

01

## **Переход к классическому поведению в мезоскопических магнитных системах и квантовая декогеренция**

© В.В. Махро, Я.А. Падаманов

Московский педагогический государственный университет  
Братский индустриальный институт

Поступило в Редакцию 1 апреля 1999 г.

На примере мезоскопической системы  $\text{CrNi}_6$  демонстрируется возможность переходов от квантового типа поведения к классическому в процессах термостимулированного туннелирования. В качестве основного механизма, приводящего к таким переходам, предлагается рассматривать квантовую декогеренцию, возникающую в результате теплового взаимодействия спиновой системы с окружением. Приводятся результаты вычисления вероятности срыва для мезоскопической системы как функции температуры. Показано, что основным признаком, позволяющим обнаружить эффект декогеренции, является немонотонное поведение вероятности срыва в области низких температур.

Интерес к переходам мезоскопических систем от квантового типа поведения к классическому (и наоборот) вполне оправдан и с прикладной, и с общезначимой точки зрения. В последнее время этот интерес направлен преимущественно на недавно открытые высокоспиновые магнитные кластеры типа  $\text{Mn}_{12}\text{As}$ ,  $\text{CrNi}_6$  и им подобные. Эти системы могут быть обнаружены в различных квазистационарных состояниях, разделенных обычно потенциальным барьером в несколько десятков К. Некоторое время назад считалось, что переход между такими состояниями происходит либо путем туннелирования, либо за счет термоактивации. При этом также предполагалось, что можно четко

разграничить по температуре области, где срыв обеспечивается каким-либо одним из указанных механизмов. Однако в дальнейшем стало понятно, что преодоление потенциального барьера обеспечивается всегда (даже при температурах, очень близких к нулю) комплексным действием обоих механизмов — термостимулированным туннелированием.

Схематически преодоление потенциального барьера в этом случае выглядит следующим образом. Система, будучи в тепловом равновесии с окружением, при данной температуре  $T$  с определенной вероятностью  $P(E, T)$  может приобрести энергию  $E$ . Далее эта система может преодолеть барьер уже с вероятностью, скажем,  $G(E)$ . При этом важно подчеркнуть, что чистой термоактивации, в классическом понимании, не будет ни для каких значений  $E$ , хотя бы из-за необходимости учитывать надбарьерное отражение. В этом смысле, конечно, полностью исключены так называемые переходы первого рода от квантового типа срыва к классическому, обсуждавшиеся в [1–3]. Полная вероятность срыва мезоскопической системы как функция  $T$  дается

$$P_{tot}(T) = \int_0^{\infty} P(E, T)G(E)dE.$$

В большинстве случаев мезоскопическая спиновая система достаточно хорошо описывается моделью частицы в двухъямном потенциале. Даже в полуклассическом случае, в предположении квазинепрерывного спектра вычисление  $G(E)$  в явном виде возможно лишь у дна ямы. Для произвольного полуклассического потенциала  $U(x)$  соответствующее значение  $G(E)$  будет

$$G(E) = \frac{\bar{\omega}}{\pi} \exp\left(-\frac{\pi E}{\hbar\bar{\omega}}\right), \quad (1)$$

где  $\bar{\omega} = \sqrt{\frac{m}{|U''(x=x_{\min})|}}$  — частота классических колебаний у дна одной из ям потенциала, а условием его применимости будет:  $kT \ll \hbar\bar{\omega}$ . Предполагая максвелловское распределение по энергиям, для асимптотического поведения  $P_{tot}$  в пределе  $T \rightarrow 0$  имеем

$$P_{tot}(T) \propto \exp\left(\frac{2\pi U_0}{\hbar\bar{\omega}}\right) \frac{\bar{\omega}^{3/2}\hbar^{3/2}}{(\hbar\bar{\omega} + 2\pi k'l')^{3/2}}, \quad (2)$$

где  $U_0$  — высота барьера. Выражение (2) дает возможность определить лишь тенденцию поведения интегральной вероятности срыва при

низких температурах. С ростом температуры вероятность для частицы приобрести, благодаря взаимодействию с тепловой системой кристалла, более высокую энергию экспоненциально растет и полуклассическое выражение (1) становится неприемлемым. При произвольных значениях  $T$  более предпочтительным становится численный анализ ситуации (см., например, [4,5]). Используемые в этих работах численные схемы предполагают рассмотрение ансамбля идентичных частиц, локализованных в двухъямном потенциале, вычисление распределения этих частиц по энергиям (квазинепрерывного спектра в полуклассическом приближении или дискретного спектра в квантовом случае), вычисление вероятности перехода через барьер и, наконец, определение доли частиц, оказавшихся за барьером в результате туннелирования или надбарьерного перехода. Последнее и дает интегральную вероятность срыва системы.

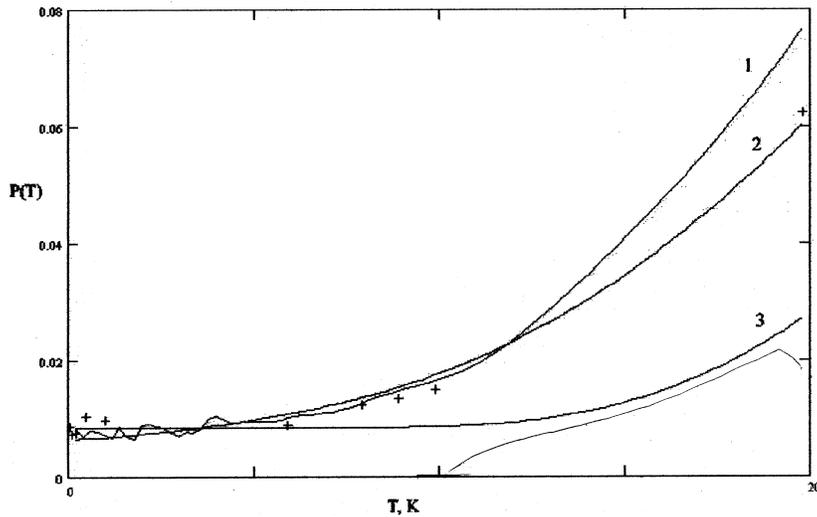
Такие схемы дают результаты, достаточно удовлетворительно согласующиеся с данными экспериментов. Однако в области низких температур они предсказывают монотонное падение вероятности срыва с понижением температуры, тогда как в экспериментах (см., например, [6]) при температурах ниже 10 К регистрируются отклонения зависимости вероятности срыва от монотонного характера. Мы предполагаем, что причиной такого поведения становятся эффекты квантовой декогеренции при туннелировании.

Влияние декогеренции на туннелирование частицы в симметричном двухъямном потенциале впервые было описано в [7]. Эффект декогеренции возникал в результате воздействия на систему внешней периодической силы вида  $S \sin \bar{\omega} t$  и проявлялся в "замораживании" туннелирования при некоторых значениях  $S$  и  $\bar{\omega}$ . В дальнейшем в работах [8–10] были получены явные выражения для вероятности туннелирования в присутствии внешнего периодического возмущения:

$$P_{dec} = PJ_0 \left( \frac{2V}{\hbar \bar{\omega}} \right), \quad (3)$$

где  $P$  — вероятность туннелирования в отсутствие возмущения,  $J_0(x)$  — функция Бесселя. В частности, нули  $J_0(x)$  определяют параметры  $V$  и  $\bar{\omega}$ , при которых туннелирование полностью "замораживается", частица остается в одной из ям сколь угодно долго.

Мы будем моделировать взаимодействие частицы с тепловой системой кристалла взаимодействием с конечным набором классических



Вероятность срыва как функция температуры: 1 — вероятность термостимулированного туннелирования при учете декогеренции; 2 — вероятность термостимулированного туннелирования в отсутствие декогеренции; 3 — вероятность термостимулированного срыва, рассчитанная в соответствии с [6]; "+" — данные эксперимента [6].

гармонических осцилляторов с частотами  $\bar{\omega}_i$ , причем будем предполагать, что соответствующие амплитуды колебаний  $A_i$  пропорциональны вероятности реализации данной частоты при данной температуре. Тогда для  $V_i$  имеем:  $V_i = Cn(\bar{\omega}_i, T)\hbar\bar{\omega}_i$ , где  $C$  — константа связи. Возьмем функцию распределения  $n(\bar{\omega}_i, T)$  в виде  $(\exp(\hbar\bar{\omega}_i/kT) - 1)^{-1}$ , что дает для аргумента функции Бесселя:  $C(\exp(\hbar\bar{\omega}_i/kT) - 1)^{-1}$ . При заданной температуре  $T$  взаимодействие с "высокочастотными" осцилляторами ( $\bar{\omega}_i \gtrsim kT/\hbar$ ) практически не влияет на модулированную вероятность туннелирования (3), так как с ростом отношения  $\hbar\bar{\omega}_i/kT$  функция Бесселя быстро стремится к 1. Напротив, взаимодействие с "низкочастотными" осцилляторами, доля которых растет с понижением температуры, ведет к появлению быстрых осцилляций в (3) и, как следствие, к резкому изменению характера  $P_{tot}(T)$  в области низких температур.

Детальные расчеты подтверждают это качественное заключение. На рисунке мы представляем результаты сравнения численных расчетов вероятности срыва для системы  $\text{CrNi}_6$  с данными эксперимента [6].

Во-первых, нужно отметить, что в области низких температур (ниже 20 К) срыв в этой системе действительно достаточно адекватно описывается термостимулированным (thermal assisted) туннелированием (кривые 1 и 2). Для сравнения здесь же мы даем кривую 3, построенную в соответствии с предположением авторов [6] о независимом протекании процессов туннелирования и термоактивации. Для объяснения расхождения между ходом кривой 3 и данными эксперимента авторы [6] использовали предположение о возникновении в районе температуры 6 К фазового перехода первого рода от туннелирования к термоактивации, физические причины возникновения которого, впрочем, не комментировались.

Во-вторых, отметим возникновение участков немонотонного поведения функции  $P_{tot}(T)$  при  $T \lesssim 10$  К, связанного с влиянием эффектов декогеренции (кривая 1). Поскольку константа связи  $C$  для обсуждаемых материалов пока не известна и в наших расчетах служила, по сути, подгоночным параметром, ожидать детального совпадения результатов численного моделирования с данными эксперимента пока трудно. Однако уже само по себе появление подобных особенностей может служить достаточно обнадеживающим признаком реального присутствия декогеренции. В дальнейшем крайне желательно получение более детальных данных по ходу кривой  $P_{tot}(T)$  в области ниже 10 К, что позволило бы также уточнить и величину константы связи.

## Список литературы

- [1] *Chudnovsky E.M.* // Phys. Rev. 1992. A46. P. 8011.
- [2] *Garanin D.A., Chudnovsky E.M.* // Phys. Rev. 1997. B 56. P. 11102.
- [3] *Kou S.P.* et al. // Phys. Rev. 1999. B 59. P. 6309.
- [4] *Makhro V.V.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1998. V. 10. P. 6911.
- [5] *Makhro V.V.* Cond-mat/9807262 (LANL e-print).
- [6] *Keren A.* et al. Cond-mat/9806230 (LANL e-print).
- [7] *F. Grossman, T. Dittrich, P. Jung, P. Hanggi* // Phys. Rev. Lett. 1991. P. 516.
- [8] *Gomez Llorente J.M.* // J. Plata. Phys. Rev. 1992. A 45. P. 6958.
- [9] *Wang L. J.* // Shao. Phys. Rev. 1994. A 49. P. 637.
- [10] *Kayanuma Y.* // Phys. Rev. 1994. A 50. P. 843.