральной плотности шума в трех частотных диапазонах 0,01 – 0,1; 0,1 – 1 и 1 – 10 Гц: *а* – поликристаллического $\text{Co}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$; *б* – $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$, легкая плоскость кристалла перпендикулярна плоскости витков приемной катушки трансформатора тока

Двумерный антиферромагнетик $\text{Co}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Образец представлял собой поликристаллический порошок весом 160 мг, которым заполнялся медный стакан. Магнитные свойства этого вещества соответствуют модели Изинга с $d = 2$, кристаллическая структура – моноклинная. Магнитный ион кобальта параллелен плоскости (100), температура Неля равна 5,1 К, анизотропия g -фактора $g_{\parallel}/g_{\perp} \approx 3$ ^{3, 4}. На рис. 1*а* приведены средние по трем интервалам частот 0,01 – 0,1, 0,1 – 1 и 1 – 10 Гц значения спектральной плотности шума в единичном интервале 1 Гц. Как видно из рисунка, в узкой области, порядка 0,1 К, вблизи температуры фазового перехода возникает увеличение флуктуаций в области частот 0,01 – 1 Гц. Естественно связать наблюдаемые флуктуации с критическими, правда обращает на себя внимание резкое возрастание их в сторону ультранизких частот (рис. 2*б*).

Двумерный ферромагнетик $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$ – представитель группы двумерных магнетиков со структурой типа K_2NiF_4 . Это гейзенберговский ФМ со слабой XY-анизотропией, взаимодействие между слоями составляет 10^{-4} от обменного в плоскости, температура Кюри равна 8,9 К⁵. Образцы представляли собой тонкие пластины размером $\sim 3 \times 4 \times 0,2$ мм общим весом 8 мг. Измерялись флуктуации момента M_{\parallel} в плоскости (ось приемной катушки параллельна плоскостям упорядочения) и в перпендикулярном направлении – M_{\perp} . Результаты качественно отличаются от предыдущих (см. рис. 1*б*). В данном случае флуктуации моментов в плоскости (M_{\parallel}) максимальны выше T_C примерно на 0,4 К, хотя частотные зависимости подобны (рис. 2*б*). Мощность флуктуаций перпендикулярной составляющей M_{\perp} примерно в 4 раза меньше параллельной, то есть отчетливо проявляется преимущественное расположение спинов в плоскости. Кроме того, проявляется два максимума – один при T_C , а другой совпадает с максимумом флуктуаций M_{\parallel} . Это отчетливо видно на рис. 2*а*, где для сравнения приведены одновременно температурные зависимости мощности флуктуаций M_{\parallel} и M_{\perp} , усредненные по всему исследованному частотному интервалу 0,01 – 10 Гц.

Обнаруженные низкочастотные магнитные шумы несомненно связаны с флуктуационными явлениями в критической области. Однако они качественно отличаются у двумерных изинговских систем от легкоплоскостных гейзенберговских: в изинговском случае флуктуации усиливаются непосредственно в области температуры фазового перехода, а в легкоплоскостном гейзенберговском ферромагнетике они максимальны выше температуры Кюри. Согласно теоретическим представлениям в $2D - XY$ -магнетиках должны существовать необычные возбуждения — магнитные вихри. Диссоциация вихревых пар инициирует фазовый переход, так называемый переход Березинского—Костерлица—Таулеса⁶. Этот переход должен происходить по температуре раньше, чем за счет спиновых волн. Тем не менее влияние спин-волновых возбуждений на разрушение порядка в плоскостях должно как-то проявляться. Можно предполагать, что максимум магнитных флуктуаций в $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$ наблюдается нами при той температуре, при которой должен был быть фазовый переход, если бы он был обусловлен спиновыми волнами и не возникали в системе вихревые возбуждения.

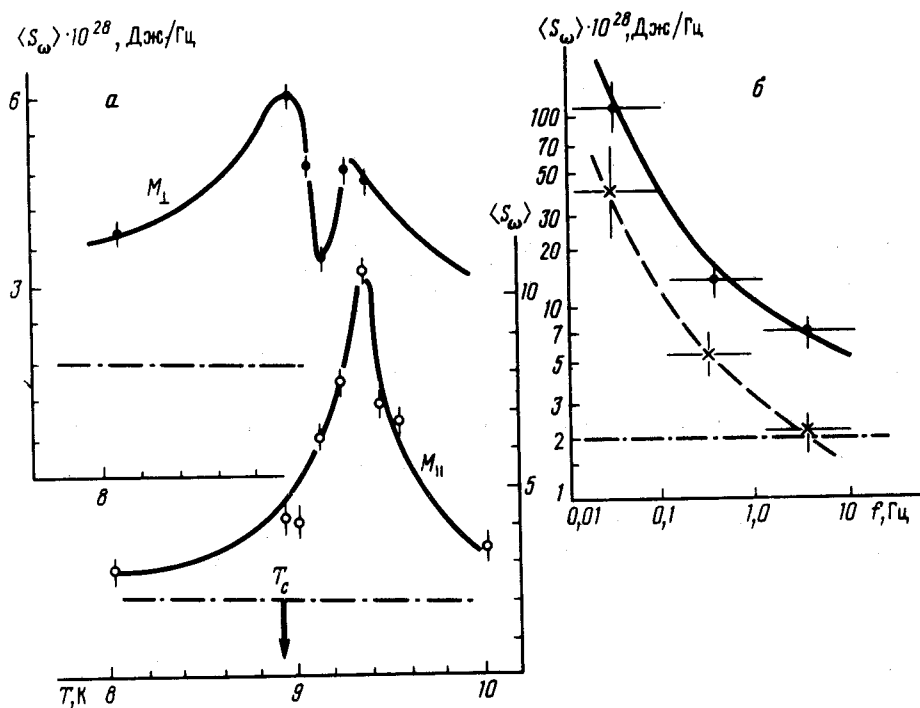


Рис. 2. а — Температурная зависимость спектральной плотности магнитных флуктуаций, усредненная по интервалу 0,01 — 10 Гц при двух ориентациях кристаллов $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$ — M_\parallel и M_\perp ; б — спектр магнитных флуктуаций: \times — $\text{Co}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ($T = 5,1$ К) и \circ — $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2 \cdot \text{CuCl}_4$ ($T = 9,3$ К). Штрих-пунктирной линией показан уровень шума пустого магнитометра

Частотная зависимость флуктуаций подобна хорошо известному в различных системах $1/f$ -шуму, однако природа усиления таких крупномасштабных флуктуаций в критической области непонятна.

Авторы глубоко признательны В.С.Потапчуку за помощь в осуществлении связи ЭВМ со сквид-электроникой и программного обеспечения, В.И.Кудинову за плодотворные обсуждения и предоставление монокристаллов, С.П.Капице за интерес к работе.

Литература

1. *Ocio M., Bouchiat H., Monod P.* J. Magn. & Magn. Mater., 1986, **54** – 57, 11.
2. *Sleator T., Hahn E., Hilbert C., Clarke J.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1742.
3. *Yamakawa H., Matsuura M.* J. Phys. Soc. Jap., 1976, **41**, 798.
4. *Matsuura M., Endoh Y., Muracami Y.* J. Magn. & Magn. Mater., 1983, **31** – 34, 1087.
5. *Демокритов С.О., Крейнс Н.М., Кудинов В.И. и др.* ЖЭТФ, 1988, **94**, 283.
6. *Паташинский А.З., Покровский В.Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1989 г.
