Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.10, стр.598 - 600 25 мая 1992 г.

ВИХРЕВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ (СОЛИТОНЫ) ДВУМЕРНОГО МАГНЕТИКА ТИПА YBaCuO

В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов

Институт металлофизики АН Украины

252142, Киев. Украина

Поступила в редакцию 24 февраля 1992 г.

После переработки 14 апреля 1992 г.

Предсказано существование стабильных топологических солитонов с конечной энергией в двумерном антиферромагнетике типа купратного слоя YBaCuO.

Особая роль солитонных возбуждений в физике низкоразмерных магнетиков общеизвестна. Для двумерных ($2D$) магнетиков актуальны солитоны типа вихрей; нелокализованные для случая непрерывного вырождения основного состояния и локализованные для дискретного; структура вихрей описана в [1].

Для легкоплоскостных магнетиков нелокализованные вихри приводят к переходу Березинского – Костерлица – Таулеса [2,3] и определяют центральный пик (ЦП) корреляционных функций (см., например, [4,5]). Вклад типа ЦП возможен и для локализованных магнитных вихрей (ЛМВ) [6], которые могут существовать в легкоосных и ромбических магнетиках, но возникает проблема устойчивости вихря относительно коллапса.

Мы покажем, что в купратном слое YBACuO, рассматриваемом как классический $2D$-антиферромагнетик (АФМ), существуют ЛМВ, стабильные относительно коллапса и имеющие конечную энергию и радиус, и обсудим их вклад в функции отклика.

Будем исходить из энергии АФМ, записанной в виде функционала единичного вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$, [7]

$$W = aM_0^2 \int dxdy\{\alpha/2(\nabla\vec{l})^2 + 1/2(\beta_1 l_x^2 + \beta_2 l_z^2) + \gamma_{i,kj} l_i(\partial l_k/\partial x_j)\}. \qquad (1)$$

Здесь a – величина порядка постоянной решетки, добавлена для сохранения размерности, первые два слагаемых имеют обычный смысл энергии неоднородного обмена и анизотропии (константы $\beta_2 > \beta_1 > 0$, ось y – легкая ось, лежащая в плоскости xy АФМ). Специфическим для YBaCuO является последнее слагаемое, линейное по $(\partial\vec{l}/\partial x_i)$. Оно существует из-за отсутствия центра инверсии и отсутствует, например, для La_2CuO_4. Тензор γ имеет отличные от нуля компоненты [7]

$$\gamma_{x,zx} = -\gamma_{z,xx} = \gamma', \qquad \gamma_{y,zy} = -\gamma_{z,yy} = \gamma,$$

соответствующие константы γ и γ' имеют обменно-релятивистскую природу, в силу чего следует ожидать, что $\gamma, \gamma' \gg \beta a$.

Из-за наличия анизотропии в базисной плоскости xy точного вихревого решения найти не удается. Однако для наиболее актуального (см. ниже) случая солитона малого радиуса $R \ll (\alpha/\beta)^{1/2}$ вклад в энергию ЛМВ слагаемого $\alpha(\nabla\vec{l})^2$ наибольший. В этом случае в качестве основного приближения можно использовать решение Белавина – Полякова (РБП), см. [8]. Ему отвечает $\varphi = \nu\chi + \varphi_0$, $\mathrm{tg}(\theta/2) = (R/r)^{|\nu|}$, где $\nu = \pm1, \pm2, \ldots$ – топологический заряд (инвариант отображения плоскости АФМ на сферу $\vec{l}^2 = 1$), θ, φ – угловые переменные для намагниченности, $l_x + il_z = \sin\theta\exp(i\varphi)$, r, χ – полярные координаты. Параметры R, φ_0 для обменного приближения являются свободными.

При учете анизотропии и неоднородного члена с $\gamma_{i,kj}$ энергия АФМ (1), вычисленная на основе РБП, зависит от R и φ_0. Наличие минимума по этим параметрам свидетельствует о существовании стабильного вихря. Для анизотропного АФМ и $\nu = \pm 1$ лучшее приближение получается при использовании подставки

$$\mathrm{tg}(\theta/2) = (R/l_0)K_1(r/l_0), \tag{2}$$

$K_1(x)$ – функция Макдональда, $l_0 = (\alpha/\beta)^{1/2}$. Дело в том, что при $r \leq R \leq l_0$ (2) переходит в РБП, а при $r \geq l_0$ дает правильную экспоненциальную асимптотику, $\theta \sim \exp(-r/l_0)$, см. [9,10].

Расчет энергии дает, что члены с $\gamma_{i,kl}$ отличны от нуля только при $|\nu| = 1$. Минимальной энергии отвечает значение $\varphi_0 = 0$, при этом для энергии $E = E(R)$ при $|\nu| = 1$ получается

$$E = 4\pi a M_0^2\{\alpha - 0,5\gamma R + \beta R^2 \ln(2,42 l_0/R)\}, \tag{3}$$

где первый член – обычная энергия РБП, второй и третий определяются неоднородным обменно-релятивистским взаимодействием и анизотропией соответственно, $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$. В (3) знак второго слагаемого определяется произведением константы γ и ν, и всегда может быть сделан отрицательным выбором $\nu = \pm 1$. Если же $|\nu| \neq 1$, то второй член отсутствует, и $E = 4\pi\alpha M_0^2|\nu|a + \beta A R^2$, $A = \mathrm{const} \sim 1$.

Ясно, что при $|\nu| \neq 1$ минимум достигается только при $R = 0$, то есть солитон коллапсирует. Если же $|\nu| = 1$, $\gamma\nu < 0$, то энергия (3) имеет минимум при конечном значении $R = R_0$, с логарифмической точностью радиус солитона

$$R_0 = (\gamma/4\beta)/\ln[4\beta l_0/\gamma]. \tag{4}$$

Поскольку величина $\gamma \gg \beta a$, значение R_0 велико по сравнению с постоянной решетки, то есть макроскопическое описание солитона адекватно. С другой стороны, даже при максимально возможном $\gamma \leq (\beta\delta)^{1/2}a$, δ – обменная константа, величина $R_0 \ll l_0$. Поэтому, как и предполагалось при анализе, солитон представляет собой ЛМВ малого радиуса, $a \ll R_0$, l_0, а его энергия близка к значению в РБП

$$E = 4\pi a\alpha M_0^2(1 - (\gamma^2/16\beta\alpha)(\ln(2l_0/R_0))^{-1}) \simeq 4\pi a\alpha M_0^2. \tag{5}$$

Масса вихря $m = E/c^2$, c – скорость магнонов в плоскости xy.

Поскольку энергия ЛМВ конечна, то при любой температуре $T \neq 0$ в $2D$ АФМ присутствует конечная плотность таких вихрей. В реальном квази-$2D$ АФМ это же справедливо при $T > T_{3D}, T_{3D} \simeq 200\,\mathrm{K}$ – температура трехмерного упорядочения. В этом случае ЛМВ приводят к появлению центрального пика в динамическом структурном факторе рассеяния нейтронов $S(q,\omega)$ или мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(q,\omega)$. Расчет производится также, как для легкоосных магнетиков, см. [6]. Форма пика определяется длиной свободного пробега l_r, $l_r = mV_T/\eta$, η – коэффициент вязкости вихря. При $q > 1/l_r$ пик имеет гауссову форму с шириной $\Gamma_\omega \sim qV_T$, V_T – тепловая скорость вихря. Если же $q < 1/l_r$, то форма пика лоренцева, ширина $\Gamma_\omega = Dq^2$, $D = T/\eta$ коэффициент диффузии ЛМВ.

Мы благодарны А.К.Колежуку за обсуждения и помощь. Мы также признательны Исследовательскому центру Крита (Греция) за приглашение для работы, во время которой была сформулирована идея данной статьи.

---

1. А.М.Косевич, Б.А.Иванов, А.С.Ковалев, Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наук. Думка, 1983.

2. В.Л.Березинский, ЖЭТФ **61**, 1144 (1971).
3. J.M.Kosterlitz, and D.J.Thouless, J. Phys. C. **6**, 1181 (1973).
4. M.E.Gouvea, G.M.Wisin, A.R.Bishop, and F.G.Mertens, Phys. Rev. B. **39**, 11840 (1989)
5. В.Л.Покрвский, Д.В.Хвещенко, ФНТ **14**, 385 (1988).
6. Б.А.Иванов, А.К.Колежук, ФНТ **16**, 335 (1990).
7. В.Г.Барьяхтар, В.М.Локтев, Д.А.Яблонский, Physica C. (1988).
8. А.А.Белавин, А.М.Поляков, Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
9. В.П.Воронов, Б.А.Иванов, А.М.Косевич, ЖЭТФ, **84**, 2235 (1983).
10. B.A.Ivanov, V.A.Stephanovich, A.A.Zhmudskii, J. Magn. Magn. Mater. **88**, 116 (1990).