Туннелирование границ магнитных доменов в квазирелятивистском пределе

© В.В. Махро

Братский индустриальный институт,
665728 Братск, Россия

(Поступила в окончательном виде 24 ноября 1998 г.)

Обсуждается дополнительный механизм, увеличивающий вероятность туннелирования границ магнитных доменов через дефекты кристалла. В отличие от описанных ранее механизмов термостимулированного туннелирования (см., например [7,8]), которые обусловлены получением границей дополнительной энергии от тепловой системы кристалла, последний связан с изменением структуры самих границ при высоких энергиях, что ведет к изменению характера их вазимодействия с дефектами. Представлены результаты аналитического и численного анализов этого эффекта. Проводится обсуждение и интерпретация известных экспериментальных результатов [3].

Туннелирование границ магнитных доменов как один из немногих примеров макроскопических квантовых эффектов привлекает в последние годы пристальное внимание. Совокупность известных экспериментальных результатов [1–3] достаточно определенно указывает на туннельный характер депиннинга границ в области гелиевых температур $(1-10\,\mathrm{K})$. До настоящего времени такие экспериментальные наблюдения носят косвенный характер. В качестве индикаторов депиннинга используются, например, электросопротивление, внутреннее трение, магнитная вязкость и т.д. Признаком, указывающим на смену типа депиннинга с термоактивационного на туннельный, является выход на насыщение температурных зависимостей этих параметров в низкотемпературной области. В теории туннелирования границ магнитных доменов обычно применяется модель, в которой туннелирующий участок стенки представляется квазичастицей с эффективной массой m [4–6]. Предполагается, что такая квазичастица локализована в метастабильном минимуме перед потенциальным барьером высоты U_0, сформированном магнитными дефектами кристалла. Задача о туннельном депиннинге границы сводится, таким образом, к вычислению вероятности туннелирования квазичастицы через потенциальный барьер.

К сожалению, сейчас имеются определенные сложности в согласовании теории и экспериментальных результатов. Параметры задачи (масса квазичастицы, высота и ширина барьера), определяемые из эксперимента, при вычислениях вероятности туннелирования приводят к исчезающе малым значениям: границы оказываются слишком "тяжелыми", а барьеры слишком широкими. В связи с этим является актуальным обсуждение физических механизмов, способных, так или иначе, обеспечить увеличение прозрачности барьеров. В качестве таких механизмов могут рассматриваться различные процессы взаимодействия границ с системой тепловых возбуждений кристалла, недавно описанные, например, в [7] и [8].

Однако в представляемом сообщении хотелось бы обратить внимание на иной эффект, учет которого также обеспечивает рост вероятности туннелирования, причем, как будет показано далее, в степени, достаточной для адекватного описания данных экспериментов. Дело в том, что в ряде случаев (см., например, [3]) динамические характеристики границы могут оказаться лежащими в квазирелятивистской (в смысле Уокера [9]) области. В этом случае основные параметры задачи становятся функциями энергии границы: с ростом энергии высота барьера снижается, ширина уменьшается, а масса квазичастицы увеличивается. Далее мы обсудим, как эти изменения сказываются на вероятности туннелирования.

1. Модель и основные параметры

Ограничимся рассмотрением конкретной экспериментальной ситуации, в которой, на наш взгляд, могут оказаться важными квазирелятивистские эффекты, хотя вовсе не исключается, что подобные эффекты могут иметь место и в других ситуациях. Рассмотрим результаты работы [3]. В ней в качестве индикатора депиннинга границы исследовалась проводимость сверхтонкой, диаметром около $4\cdot10^{-6}\,\mathrm{cm}$, никелевой проволоки. Было обнаружено, что ширина распределений полей старта выходит на насыщение в температурном диапазоне от 10 до 4 K. Это обстоятельство авторы [3] интерпретировали как преобладание туннельного типа депиннинга в данной температурной области. Ширина доменных границ Δ по данным [3] составляла около $10^{-5}\,\mathrm{cm}$, таким же был порядок ширины потенциального барьера a. Предполагая для константы обмена A обычное значение $1\cdot10^{-6}\,\mathrm{erg/cm}$, и учитывая указанное значение Δ, для константы анизотропии получаем $K=5\cdot10^{-3}\,\mathrm{erg/cm^3}$. Площадь туннелирующего участка можно оценить по данным рис. 3 из [3] с помощью соотношения

$$S\approx\frac{k(T_2-T_1)}{2M_0(H_{r2}-H_{r1})a},$$

где H_{r2} и H_{r1} — правые границы распределений полей старта при температурах T_2 и T_1 соответственно, что дает для S порядок $10^{-14}\,\mathrm{cm^2}$. Поверхностная плотность энергии блоховской границы есть $\sigma=2\sqrt{AK}$, а ее деринговская масса определяется выражением $m_D = \sigma/(8\pi A\gamma^2)$, где γ — гиромагнитное отношение. Для обсуждаемых материалов деринговская масса равна $m_D = 1.7 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{g/cm^2}$, а эффективная масса туннелирующего участка составляет величину $m = m_D S \sim 10^{-25}\,\mathrm{g}$. С помощью того же рисунка из [3] можно оценить "чистое" поле старта: $H_c = 290\,\mathrm{Oe}$, что дает для высоты барьера значение $U_0 S = 4M_0 H_c a S = 1.5 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{erg}$, наблюдаемое же значение H_c составляет около $220\,\mathrm{Oe}$ (энергия квазичастицы $E = 1.1 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{erg}$). Легко видеть, что при таких значениях параметров прозрачность действительно оценивается исчезающе малыми величинами: во всяком случае, она не выше 10^{-70}. Заметим, однако, что все параметры здесь отнесены к статической доменной границе. Это допустимо, если выполнено условие $E \ll m v_w^2$, где v_w — предельная скорость Уокера. Ее значение дается в [9] выражением

$$v_w = \left(\sqrt{1 + \frac{2\pi M_0^2}{K}} - 1\right) \frac{2\gamma\sqrt{AK}}{M_0}$$

и составляет в данном случае $9.2 \cdot 10^4\,\mathrm{cm/s}$, а величина $m v_w^2$ равна только $8.5 \cdot 10^{-16}\,\mathrm{erg}$. Таким образом, ясно, что при анализе туннелирования в работе [3] необходимо использовать квазирелятивистскую технику.

2. Теория и вычисления

Итак, речь идет о доменной границе блоховского типа в ферромагнитной проволоке с легкой осью, ориентированной по оси проволоки. Поверхностная плотность лагранжиана в соответствии с точным решением Уокера для свободной границы в этом случае будет [10]

$$\Lambda_0 = 4\sqrt{AK}\sqrt{1 + \frac{2\pi M_0^2}{K}\sin^2\big(\chi_0(v)\big)}\,,$$

где χ_0 — оптимальный угол отклонения оси вращения намагниченности от нормали к поверхности границы, v — скорость границы. Взаимодействие границы с дефектом будем описывать потенциальной функцией $U(v)$. Тогда плотность лагранжиана представима в виде

$$\Lambda(v) = \Lambda_0(v) - U(v). \tag{1}$$

Функция Гамильтона, соответствующая (1), в терминах координаты центра границы имеет квазирелятивистский вид

$$H(p, x) = v_w\sqrt{p^2 + m^2 v_w^2} + U(p, x), \tag{2}$$

где $p = mv/\sqrt{1 - v^2/v_w^2}$ — канонический импульс.

Будем, следуя [3], предполагать, что дефект является точечным. В статическом случае вид $U(x)$ определяется точным решением Ландау–Лифшица [11]

$$\sin(\theta) = \mathrm{th}\,(x/\sqrt{AK}).$$

Из предположения о строгой локальности взаимодействия границы с дефектом следует, что его энергия пропорциональна $\cos^2\theta$, поэтому для $U(x)$ можно записать

$$U(x) = \frac{U_0}{\mathrm{ch}^2(x/a)}, \tag{3}$$

где U_0 — высота барьера, a — эффективный радиус взаимодействия границы с дефектом ("ширина" барьера). Отметим, что a по сути совпадает с шириной границы Δ.

В динамическом решении Уокера величина Δ, а следовательно, и a становятся функцией скорости границы, и (3) принимает вид

$$U(x) = \frac{U_0}{\mathrm{ch}^2\big(x/a\sqrt{1 - v/v_w^2}\big)}\,, \tag{4}$$

а гамильтониан (2) можно переписать как

$$H(p, x) = v_w\sqrt{p^2 + m^2 v_w^2} + \frac{U_0}{\mathrm{ch}^2\big(x\sqrt{p^2 + m^2 v_w^2}/amv_w\big)}\,, \tag{5}$$

причем U_0 определяется по величине наблюдаемой коэрцитивной силы H_c из выражения

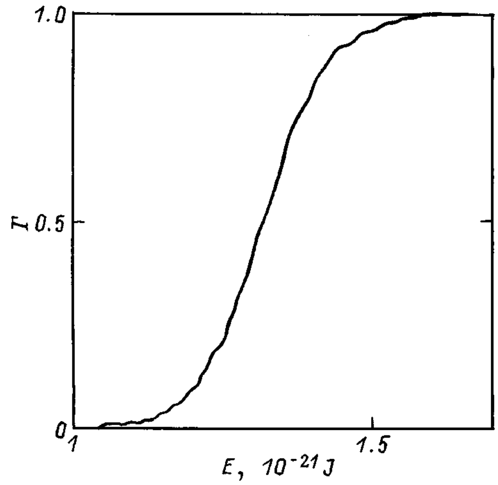
$$U_0 = \frac{2M_0 H_c a m v_w}{\sqrt{p^2 + m^2 v_w^2}}\,. \tag{6}$$

Будем предполагать для определенности, что как перед, так и за барьером граница находится в мелких метастабильных минимумах. Тогда в данной задаче можно использовать известный подход, разработанный для задачи о распаде метастабильного вакуума [12]. Энергия распадающегося вакуума имеет мнимую часть, пропорциональную скорости туннелирования [13]. Амплитуда перехода в мнимом времени $\tau = -it$ из состояния x в состояние y дается функциональным интегралом по мере Винера

$$\rho(x, y) = \int\limits_{(q=x)}^{(q=y)} Dy \int\limits_{(-\infty)}^{(+\infty)} \frac{Dq}{2\pi\hbar} \exp\left[\frac{1}{\hbar}\int\limits_0^T d\tau\big(ipq - H(p, q)\big)\right]. \tag{7}$$

Методика расчета $\rho(x, y)$ для не квадратичных по импульсу гамильтонианов предложена в [6]. Однако в этой методике существенно используется ВКБ-приближение. Последнее допустимо для низких барьеров при выполнении условия $U_0 \ll m v_w^2$. В нашей задаче напротив $U_0 \sim m v_w^2$, поэтому ρ вычислялось прямым численным интегрированием.

Движение в мнимом времени τ в потенциале $U(x)$ эквивалентно движению в действительном времени в перевернутом потенциале $-U(x)$. Пусть x_1 и x_2 — классические точки поворота для перевернутого потенциала. Энергия основного состояния находится из амплитуды $\rho(x, y)$ при $x = y = x_1$ и $T \to \infty$ на классических



Прозрачность барьера точечного дефекта Г как функция энергии границы E.

траекториях $q \equiv x_1$ и $q \equiv x_{\text{inst}}$. Так называемая инстантонная траектория x_{inst} начинается в точке x_1 при $\tau \to -\infty$, проходит при $\tau = 0$ через x_2 и возвращается в x_1 при $\tau \to \infty$. Вероятность туннелирования Γ дается отношением интеграла (7) на траекториях $q \equiv x_1$ и $q \equiv x_{\text{inst}}$.

На рисунке представлены результаты вычисления вероятности туннелирования Γ как функции энергии границы W для параметров, соответствующих эксперименту [3]. Получающиеся значения представляются приемлемыми для адекватной интерпретации эксперимента, и в этом смысле проведенный учет квазирелятивизма кажется вполне самосогласованным.

3. Обсуждение и выводы

Физический смысл получившихся результатов достаточно очевиден: с увеличением энергии границы уменьшается ее ширина и увеличивается эффективная масса, причем первый эффект преобладает. Уменьшение ширины границы сужает радиус ее взаимодействия с дефектом и уменьшает ширину потенциального барьера, что ведет к увеличению его прозрачности. Обратим также внимание на произведенную переоценку высоты барьера по значению коэрцитивной силы H_c в соответствии с (6) U_0 становится теперь функцией импульса (или полной энергии) частицы. Для одного и того же значения H_c высота барьера, рассчитанная по квазирелятивистской методике ниже соответствующей высоты, рассчитанной в классическом приближении. Действительно, если в классическом приближении U_0 вычисляется как $U_0 = 4M_0H_ca$, то в квазирелятивистском приближении U_0 определяется выражением

$$U_0 = v_w\sqrt{2M_0H_cam}.$$

В конечном счете, оба фактора — и сужение барьера, и уменьшение его высоты — делают его вполне проходимым, т. е. обеспечивают заметную вероятность туннелирования.

Коротко подведем итоги. Результаты экспериментального изучения низкотемпературных процессов релаксации демонстрируют туннельный характер депиннинга доменных границ. В то же время теоретические расчеты соответствующих амплитуд процессов дают в большинстве известных случаев исчезающе малые значения, что можно интерпретировать, как невозможность туннелирования. В представленном сообщении показано, что данное противоречие разрешается учетом квазирелятивистского характера динамики границ. Предложен и реализован метод расчета вероятности туннелирования границы через потенциальный барьер в квазирелятивистском пределе. Использование этого метода для анализа реальной экспериментальной ситуации [3] дало удовлетворительные результаты: получены приемлемые значения вероятности процесса туннелирования границы, в то время как расчеты, выполняемые по традиционной методике, прктически вообще исключают для этой ситуации возможность туннелирования.

Список литературы

[1] B. Barbara, L. Sampaio, J. Wegrove et al. J. Appl. Phys. **73**, 6703 (1993).
[2] J. Tejada, X.X. Zhang, L. Balcells. J. Appl. Phys. **73**, 6709 (1993).
[3] Kiming Hong, N. Giordano. J. Phys. Condens. Matter. **8**, L301 (1996).
[4] P.C.E. Stamp, E.M. Cudnovski, B. Barbara. Int. J. Mod. Phys. **B6**, 1355 (1992).
[5] T. Egami. Phys. Stat. Sol. (b) **57**, 211 (1973).
[6] В.В. Добровицкий, А.К. Звездин. ЖЭТФ **109**, 1420 (1996).
[7] В.В. Махро. ФТТ **40**, 1855 (1998).
[8] V.V. Makhro. J. Phys.: Cond. Mat. **10**, 6911 (1998).
[9] L.R. Walker, не опубликовано (1953); см. J.F. Dillon. In: Magnetism Bd 3 / hrsg. von G. Rado und H. Suhl. Academic Press, N. Y. (1963).
[10] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977).
[11] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Phys. Zs. Sowjetunion **8**, 153 (1935).
[12] C. Callan, S. Coleman. Phys. Rev. **D16**, 1762 (1977).
[13] J.S. Langer. Ann. Phys. (N. Y.) **41**, 108 (1967).