

КВАНТОВОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ДОМЕННОЙ СТЕНКЕ МАЛОЙ ПЛОЩАДИ

Б.А.Иванов, А.К.Колежук

Институт металлофизики НАН Украины
252142 Киев, Украина

Поступила в редакцию 4 ноября 1994 г.

Показано, что доменная стенка малой площади в антиферромагнетике является хорошим объектом для наблюдения макроскопического квантового туннелирования намагниченности.

В последние годы явление макроскопического квантового туннелирования (МКТ) в магнетиках вызывает значительный интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения (см. обзор [1]). МКТ в магнетиках отвечает подбарьерным процессам перехода между макроскопическими равновесными состояниями распределения намагниченности. Это явление изучалось теоретически для мезоскопических систем – ферромагнитных [2] и антиферромагнитных [3] частиц сверхмалого размера ($\sim 50 \div 100 \text{ \AA}$), а также для процессов депиннинга доменных стенок [4]. Эффекты МКТ проявляются в конечной магнитной релаксации при $T \rightarrow 0$ (см. ссылки в [1]), а также в появлении резонанса на туннельно расщепленных уровнях в сверхмалых частицах [5] (см. также обсуждение в [6]).

1. В настоящей работе мы предлагаем новый эффект МКТ – квантовое подбарьерное изменение полярности доменной стенки малой площади. Рассмотрим стенку в тонкой пленке магнетика, имеющей форму узкой полоски или "песочных часов" с локализацией стенки в области перемычки. (Еще одна возможность связана с использованием двумерных магнетиков типа пленок стеарата марганца [7]). Пусть магнетик является ромбическим с энергией анизотропии вида

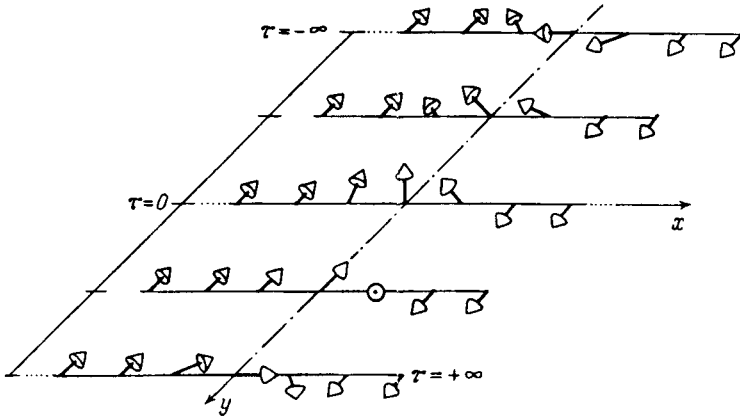
$$w_a = K_1 n_y^2 + K_2 n_z^2, \quad K_2 > K_1, \quad (1)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор (нормированная намагниченность для ферромагнетика (ФМ) или вектор антиферромагнетизма в случае антиферромагнетика (АФМ)), K_1 и K_2 – константы анизотропии, при этом XU есть легкая плоскость и Y – легкая ось в ней. В угловых переменных $n_y = \cos \theta$, $n_x + in_z = \sin \theta \exp i\varphi$ стенке отвечает решение

$$\cos \theta = \tanh(x/\Delta), \quad \varphi = \varphi_0 = \text{const}, \quad (2)$$

где $\Delta = \Delta_0 \equiv (A/K_1)^{1/2}$, A – константа неоднородного обмена, с учетом (1) $\varphi_0 = 0, \pi$ для выгодной стенки. Таким образом, стенка может находиться в двух состояниях, различающихся направлением \mathbf{n} в центре стенки (при $x = 0$): $\mathbf{n}(0) = +\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{n}(0) = -\mathbf{e}_x$, см. рисунок. Эти состояния имеют одинаковую энергию, равную $S_0\sigma$, где S_0 – площадь стенки, а $\sigma = 4(AK_1)^{1/2}$ – ее энергия на единицу площади [8], и разделены конечным барьером $U_0 = 4S_0\Delta_0[(K_1K_2)^{1/2} - K_1]$, поэтому между ними возможно туннелирование. Как в ФМ, так и в АФМ со взаимодействием Дзялошинского переполяризация стенки сопровождается изменением проекции магнитного момента стенки на

некоторую ось (ось X для ФМ, ось $(e_x \times d)$ для АФМ, см. ниже) на величину $\Delta M = MS_0\Delta_0$, где M – намагниченность единицы объема. Таким образом, с точки зрения "классических" параметров ΔM и U_0 , доменная стенка ведет себя как малая частица с объемом $S_0\Delta_0$.



Распределение \mathbf{n} в доменной стенке в процессе переполяризации (схематически). Индексы $\tau = -\infty$ и $\tau = +\infty$ отвечают равновесным состояниям: начальному с $\mathbf{n}(0) = -e_x$ и конечному с $\mathbf{n}(0) = +e_x$, $\tau = 0$ – состоянию $\mathbf{n}(0) = +e_x$ с максимальной энергией. Легко видеть, что на плоскости x, τ процессу отвечает вихревая конфигурация, в которой при обходе по замкнутому контуру, охватывающему точку $x = 0, \tau = 0$ вектор \mathbf{n} разворачивается на 2π

Мы провели анализ вероятности туннелирования в стенке для ФМ и АФМ. Для случая ФМ она оказалась такой же, как для малой частицы объемом $S_0\Delta_0$, то есть частицы, у которой один линейный размер пропорционален макроскопической величине $\Delta_0 \sim (10^2 \div 10^3)a$, где a – постоянная магнитной решетки. Однако значительно более интересным является случай АФМ, о котором и пойдет речь ниже. Мы покажем, что при этом вероятность переполяризации не зависит от толщины стенки и определяется лишь ее площадью S_0 .

2. Динамику АФМ будем описывать на основе эффективного лагранжиана для единичного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} [8]:

$$L = \int d^3x \{ A[(1/c^2)(\partial l / \partial t)^2 - (\nabla \mathbf{l})^2] - K_1 l_y^2 - K_2 l_z^2 \}, \quad (3)$$

где c – предельная скорость спиновых волн. Намагниченность АФМ \mathbf{M} определяется полем Дзялошинского \mathbf{d} : $\mathbf{M} = \chi_{\perp}(\mathbf{d} \times \mathbf{l})$, где χ_{\perp} – восприимчивость АФМ. На основе (3) можно описать локализованную на стенке моду "качания", которой в линейном приближении отвечает

$$\varphi = \varphi_0 + \psi_0 \cos \omega_1 t, \quad \omega_1 = \omega_0 \sqrt{\rho}, \quad \rho = K_2/K_1 - 1, \quad (4)$$

где величина $\omega_0 = c/\Delta_0$ совпадает с активацией нижней ветви спиновых волн АФМ. Возбуждение этой моды наблюдалось в ортоферритах [9].

Достаточно очевидно, что именно эта локализованная мода отвечает за туннелирование. Считая, что площадь стенки мала, ограничимся анализом одно-

мерных полевых конфигураций $l = l(x, t)$. Для анализа "качаний" с немалой амплитудой будем искать решение в виде (2) с $\varphi = \varphi_w(t)$, $\Delta = \Delta_0(1 + \rho \sin^2 \varphi_w)^{-1/2}$, где переменную φ_w при $\omega_1 \ll \omega_0$ ($\rho \ll 1$) можно считать медленной. Отсюда с учетом (3) в главном приближении по ρ , $\omega_0^{-1} d\varphi_w/dt$ получим эффективный лагранжиан для одной переменной φ_w :

$$L = (1/2)\sigma S_0 \{ \omega_0^{-2} (d\varphi_w/dt)^2 - \rho \sin^2 \varphi_w \}, \quad (5)$$

описывающий "частицу на окружности" в двухъямном потенциале. Величина туннельного расщепления может быть легко вычислена либо в рамках инстантонных методов [10], либо с помощью ВКБ-приближения. Туннельный матричный элемент $\hbar\Gamma \simeq (\hbar\omega_c/2\pi) \exp(-S_E/\hbar)$, где ω_c - характеристическая частота классического движения, а S_E - евклидово действие, вычисленное на классическом решении в мнимом времени $\tau = it$, которое связывает начальное и конечное состояния. В нашем случае такими решениями являются инстантоны и антиинстантоны вида $\varphi_w(\tau) = \pm 2 \arctan \exp(\omega_0 \sqrt{\rho} \tau)$, а величина туннельного расщепления уровней $\Delta E = 2\hbar\Gamma$ определяется формулой

$$\Delta E = \frac{2}{\pi} \omega_0 \sqrt{\rho} \exp \left\{ -2S_0 \frac{\sigma}{\hbar\omega_0} \sqrt{\rho} \right\}. \quad (6)$$

Критическую температуру T_c , ниже которой эффекты МКТ преобладают над тепловыми, легко оценить [1], представляя экспоненту в (6) в виде $\exp(-U_0/kT_c)$, где U_0 - высота барьера. Отсюда следует оценка $kT_c \sim \hbar\omega_0 \sqrt{\rho}$. Эффекты диссипации могут перенормировать T_c [11]. Заметим, что в случае более высокой симметрии (например, тетрагональной) мы бы получили потенциал с большим числом минимумов, но принципиально картина осталась бы той же.

3. Сравним (6) с аналогичным ответом для МКТ в малой АФМ частице (для последней показатель экспоненты равен $KV_0/\hbar\omega_0$, где V_0 - объем частицы [3]). Замечательным обстоятельством является то, что показатель экспоненты в (6) по порядку величины равен $\sqrt{\rho} S_0 s/a^2$, где s - спин магнитного атома, и не зависит ни от обменного интеграла J , ни от толщины стенки Δ_0 , то есть пропорционален числу магнитных атомов в сечении стенки, а не в ее объеме, в то время как наблюдаемый параметр $\Delta M \propto \Delta_0$ и растет с ростом толщины стенки, а $T_c \propto \hbar\omega_0$ растет с ростом обменного интеграла как \sqrt{J} . Немалое значение ΔM позволяет надеяться, что МКТ доменной стенки в АФМ может быть зафиксировано не только как резонанс на расщепленных уровнях (чему могут препятствовать эффекты диссипации [1]), но и прямым измерением намагниченности с помощью СКВИД-магнитометра.

Кроме того, в нашем случае показатель экспоненты не зависит от константы одноосной анизотропии ($\sigma \propto \sqrt{K}$ и $\hbar\omega_0 \propto \sqrt{K}$) и пропорционален $\sqrt{\rho}$, где ρ определяет отношение анизотропии в базисной плоскости к одноосной. Для легкоосных АФМ с главной осью C_n , $n = 3, 4, 6$, величина ρ мала, например, для тетрагонального MnF_2 значения поля одноосной и внутривекторной анизотропии равны 30 Э и 7,8 кЭ, соответственно [12], и $\rho = 3,8 \cdot 10^{-3}$. Для ромбических АФМ типа ортоферритов значение $\rho \simeq 0,1 \div 1$, но может быть существенно уменьшено, если приложить магнитное поле вдоль промежуточной оси, тогда $\rho \rightarrow 0$ при $H \rightarrow H_c$, $\chi_{\perp} H_c^2 = K_2 - K_1$. При $\rho \rightarrow 0$, однако, уменьшается предэкспоненциальный фактор и значение T_c .

4. Проведем оценку для типичного АФМ. Для конкретности выберем MnF_2 , в котором $\chi_{\perp} \simeq 1,6 \cdot 10^{-4}$, $\sigma \simeq 0,5$ эрг/см², $H_{SF} \simeq 93$ кЭ, $\omega_0 \simeq 1,6 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, то есть $\hbar\omega_0/k \simeq 12$ К. При этих значениях показатель экспоненты представляется в виде $S_0\sqrt{\rho}(6 \cdot 10^{14}$ см⁻²). Принимая, что МКТ реально, если показатель экспоненты не превышает $20 \div 30$ [1], даже при $\rho \simeq 0,1$ получаем $\sqrt{S_0} \leq 4 \cdot 10^{-7}$ см и $T_c \simeq 4$ К, что не хуже, чем для МКТ в малых частицах АФМ. Если же взять $\rho \simeq 4 \cdot 10^{-3}$, то $\sqrt{S_0} \leq 10^{-6}$ см при $T_c \simeq 0,8$ К, что представляется достаточно реальным для экспериментального обнаружения эффекта.

Авторы признательны Е.М.Чудновскому за стимулирующие обсуждения. Работа частично поддержана грантом UB7000 Международного научного фонда и грантом 2.2/36 ГКНТ Украины.

-
1. Е.М.Чудновский, J.Appl. Phys. **73**, 6697 (1993).
 2. Е.М.Чудновский and L.Gunther, Phys. Rev. Lett. **60**, 661 (1988); Phys. Rev. **B37**, 9455 (1988).
 3. В.Barbara and Е.М.Чудновский, Phys. Lett. **A145**, 205 (1990); I.V.Krive and O.B.Zaslavskii, J. Phys.: Cond.Matter **2**, 9457 (1990).
 4. P.C.E.Stamp, Phys. Rev. Lett. **66**, 2802 (1991); Е.М.Чудновский, O.Iglesias, and P.C.E.Stamp, Phys. Rev. **B46**, 5392 (1992).
 5. D.D.Awschalom, J.F.Smyth, G.Grinstein et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 783 (1990); **68**, 3092 (1992).
 6. Anupam Garg, Phys. Rev. Lett. **70**, 2198 (1993); **71**, 4249 (1993); D.D.Awschalom, J.F.Smyth, G.Grinstein et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2199 (1993); **71**, 4276 (1993).
 7. M.Pomerantz, Surface Science **142**, 556 (1984).
 8. В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов, М.В.Четкин, УФН **146**, 417 (1985).
 9. Г.А.Крафтмахер, В.В.Мериакри, А.Я.Червоненкис, В.И Щеглов, ЖЭТФ **63**, 1353 (1972).
 10. Р.Раджараман. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. М.: Мир, 1985.
 11. A.J.Leggett, Rev. Mod. Phys. **59**, 1 (1987).
 12. Y.Shapiro and T.Zak, Phys. Rev. **170**, 503 (1968).