Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 986–988 УДК 537.622.5

Квантовое туннелирование и квантовая когерентность в топологическом солитоне квазиодномерного антиферромагнетика

Б. А. Иванов, А. К. Колежук

Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 252142, г. Киев, пр. Вернадского, 36

Статья поступила в редакцию 10 мая 1995 г.

Предложен новый тип эффектов квантового туннелирования намагниченности — туннелирование между эквивалентными состояниями топологического солитона в квазиодномерном антиферромагнетике (АФМ). Туннелирование подавлено в АФМ с полуцелым спином магнитных ионов благодаря эффектам деструктивной квантовой интерференции.

Запропоновано новий тип ефектів квантового тунелювання намагніченості — тунелювання між еквівалентними станами топологічного солітона в квазіодновимірному антиферомагнетику (АФМ). Тунелювання пригнічено в АФМ з напівцілим спіном завдяки ефектам деструктивної квантової інтерференції.

В последние годы явление макроскопического квантового туннелирования (МКТ) в магнетиках широко изучается как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения (см. обзоры [1]). Особый интерес вызывает когерентное МКТ (КМКТ) — явление туннелирования между энергетически эквивалентными, но макроскопически различающимися состояниями, когда может реализоваться квантовая суперпозиция различных «почти классических» состояний магнетика. Такой интерес обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, в этом случае можно непосредственно наблюдать эффект МКТ по резонансному поглощению на расщепленных уровнях. Во-вторых, при анализе КМКТ возникают тонкие и красивые эффекты, например зависимость вероятности туннелирования намагниченности в малой частице от того, целым или полуцелым является полный спин частицы [2]. Однако эти эффекты наблюдать значительно сложнее, чем, например, квантовую магнитную релаксацию (депиннинг стенок), во-первых, в силу сложности приготовления ансамбля мезоскопически малых практически одинаковых частиц и, во-вторых, ввиду важности учета процессов диссипации, которые могут приводить к разрушению когерентности (см. обсуждение и ссылки в [1]).

1. Мы предлагаем новый эффект КМКТ — туннельное изменение состояния солитона типа π-кинка (180-градусной доменной стенки) квазиодномерного ($1D$) антиферромагнетика (АФМ). Будем описывать АФМ в терминах единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$. Динамика вектора $\mathbf{l}(x, t)$ в $1D$ АФМ описывается лагранжианом

$$L = \int \left[\frac{\hbar s}{2} \mathbf{l}(\partial_x \mathbf{l} \times \partial_t \mathbf{l}) + \frac{\hbar^2}{8Ja} (\partial_t \mathbf{l})^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} J s^2 a (\partial_x \mathbf{l})^2 - w_a(\mathbf{l}) \right] dx \,, \qquad (1)$$

определяющим нелинейную σ-модель с топологическим членом (первое слагаемое в (1), см. подробнее обзор [3]). Здесь J — обменный интеграл; a — постоянная решетки; s — спин атома. Энергию анизотропии $w_a(\mathbf{l}) = (K_1 l_1^2 + K_2 l_2) s^2/2a$ мы выбрали в простейшем виде, характерном для ромбического АФМ; $K_1 > K_2 > 0$ — константы анизотропии, оси 3 и 1 являются соответственно легкой и наиболее трудной осями АФМ.

Устойчивому кинку отвечает разворот $\mathbf{l}$ в легкой плоскости (23):

$$l_3 = \sigma' \operatorname{th}(x/\Delta) \,, \quad l_2 = \sigma/\operatorname{ch}(x/\Delta) \,, \quad l_1 = 0, \qquad (2)$$

где $\Delta = a(J/K_2)^{1/2}$, а величины σ и σ' принимают значения ± 1. Топологический заряд кинка σ' определяется граничными условиями при $x \to \pm \infty$ и не может изменяться за счет тепловых или туннельных процессов. Величина σ определяет знак проекции $\mathbf{l}$ на промежуточную ось 2 внутри кинка. Ясно, что состояния данного кинка с $\sigma = \pm 1$ энергетически полностью эквивалентны. Изменение σ определяет переориентацию макроскопического числа спинов $N = \Delta/a = (J/K_2)^{1/2} \gg 1$ внутри кинка и может осуществляться за счет эффекта КМКТ. Такой эффект более предпочтителен для эксперимента, чем обычно рассматриваемый в литературе случай малых частиц, так как проблема

© Б. А. Иванов, А. К. Колежук, 1995

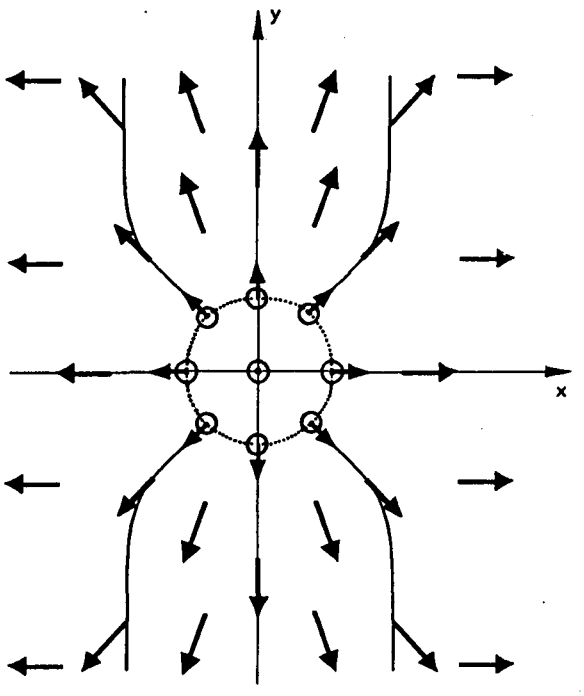

Рис. 1. Зависимость l от x и $y = c\tau$ в инстантонном решении. Стрелками обозначены проекции l на легкую плоскость (23), кружки — проекции l на трудную ось 1 ($l_1 > 0$ и $l_1 < 0$ для инстантонов с $p = 1$ и $p = -1$ соответственно). На тонкой сплошной линии l составляет угол 45° с легкой осью 3, на линии из точек (окружность радиусом порядка r_0) — с трудной осью 1.

тождественности частиц в ансамбле решается автоматически, а сама «частица» оказывается весьма малой (обычно $N \sim 70$–100), без привлечения высоких технологий.

2. Когерентное макроскопическое квантовое туннелирование между состояниями кинка с $\sigma = \pm 1$ может быть описано на основании инстантонного подхода [4]. Инстантонное решение получается после перехода к мнимому времени $\tau = it$ в уравнениях движения для вектора l. Амплитуда перехода пропорциональна $\exp\{-S_E/\hbar\}$, где S_E — евклидово действие, $S_E = \int d\tau\, L$. Процесс туннельного изменения σ описывается инстантонным решением $l_0(x, \tau)$ со следующими свойствами: $l_3 \to \pm\sigma'$ при $x \to \pm\infty$; $l_2 \to \mp\sigma$ при $x = 0, \tau \to \pm\infty$; $l_1 = p = \pm 1$ при $x = 0, \tau = 0$ (см. рис. 1). При обходе вокруг центра инстантона в евклидовой плоскости (x, τ) вектор l поворачивается в легкой плоскости (23) на угол $2\pi q$, $q = \sigma\sigma' = \pm 1$. Таким образом, распределение l в инстантоне имеет свойства магнитного вихря и характеризуется двумя топологическими зарядами [5]: завихренностью q и поляризацией p. Структура инстантона определяется уравнениями

$$\nabla^2\theta + \sin\theta\cos\theta[(1 + \rho\sin^2\varphi)/\Delta^2 - (\nabla\varphi)^2] = 0\ ,$$

$$\nabla(\sin^2\theta\,\nabla\varphi) - (\rho/\Delta^2)\sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi = 0\ , \qquad (3)$$

где введены угловые переменные $l_1 + il_2 = \sin\theta\, e^{i\varphi}$, $l_3 = \cos\theta$; ∇ — евклидов градиент в переменных x, $y = c\tau$, $c = 2Jsa/\hbar$ — скорость магнонов; $\rho = (K_1 - K_2)/K_2$ — параметр ромбичности.

3. Одно важное свойство инстантона можно получить без использования конкретного вида функции $l(x, y)$. Евклидово действие S_E можно представить в виде $S_E = (s\hbar/2)F + i2\pi s\hbar Q$, где

$$Q = \frac{1}{4\pi}\int dx\,dy\,\varepsilon_{\alpha\beta}\sin\theta(\nabla_\alpha\theta\,\nabla_\beta\varphi)\ , \qquad (4)$$

$$F = \frac{1}{2}\int dx\,dy\,[(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta(\nabla\varphi)^2 +$$

$$+ (1/\Delta^2)\cos^2\theta(1 + \rho\sin^2\varphi)]\ . \qquad (5)$$

Мнимая часть S_E обусловлена топологическим членом в лагранжиане; величина Q имеет смысл топологического инварианта отображения плоскости (x, y) на сферу $l^2 = 1$. В нашем случае $Q = -pq/2$ принимает полуцелые значения [3,5]. Первый член в S_E имеет тот же вид, что и энергия двумерного магнетика с ромбической анизотропией.

Для кинка с фиксированным σ' существуют два эквивалентных инстантонных решения, в которых значения q совпадают, а p имеют противоположные знаки. Поэтому амплитуда A процесса КМКТ пропорциональна $2\cos(\pi s)\exp(-sF/2)$ и обращается в нуль при полуцелом s. Это еще один пример описанной в [2] деструктивной интерференции при туннелировании. Отметим, что спин кинка в АФМ равен s [6], поэтому данный результат, как и в [2], может быть понят на основе теоремы Крамерса.

4. Точное решение (3) построить не удается, однако вид ВКБ-экспоненты в амплитуде может быть получен из простых оценок. Ясно, что значение F может зависеть только от параметра ромбичности ρ. При $\rho \ll 1$ можно воспользоваться результатами работы [6], в этом случае $F \simeq 4\rho^{1/2}$. В другом предельном случае, $\rho \gg 1$, имеются две различные величины размерности длины: Δ и $r_0 = \Delta(K_2/K_1)^{1/2} \ll \Delta$. При $r \ll \Delta$ можно использовать «изотропное» вихревое решение [7] $\theta = \theta(r)$, $\varphi = \chi$ ($r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, $\chi = \operatorname{arctg}(y/x)$), при $r \gg r_0$ будем считать, что $\theta = \pi/2$, а угол φ удовлетворяет уравнению $\nabla^2\varphi = (\rho/2\Delta^2)\sin 2\varphi$. В широкой области $r_0 \ll r \ll \Delta$ эти решения совпадают, а подынтегральная функция в F пропорциональна r^{-2}.

Разбивая область интегрирования на две части ($r < R$ и $r > R$, $r_0 \ll R \ll \Delta$) и используя при $r < R$ явный вид $\theta(r)$ [7], а при $r > R$ простейшую пробную функцию вида $\cos\varphi = (y/r)\,\mathrm{ch}^{-1}(x/\Delta)$, получаем, что $F \simeq \pi \ln(0{,}42\Delta/r_0)$. Величина туннельного расщепления уровней $\Gamma \sim \hbar\omega_l |A|$ ($\omega_l = 2s[J(K_1 - K_2)]^{1/2}/\hbar$ — частота локализованного на кинке магнона) может быть представлена в виде

$$\Gamma \sim s[J(K_1 - K_2)]^{1/2} |\cos(\pi s)| \times \exp\left\{-\frac{\pi s f(K_1/K_2)}{2}\right\}, \qquad (6)$$

$$f(x) \to \begin{cases} 4(x-1)^{1/2} & \text{при } x \to 1, \\ \ln(0{,}42x^{1/2}) & \text{при } x \to \infty. \end{cases}$$

Критическую температуру T_c, ниже которой эффекты МКТ преобладают над тепловыми, легко оценить [1], представляя экспоненту в (7) в виде $\exp(-U_0/T_c)$, где $U_0 \sim 2s^2 J^{1/2}(K_1^{1/2} - K_2^{1/2})$ — высота барьера. Отсюда при $K_1 \gg K_2$ следует оценка $T_c \sim 8s(JK_1)^{1/2}/[\pi \ln(K_1/K_2)]$. Таким образом, формально T_c может быть как угодно большой, в частности T_c много больше энергии кинка $E_0 = 2s^2(JK_2)^{1/2}$. Реально в этой ситуации T_c будет определяться релаксацией, которая растет с ростом температуры. Важно, чтобы T_c было выше температуры трехмерного упорядочения квазиодномерного магнетика.

Известен ряд хороших квазиодномерных АФМ материалов, в которых наблюдается конечная плотность солитонов (см. обзор [8]). К сожалению, для большинства из них спин полуцелый. Для $1D$ АФМ с целым спином (NENP, YBa_2NiO_5 и др., $s = 1$ и $(CH_3)_4NCrCl_3$, $CrCl_2$, $s = 2$, см. обзоры [9]) сложность состоит в том, что для наблюдения эффекта они должны находиться в магнитной (не халдейновской) фазе, что может быть достигнуто лишь в сильных магнитных полях (~ 10–15 Тл). Следует отметить, что для полуцелых спинов запрет все же не является абсолютным: для АФМ цепочки с альтернированным обменом типа $J_1 - J_2 - J_1 \ldots$ коэффициент при топологическом члене в (1) приобретает дополнительный множитель J_1/J_2, и инстантонный фазовый множитель отличается от $\exp(i\pi s)$. Поэтому при значениях $(J_1 - J_2)/J_2$ порядка $1/s$ и выше эффект может наблюдаться и при полуцелом спине. Снятие запрета возможно также при наличии магнитного поля или взаимодействия Дзялошинского.

Авторы признательны Е. М. Чудновскому за стимулирующие обсуждения. Работа частично поддержана грантами UB7000 и UB7200 Международного научного фонда и грантом 2.3/194 Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий, а также грантом ISSEP SPU042025 Международной соросовской программы поддержки образования в области точных наук Международного фонда «Возрождение» (Б.А.И.)

1. E. M. Chudnovsky, *J. Appl. Phys.* 73, 6697 (1993); B. Barbara, W. Wernsdorfer, L. C. Sampaio, et. al., *JMMM* 140–144, 1825 (1995).
2. D. Loss. D. P. DiVincenzo, and G. Grinstein, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3232 (1992); J. von Delft and C. L. Henley, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3236 (1992).
3. I. Affleck, *J. Phys. Condens. Matter.* 1, 3047 (1989).
4. Р. Раджараман, *Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля*, Мир, Москва (1985).
5. Б. А. Иванов, А. К. Колежук, *ФНТ* 21, 355 (1995).
6. B. A. Ivanov and A. K. Kolezhuk, *Phys. Rev. Lett.* 74, 1859 (1995).
7. А. М. Косевич, В. П. Воронов, И. В. Манжос, *ЖЭТФ* 84, 148 (1983).
8. H.-J. Mikeska and M. Steiner, *Adv. Phys.* 40, 191 (1991).
9. H. Shiba, T. Sakai, B. Lüthi, W. Palme, and M. Sieling, *JMMM* 140–144, 1590 (1995); K. Katsumata, *JMMM* 140–144, 1595 (1995).

Quantum tunnelling and quantum coherence in a topological soliton of quasi-one-dimensional antiferromagnet

B. A. Ivanov and A. K. Kolezhuk

A new type of effects of quantum tunnelling of magnetization is proposed — tunnelling between equivalent states of a topological soliton in quasi-$1D$ antiferromagnet (AFM). Tunnelling is suppressed in AFM with a half-integer spin of magnetic atoms, due to the effects of destructive quantum interference.