измеренными методом двойного кручения массивных образцов определенной формы для многих хрупких материалов [6, 7], в том числе для пьезокерамик [8].

Для определения K_{1c} удобно пользоваться вытекающим из (2) и (3) соотношением

$$K_{1c}c^{3/2} = 0.0752\,(P - P_{\text{п}}). \tag{4}$$

На рисунке показана зависимость $c^{3/2}$ от P для наших кристаллов. Отметим, что, как и в [1], характер разрушения зависит от угла между диагональю отпечатка и направлением $\langle 100 \rangle$ в плоскости индентирования. Хотя (3), согласно [6, 7], лучше выполняется при условии $c/a \geqslant 3$, в нашем случае, где c/a менялось от 1.3 до 2, результаты измерений удовлетворительно описываются формулой (4).[2] Критический коэффициент интенсивности напряжений, определенный из наклона прямой на рисунке, равен $K_{1c} \approx 0.43$ МН/м$^{3/2}$.

Полученные значения H_V (или $\sigma_0 \approx H_V/3 \approx 3.25$ МН/м^2) и K_{1c} практически совпадают с данными для орторомбических кристаллов [1] и показывают, что монокристаллы YBaCuO по принятой в литературе классификации [10] относятся к группе твердых материалов с высокой склонностью к хрупкому разрушению.

Мы признательны рецензенту, указавшему нам на статью [1].

Список литературы

[1] Cook R. F., Dinger T. R., Clarke D. R. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 6. P. 454—456.
[2] Глазов В. М., Вигдорович В. Н. Микротвердость металлов и полупроводников. М.: Металлургия, 1969. С. 248.
[3] Шоршоров М. Х., Алехин В. П., Булычев С. Н. // ФММ. 1977. Т. 43. № 2. С. 374—379.
[4] Hays C., Kendall E. G. // Metallography. 1973. V. 6. N 4. P. 275—282.
[5] Kumar J., Thirumavalavan M., Gnanam F. D., Ramasamy P. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 103. N 2. P. 431—434.
[6] Evans A. G., Wilshaw T. R. // Acta Met. 1976. V. 24. N 10. P. 939—956.
[7] Evans A. G., Charles E. A. // J. Amer. Cer. Soc. 1976. V. 59. N 7/8. P. 371—372.
[8] Писаренко Г. Г., Ковалев С. П., Чушко В. М. // Проблемы прочности. 1980. № 12. С. 29—33.
[9] Бойко В. С., Кривенко Л. Ф. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 716—723.
[10] Боярская Ю. С., Грабко Д. З., Кац М. С. Физика процессов микроиндентирования. Кишинев: Штиинца, 1986. 294 с.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
5 октября 1988 г.
В окончательной редакции
15 декабря 1989 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

СПИНОВОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В МАЛЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

О. Б. Заславский

Возможность квантового туннелирования в однодоменных ферромагнитных частицах обсуждалась еще в работе [1]. Однако теоретическое исследование этого эффекта [2] предпринято лишь совсем недавно,[1]

---

[2] Интересно отметить, что длина двойника L у отпечатка индентора в кристаллах Zr связана с нагрузкой на индентор P зависимостью, подобной (4): $L^{3/2} \sim P$ [9].

[1] Более ранняя попытка [3] является некорректной, так как вероятность переходов в рассмотренной там модели строго равна нулю.

причем речь в этой работе шла о чисто квантовомеханическом туннелировании, когда температура $T=0$. В настоящей работе рассмотрено туннелирование при $T \neq 0$, обусловленное совместным действием квантовых и тепловых флуктуаций.

Изучение подобных явлений тесно связано с развитием специальных методов для описания туннелирования в спиновых системах [4-7]. Один из них связан с учетом роли инстантонных подбарьерных решений [2, 6]. Таким способом в [6] было вычислено туннельное расщепление энергии основного состояния, включая предэкспоненту. Однако развитый там подход является плохо контролируемым, слишком сложным и не допускает обобщения на конечно-температурный случай. В данной работе предлагается другой способ, основанный на методе эффективного потенциала [8, 9], что позволяет свести рассмотрение спиновой системы к частице, движущейся в потенциальном поле. Это приводит к простой и наглядной картине и одновременно дает возможность сразу воспользоваться уже разработанными квантовомеханическими методами.

Пусть система описывается спиновым гамильтонианом

$$H = -aS_z^2 - BS_x \tag{1}$$

с константой анизотропии $a > 0$. Как показано в [8, 9], значения энергии такой системы совпадают с $2S+1$ низколежащими уровнями для частицы в потенциале

$$U(x) = \frac{B^2}{4a}\,\mathrm{sh}^2 x - B\left(S + \frac{1}{2}\right)\mathrm{ch}\, x. \tag{2}$$

При $B < B_0 = a\,(2s+1)$ потенциал имеет вид двойной ямы и возможно туннелирование.

Будем считать, что магнитный момент системы сформирован за счет коллективных эффектов (суперпарамагнетизм [10]), так что $S \gg 1$. Это отвечает квазиклассическому пределу для системы с потенциалом (2). Теперь можно, например, воспользоваться результатами работ [11, 12], где туннелирование при конечных температурах рассмотрено в ВКБ приближении или [13], где с помощью инстантонного метода получено особенно простое выражение. Следуя [13], получаем для безразмерной величины отношения вероятности туннелирования к соответствующему значению при $T=0$

$$\Gamma(T)/\Gamma(0) = \left(1 - e^{-\hbar\omega/T}\right)\exp\left(\frac{A^2}{2\hbar\omega}\, e^{-\hbar\omega/T}\right). \tag{3}$$

Здесь ω — частота, отвечающая малым колебаниям вблизи минимума; A — константа, определяемая из асимптотического вида инстантонных траекторий, идущих, скажем, из левого минимума в правый x_+

$$x(\tau) \simeq x_+ - \frac{A}{2\omega\sqrt{m}} \exp_{\tau\to\infty}(-\omega\tau), \tag{4}$$

(m — масса частицы). Для потенциала (2) инстантонная траектория находится в явном виде

$$\mathrm{th}\,\frac{x}{2} = \sqrt{\frac{1-\lambda}{1+\lambda}}\;\mathrm{th}\,\tau\sqrt{1-\lambda^2}, \qquad \lambda = B/B_0, \tag{5}$$

откуда для относительной вероятности перехода получаем

$$(T\ )/\Gamma(0) = \left(1 - e^{-T_0/T}\right)\exp\left[\frac{8\,(S + {}^1/_2)\,(1-\lambda^2)^{3/2}}{\lambda^2}\, e^{-T_0/T}\right],$$

$$T_0 = \sqrt{B_0^2 - B^2}.$$

Формула (6) справедлива при $T \leqslant T_1 \equiv \sqrt{B\,(B_0 - B)/2\pi}$. Для $T > T_1$ получаем

$$\Gamma = \frac{TT_1}{\pi\hbar (T - T_1)} \operatorname{sh} \frac{T_0}{2T} \exp(-T_2/T), \tag{7}$$

$$T_2 \equiv (B - B_0)^2/4a.$$

В пределе высоких температур $T \gg T_0$, T_1 переходы намагниченности определяются тепловыми флуктуациями, а соответствующая вероятность имеет вид

$$\Gamma = \frac{\sqrt{B_0^2 - B^2}}{2\pi\hbar} \exp(-T_2/T) \tag{8}$$

(если $\hbar \to 0$, $\hbar S = \text{const}$, то $a \sim \hbar^2$). Аналогичным образом может быть получено выражение для области кроссовера $T \simeq T_1$ между квантовыми и тепловыми переходами [12], однако здесь мы его приводить не будем ввиду относительной громоздкости.

Потенциал (2) содержит, помимо спиновых, также и «лишние» состояния с номерами $n > 2S$, однако при температурах $T \ll aS^2$ относительный вклад этих состояний в вычисленную вероятность перехода является экспоненциально малым. (Благодаря неравенству $S \gg 1$ это условие совместно со всеми неравенствами на температуру, выписанными выше).

В данной работе мы ограничились одноосным случаем, однако развитый подход допускает обобщение и на двухосный случай, когда эффективный потенциал для спиновой системы является периодическим [14].

Таким образом, удалось с единой точки зрения весьма просто описать туннелирование в довольно широком диапазоне температур, включая предельные случаи чисто квантовомеханических и тепловых переходов.

Численные оценки показывают, что для значений намагниченности и константы анизотропии единицы объема соответственно 500 эм. ед./см^3 и $5 \cdot 10^6$ эрг/см^3 значения температуры кроссовера 0.06 К и критического магнитного поля $2 \cdot 10^3$ Э совпадают со сделанными в [2] для «модели 111». Следует иметь в виду, что благодаря резкой экспоненциальной зависимости вероятности туннелирования от размеров частиц, определяющих суммарный магнитный момент, результаты измерений могут оказаться чувствительными к выбору образца.

Список литературы

[1] Bean C. P., Livingston J. D. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 4. P. 120S—129S.
[2] Chudnovsky E. M., Gunter L. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 8. P. 661—664.
[3] Чудновский Е. М. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 11. С. 2157—2161.
[4] Van Hemmen J. L., Süto A. // Physica B. 1986. V. 141. N 1. P. 37—75.
[5] Enz M., Schilling R. // J. Phys. C. 1986. V. 19. N 11. P. 1765—1770.
[6] Enz M., Schilling R. // J. Phys. C. 1986. V. 19. N 30. P. L711—L715.
[7] Scharf G., Wreszinski W. F., van Hemmen J. L. // J. Phys. A. 1987. V. 20. N 13. P. 4309—4319.
[8] Заславский О. Б., Ульянов В. В., Цукерник В. М. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 5. С. 511—519.
[9] Заславский О. Б., Ульянов В. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 11. С. 1724—1733.
[10] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
[11] Noble R. J. // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. N 12. P. 3179—3202.
[12] Affleck I. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. N 4. P. 388—391.
[13] Weiss U., Haeffner W. // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. N 12. P. 2916—2927.
[14] Заславский О. Б., Ульянов В. В. // ТМФ. 1987. Т. 71. № 2. С. 260—271.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
16 декабря 1988 г.