

# Макроскопическое резонансное квантовое туннелирование доменных границ

© В.В. Махро

Братский индустриальный институт,  
665728 Братск, Россия

(Поступила в Редакцию 3 февраля 1998 г.  
В окончательной редакции 9 апреля 1998 г.)

Представлены результаты теоретического исследования туннелирования границ магнитных доменов с учетом взаимодействия последних с тепловой системой кристалла. Показано, что термостимуляция существенно увеличивает прозрачность потенциальных барьеров при распространении границ по кристаллу.

На важность учета туннелирования в магнитодинамике впервые обратил внимание в 1971 г. Егами [1]. Он исследовал туннелирование экстремально узких (шириной несколько постоянных кристаллической решетки) доменных границ в жестких ферромагнетиках через потенциальные барьеры, сформированные "собственной" коэрцитивностью. Относительно малая масса таких границ и узость потенциальных барьеров обеспечивают заметные значения для вероятности туннелирования: во всяком случае экспериментальные данные по спонтанному размагничиванию образцов жестких ферромагнетиков очень хорошо согласуются с результатами [1].

Новый всплеск интереса к туннелированию границ возникает уже в 90-х годах на фоне общего усиления интереса к макро- и мезоскопическим квантовым эффектам. Это вполне объяснимо, поскольку туннелирование границ магнитных доменов наряду со сверхпроводимостью, сверхтекучестью и эффектом Джосефсона представляет собой один из немногих примеров макроскопических квантовых процессов.

Большое внимание прежде всего было уделено туннелированию границ в обычных ферромагнетиках (см., например, [2]). Вообще, обращение к рассмотрению туннелирования в этом случае связано с наблюдавшимся аномальным поведением процессов релаксации намагниченности при низких температурах: скорость процессов релаксации при снижении температуры стремится не к нулю, а к некоторой конечной величине для многих магнитных материалов [3]. Объяснение этого обстоятельства проявлением туннелирования представляется вполне оправданным.

Однако попытки провести количественные вычисления наталкиваются на неожиданные трудности. В самом деле, оценки характеристик потенциальных барьеров по параметрам петли гистерезиса и магнитошумовым данным позволяет прийти к выводу о том, что в большинстве случаев в ферромагнетиках в качестве пиннинг-центров мы имеем дело с высокими и широкими барьерами. Поэтому (особенно с учетом значительной "массивности" границ в этих материалах) для коэффициентов прозрачности получаются пренебрежимо малые значения (порядка  $10^{-80}$  и ниже).

Несколько благополучнее обстоят дела в слабых ферромагнетиках, в которых масса доменных границ обычно

на порядок ниже, чем в ферромагнетиках. Теория туннелирования для границ в этих материалах более сложна, поскольку здесь необходим учет квазирелятивистских эффектов. Успешная теория для слабых ферромагнетиков недавно предложена Звездиным и Добровицким [4,5]. Но и в случае слабых ферромагнетиков туннелирование само по себе не может обеспечить эффективный депиннинг, требуемый для объяснения температурного поведения процессов релаксации, как в низко-, так и в высокотемпературных областях.

В связи с этим становится актуальным обсуждение механизмов, способных обеспечить заметную вероятность депиннинга границ магнитных доменов в процессах перемагничивания. Можно условно разбить все такие механизмы на три группы. Во-первых, термоактивационный депиннинг, при котором граница преодолевает потенциальный барьер за счет энергии, получаемой непосредственно от тепловой системы кристалла. Другой тип термоактивационного депиннинга, который мы отнесем ко второй группе, реализуется для дефектов, моделируемых связкой "яма плюс барьер". Если граница перед барьером оказывается в потенциальной яме с собственной частотой порядка  $10^{11} \text{ s}^{-1}$  и выше, то ее взаимодействие с тепловыми возбуждениями кристалла может носить резонансный по температуре характер и обеспечивать эффективный депиннинг в узкой температурной области даже в очень слабых продвигающих полях [6]. И наконец, третья группа — это туннельный депиннинг. Здесь, однако, как указывалось выше, ситуация в настоящее время крайне неоднозначна. Совокупность экспериментальных данных по процессам релаксации намагниченности, внутреннему трению, электропроводности свидетельствует о том, что пиннинг-центры в большинстве случаев характеризуются энергиями порядка  $10^{-13} - 10^{-14} \text{ erg}$ . Однако успешный туннельный депиннинг (при прочих равных условиях) возможен лишь для барьеров с амплитудной энергией на 3–4 порядка ниже. С другой стороны, ничем иным, кроме туннелирования, низкотемпературный депиннинг объяснен быть не может. В представляемой работе будет показано, что в определенном смысле именно кооперация механизмов первой и третьей групп, а также второй и третьей существенно влияют на характер туннельного депиннинга. В первом случае это ведет к тому, что

граница, поглощая тепловую энергию кристалла, "поднимается" перед барьером, снижая его эффективную высоту и соответственно увеличивая прозрачность в очень широком температурном интервале. Во втором же случае увеличение прозрачности происходит резонансно только в узкой температурной области (в частности, в области гелиевых температур для ферромагнетиков).

## 1. Предбарьерная термостимуляция блоховских границ

Рассмотрим первый из названных механизмов. Заметим, что за счет взаимодействия с тепловой системой кристалла доменная граница перед барьером с высотой  $U_0$  будет обладать дополнительной энергией  $w$ , и для нее эффективная высота барьера будет уже ниже:  $U_0 - w$ . Можно ожидать, что в этом случае вероятность туннельного депиннинга действительно должна возрасти.

Рассмотрим  $180^\circ$  доменную границу блоховского типа в одноосном кристалле. Уравнение движения для единичного вектора однородной намагниченности (уравнение Ландау–Лифшица [7]) имеет вид

$$\frac{d\boldsymbol{\alpha}}{dt} = \gamma[\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где  $\gamma = ge/2mc$  — гиромагнитное отношение,  $\mathbf{H}$  — эффективное поле, вычисляемое из энергий обмена, анизотропии, полей рассеяния и внешнего поля. В сферических координатах

$$\boldsymbol{\alpha} = (\sin \theta \sin \phi, \sin \theta \cos \phi, \cos \theta)$$

уравнение (1) сводится к следующей паре уравнений:

$$\dot{\theta} = -\frac{\gamma}{I_S} \frac{1}{\sin \theta} \delta_\phi e_g, \quad \sin \phi = \frac{\gamma}{I_S} \delta_\theta e_g, \quad (2)$$

где  $e_g$  — функционал полной энергии,  $I_S$  — намагниченность насыщения. В движущейся границе индуцируются поля рассеяния. Связанную с этими полями дополнительную энергию можно представить в квадратичной по скорости  $v$  форме и считать кинетической энергией границы [8]

$$K = \frac{v^2 m_D}{2},$$

где константа  $m_D = \frac{E_0}{8\pi A \gamma^2 \sin^2 \theta}$  — эффективная или деринговская масса границы (на единицу площади поверхности границы),  $A$  и  $K_1$  — соответственно константы обмена и анизотропии,  $E_0 = \sqrt{AK_1}$  — энергия (также на единицу площади) покоящейся границы. Уравнение движения для блоховской границы имеет, таким образом, ньютоновскую форму (что и позволяет рассматривать границу как классическую частицу)

$$m_D \frac{d^2 x}{dt^2} = 2I_S H.$$

Здесь  $x$  — координата центра границы вдоль оси, перпендикулярной плоскости границы. Учет взаимодействия границы с дефектами производится путем введения функции потенциальной энергии взаимодействия  $U(x)$

$$m_D \frac{d^2 x}{dt^2} = 2I_S H - \frac{d}{dx} U(x).$$

Пусть в процессе движения доменная граница с кинетической энергией  $K$  достигла потенциального барьера высотой  $U_0$ , моделирующего взаимодействие с тем или иным дефектом кристалла. Если  $K < U_0$ , участок границы, непосредственно прилегающий к дефекту, оказывается локализованным в метастабильном минимуме перед барьером. Возьмем внешнее поле очень слабым

$$H \ll \frac{1}{I_S} \frac{dU}{dx},$$

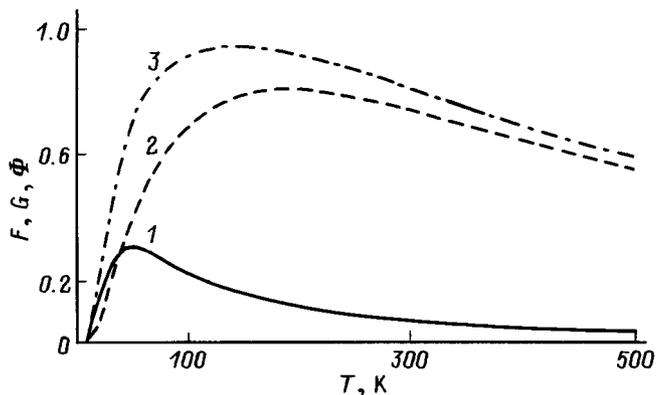
так что оно не может сколько-нибудь существенно повлиять на депиннинг, но, формируя метастабильный минимум перед барьером, создает асимметрию пред- и забарьерного положения частицы.

Для вычислений мы примем следующие значения параметров, являющиеся обычными для ферромагнетиков. Пусть высота барьера  $U_0 = 10^{-14}$  эрг, площадь дефекта —  $10^{-13}$  см<sup>2</sup>, что соответствует измеряемой коэрцитивной силе 100 Ое. Ширину дефекта  $a$  возьмем  $10^{-6}$  см, а массу туннелирующего участка границы  $m = 10^{-25}$  г. Энергетический спектр квазичастицы при выбранных значениях параметров можно считать квазинепрерывным и использовать при анализе задачи классическое распределение Максвелла.

Будем рассматривать частицу (т.е. туннелирующий участок границы), находящуюся в состоянии теплового равновесия с кристаллом. Пусть имеется ансамбль из  $N$  таких частиц. Разобьем весь интервал энергий от нуля до  $U_0$  на субинтервалы одинаковой ширины  $\delta w$ . Число частиц ансамбля с энергиями, лежащими в пределах одного субинтервала, есть

$$N_w = \int_{w-\delta w/2}^{w+\delta w/2} \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} w^{1/2} \exp\left(-\frac{w}{kT}\right) dw. \quad (3)$$

Для каждого субинтервала вычислим соответствующий коэффициент прозрачности  $D$ . При вычислении  $D$  мы присваиваем всем частицам из данного субинтервала одинаковое значение энергии  $w$ . Корректность этого приема проверялась численно; точнее говоря, число  $N$  подбиралось таким, чтобы в целом обеспечивалась устойчивость вычислительной схемы. Произведение  $D$  на  $N_w$  есть число частиц  $N_{w0}$  из данного субинтервала, оказавшихся за барьером. Сумма же всех  $N_{w0}$  по всем субинтервалам есть полное количество частиц  $N_0$  из ансамбля частиц, оказавшихся за барьером. Тогда  $F = N_0/N$  будет эффективным коэффициентом прозрачности барьера для данной квазичастицы.



**Рис. 1.** Температурные зависимости вероятности термостимулированного туннелирования  $F$  (1), термоактивационного депиннинга  $G$  (2) и полной вероятности депиннинга  $\Phi$  (3) для блоховской доменной границы.

Как показывают вычисления, при моделировании дефекта может быть выбран любой достаточно гладкий барьер, существенны лишь его высота  $U_0$  и ширина  $a$ . В принятой нами вычислительной схеме использовался хорошо известный потенциал:

$$U(x) = U_0 \cosh^{-2} \left( \frac{x}{a} \right), \quad (4)$$

для которого коэффициент прозрачности дается выражением [9]

$$D = \frac{\sinh^2(\pi\theta a)}{\sinh^2(\pi\theta a) + \cosh^2 \left( \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{32\pi^2 U_0 m a^2}{h^2} - 1} \right)},$$

$$\frac{32\pi^2 m U_0 a^2}{h^2} > 1,$$

$$D = \frac{\sinh^2(\pi\theta a)}{\sinh^2(\pi\theta a) + \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \sqrt{1 - \frac{32\pi^2 m U_0 a^2}{h^2}} \right)},$$

$$\frac{32\pi^2 m U_0 a^2}{h^2} < 1,$$

где  $Q = \frac{\sqrt{2mw}}{h}$ . Вероятность же термоактивационного депиннинга  $G$  можно вычислить, просто определив долю частиц из ансамбля, имеющих энергию выше  $U_0$ , т. е.

$$G = \int_{U_0}^{\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} w^{1/2} \exp \left( -\frac{w}{kT} \right) dw. \quad (5)$$

На рис. 1 мы приводим результаты расчетов температурных зависимостей эффективного коэффициента прозрачности  $F$ , вероятности термоактивационного депиннинга  $G$  и полной вероятности депиннинга  $\Phi$ , рассчитанные в интервале от 0 до 500 К. Как видно из этого рисунка, вплоть до 100 К термоактивационный депиннинг и термостимулированное туннелирование обеспечивают

одинаковый вклад в вероятность полного депиннинга границы. Но и при более высоких температурах учет туннелирования остается актуальным.

Еще более благоприятно складывается ситуация для проявления термостимулированного туннелирования в слабых ферромагнетиках. Для этих материалов существенной особенностью является квазирелятивистский характер динамики. В соответствии с результатами [10] функция Лагранжа для единицы поверхности границы в терминах так называемого "сокращенного описания" динамики имеет вид

$$L = -mc_0^2 \sqrt{1 - v^2/c_0^2} - U(x), \quad (6)$$

где  $x$  — координата центра границы,  $c_0$  — предельная скорость границы,  $U(x)$  описывает потенциальный рельеф, сформированный дефектами в присутствии внешнего поля. Квазирелятивистский характер (6) требует для расчетов (3) использования не распределения Максвелла, а соответствующего "релятивистского" закона распределения. Последний несложно получить, исходя из канонического распределения Гиббса

$$dz_p = a^0 \exp(-K(p)/kT) dp,$$

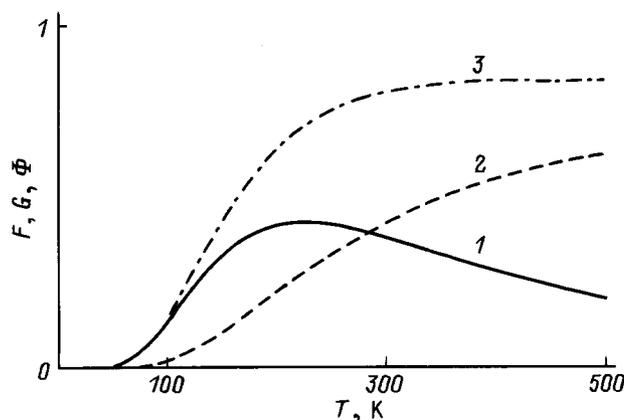
где  $a^0$  определяется из условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz_p = 1,$$

и принимая для кинетической энергии границы  $K = c_0 p$  ( $p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c_0^2}}$  — канонический импульс). Окончательно

$$z(w) = \frac{1}{2(kT)^3} w^2 \exp \left( -\frac{w}{kT} \right). \quad (7)$$

Численная методика, использованная при расчете термостимулированного туннелирования блоховских границ, была использована и при вычислениях для слабых ферромагнетиков. Однако численные расчеты  $D$  в



**Рис. 2.** Вероятности термостимулированного туннелирования  $F$  (1), термоактивационного депиннинга  $G$  (2) и суммарная вероятность депиннинга  $\Phi$  (3) для доменной границы в слабом ферромагнетике как функции температуры.

этом случае выполнялись с использованием процедуры, предложенной в [4,5]. Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что в слабых ферромагнетиках эффект термостимулированного туннелирования должен быть выражен еще более отчетливо по сравнению с соответствующими для блоховских границ. Действительно, вклад туннелирования в вероятность депиннинга превышает вклад термоактивации вплоть до 280 К. Данное обстоятельство, по-видимому, потребует по-новому проанализировать имеющиеся экспериментальные данные по депиннингу в высокотемпературной области.

## 2. Резонансное подбарьерное термостимулирование границ

Обсудим еще один возможный механизм увеличения прозрачности барьера для доменной границы, а именно накачку энергии в процессе ее "подбарьерного движения". Строго говоря, прохождение частицы через потенциальный барьер, сопровождающееся изменением ее энергии, не может считаться туннелированием в традиционном понимании. Однако требование учета процессов диссипации и в более общем виде учета взаимодействий границы с другими квазичастицами кристалла делает рассмотрение этого механизма актуальным.

В предыдущем разделе, рассматривая предбарьерное поведение частицы, мы неявно предполагали его классическим. Для этого имелись достаточные основания. В самом деле, внешнее поле, приложенное к кристаллу, формирует перед барьером метастабильный минимум для потенциальной энергии границы — широкую и мелкую потенциальную яму. Простые оценки показывают, что энергетический спектр в такой яме оказывается квазинепрерывным, что и позволяет использовать классический подход для описания предбарьерного движения границы и ее взаимодействия с тепловыми возбуждениями кристалла. Однако "подбарьерное движение" в силу его локальности требует существенно квантового подхода.

Пусть перед барьером (доменной границей) частица обладает энергией  $w$ . В силу их преобладающего характера ограничимся рассмотрением процессов взаимодействия границы с идеальным газом тепловых магнов. Различные типы взаимодействия между границей и тепловыми магнами в классическом приближении интегрально описываются введением феноменологического трения с константой  $\lambda$ .

Последнее может рассматривать как возмущение

$$f(t) = -\Lambda(t)e^{-\lambda t}. \quad (8)$$

Выражение (8) обладает аддитивностью и может быть представлено в виде

$$f(t) = \sum_i \Lambda_i e^{-\lambda_i t}, \quad (9)$$

где суммирование ведется по всем процессам релаксации, а весовые коэффициенты  $\Lambda_i$  определяются вероятностями соответствующих процессов. Рассматривая

границу как совокупность магнов [1] с квадратичным законом дисперсии и ограничиваясь лишь трехмагнными процессами (так, в слабых ферромагнетиках их амплитуда на порядок выше четырехмагнных из-за большей интенсивности диполь-дипольных взаимодействий), для скорости уноса энергии магнами сорта  $i$  с энергией  $\varepsilon_i$  получаем

$$\frac{d}{dt}E_i = P_i \frac{1}{\exp(\varepsilon_i/kT) - 1} N^{(e)}, \quad (10)$$

где

$$P_i = \frac{kT}{\pi} \varepsilon_i^{5/2} \frac{\Delta a}{U_0 h^{5/2}}$$

— вероятность генерации магнона с энергией  $\varepsilon_i$  в единицу времени, а  $N^{(e)}$  — полное число связанных магнов в границе. С другой стороны, скорость уноса энергии магнами  $i$ -го типа может быть выражена через феноменологическую константу  $\lambda$

$$\frac{d}{dt}E_i = -2\lambda_i e^{-2\lambda_i t}. \quad (11)$$

Сравнивая (10) и (11), находим

$$\lambda_i = -\frac{1}{2} \frac{W\left(\frac{1}{\exp(\varepsilon_i/kT) - 1} P_i N^{(e)} t\right)}{t}, \quad (12)$$

где  $W(x)$  — функция, обратная  $x e^x$ .

В состоянии термодинамического равновесия зависимость  $\Lambda$  от  $t$  выражена слабо, поэтому в разложении (12) по  $t$  можно ограничиться нулевым порядком и записать

$$\lambda_i = -\frac{1}{2} P_i \frac{N^{(e)}}{\exp(\varepsilon_i/kT) - 1}. \quad (13)$$

Таким образом, с учетом (13) для  $\Lambda_i$  имеем

$$\Lambda_i = \lambda_i \sqrt{\frac{2\varepsilon_i}{m_i^{(e)}}},$$

где  $m_i^{(e)}$  — масса магнов, испускаемого в процессе  $i$ -го типа.

Вновь введем в рассмотрение ансамбль частиц — доменных границ с максвелловским распределением по энергиям

$$dN(w) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} w^{1/2} \exp\left(-\frac{w}{kT}\right) dw.$$

Запишем волновые функции частиц ансамбля в подбарьерной области в квазиклассическом приближении

$$\psi_j = \frac{1}{2\sqrt{|p|}} \exp\left(-\frac{2\pi}{h} \left| \int_{b_j}^x p dx \right| \right), \quad (14)$$

где  $b_j$  — соответствующая точка поворота, определяемая условием

$$U(b_j) = w_j.$$

Выполним замену переменной  $t \rightarrow it$ , т.е. перейдем формально к рассмотрению задачи во мнимом времени. Здесь частица оказывается локализованной в потенциальной яме — ”перевернутом потенциале” (4)

$$U(x) = -U_0 \cosh^{-2} \left( \frac{x}{a} \right), \quad (15)$$

где она будет обладать дискретным спектром [9]

$$w_n = -\frac{\hbar^2}{32ma^2\pi^2} \left[ -(1+2n) + \sqrt{1 + \frac{32mU_0a^2\pi^2}{\hbar^2}} \right], \quad (16)$$

причем максимальное число уровней определяется условием

$$n \leq s = \frac{1}{2} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{32mU_0\pi^2a^2}{\hbar^2}} \right).$$

Частица, имевшая перед барьером энергию  $w$ , окажется на одном из уровней в ”перевернутом потенциале” (15) с вероятностью, определяемой квадратом модуля матричного элемента

$$c_n = \int \psi(x)\psi_n(x)dx,$$

где  $\psi_n$  — собственные функции для частицы в потенциале (15). Вычисление  $|c_n|^2$  в квазиклассическом приближении дает

$$B_n = |c_n|^2 \simeq \frac{1}{s} \exp \left( \frac{|w_n - w|}{sw} \right).$$

Тогда число частиц ансамбля, оказавшихся в (15) в  $n$ -м собственном состоянии, будет  $N_n = B_n N$ .

Вернемся теперь к возмущению (8). После перехода во мнимое время оно приобретает вид периодического

$$f(t) = \sum_i f_i(t),$$

где  $f_i(t) = \Lambda_i e^{-i\lambda_i t}$ .

Вероятность переходов в спектре (16) под влиянием периодического возмущения  $f_i(t)$  определяется в основном частотами

$$\lambda_i = \lambda_{\nu n} = \frac{w_\nu - w_n}{\hbar}$$

и находится из

$$dW_{\nu n} = \frac{1}{\hbar} (|\Phi_{\nu n}|^2 \delta(w_\nu - w_n - \hbar\lambda_{\nu n})), \quad (17)$$

где  $w_n$  и  $w_\nu$  — энергии стационарных состояний, между которыми происходит переход,  $\Phi_{\nu n}$  — соответствующий матричный элемент перехода. Наличие  $\delta$ -функции в (17) означает, что переход между соседними уровнями происходит практически достоверно при наличии среди  $\lambda_i$  хотя бы одного, совпадающего с  $\lambda_{\nu n}$ . Поэтому, принимая

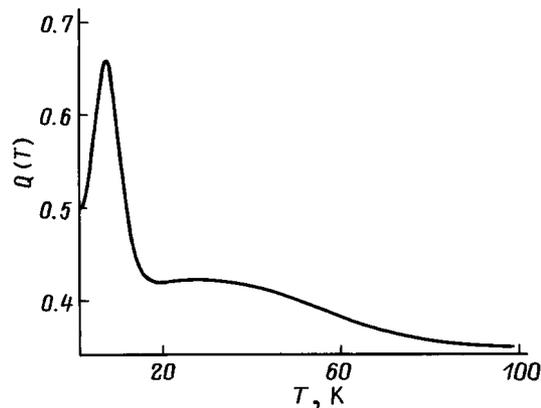


Рис. 3. Прозрачность барьера  $Q$  при резонансном туннелировании блоховских границ как функция температуры.

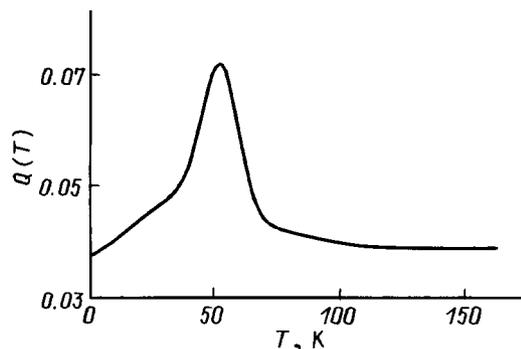


Рис. 4. Температурная зависимость  $Q(T)$  для границ в слабом ферромагнетике.

во внимание, что вероятность реализации в данном ансамбле соответствующего  $\lambda_i$  дается отношением  $\Lambda_i/\Lambda$ , можно рассчитать вероятности переходов в спектре (16). Далее, применяя методику, описанную в разделе 1, численно рассчитываем количество частиц ансамбля, оказавшихся после серии переходов на нулевом энергетическом уровне. Затем выполняется обратная замена  $it \rightarrow t$ , в квазиклассическом приближении вычисляется квадрат модуля волновой функции за барьером, определяющий в итоге его прозрачность для каждой частицы ансамбля. Произведение этого коэффициента на число частиц в 0-м состоянии определяет их число, оказавшееся за барьером. Отношение этого числа к начальному числу частиц в ансамбле дает эффективный коэффициент прозрачности барьера при подбарьерной термостимуляции  $Q$ .

Результаты применения описанной численной методики к расчету туннельного депиннинга для блоховских границ и границ в слабом ферромагнетике типа тербиевого ортоферрита приводятся соответственно на рис. 3 и 4. Видно, что эффект действительно носит резонансный (по температуре) характер. Максимум распределения  $Q(T)$  для ферромагнетиков приходится на температуру около 7 К и имеет ширину около 10 К, в то время как для слабых ферромагнетиков соответствующий максимум смещен к 50 К и примерно в 2 раза шире.

Таким образом, в представленной работе были рассмотрены механизмы, способные увеличить вероятность туннельного депиннинга границ магнитных доменов в ферромагнетиках и слабых ферромагнетиках. В одном случае этот эффект достигается за счет получения границей, находящейся в метастабильном минимуме перед барьером, дополнительной энергии от тепловой системы кристалла и уменьшения за счет этого эффективной высоты потенциального барьера. В другом — эффект обусловлен "подбарьерным" резонансным взаимодействием границы с системой тепловых магнонов кристалла.

Влияние первого механизма ведет к возрастанию депиннинга в очень широкой температурной области (шириной в несколько сотен К) и может существенно оказаться на протекании процессов, чувствительных к динамике границ (внутреннее трение, электропроводность, магнитное последствие). Осуществить экспериментальную проверку такого влияния, по-видимому, будет возможно путем сравнения расчетных и экспериментальных температурных зависимостей для указанных процессов в широких температурных интервалах. Существенным для такого сравнения будет именно характер хода зависимостей, а совпадение абсолютных величин менее актуально. Последнее связано с тем, что значения высоты и ширины барьеров определяются косвенно, исходя из той или иной модели. По сути, они являются подгонными параметрами. Значения параметров, принятые в настоящей работе, являются обычными для обсуждаемых материалов, однако не привязывались к тому или иному конкретному материалу. Фактически, они были подобраны таким образом, чтобы описываемые эффекты были наиболее наглядны. К сожалению, нам известны экспериментальные работы, выполненные лишь для низкотемпературной (как правило, гелиевой) области [2,3,11,12]. Распределение экспериментальных исследований туннелирования на высокотемпературные области является актуальным.

Более обнадеживающе обстоят дела с проверкой второго из описанных здесь механизмов. Если согласиться с упоминавшимися выше оценками параметров пиннинг-центров (сравнительно высокие потенциальные барьеры), для прозрачности которых получают исчезающе малые значения, но принять во внимание экспериментальные данные, свидетельствующие все-таки о протекании депиннинга при низких температурах по туннельному типу, то, видимо, можно признать, что подбарьерная резонансная термостимуляция действительно является тем механизмом, который обеспечивает наблюдаемые значения прозрачности. Во всяком случае здесь в отличие от предбарьерной накачки, где накладывалось влияние обычной термоактивации, эффект может проявляться в чистом виде. Поэтому для его идентификации достаточно сравнить расчетные и экспериментальные данные для образцов с надежно определенными параметрами потенциального рельефа дефектов. Последнюю же задачу, как представляется, наиболее удобно было бы решать с использованием магнитошумовых методик.

Автор благодарит А.К. Звездин за полезные обсуждения работы и важные замечания.

## Список литературы

- [1] T. Egami. Phys. Stat. Sol. (b) **57**, 211 (1973).
- [2] E.M. Chudnovski, O. Iglesias, P.C.E. Stamp. Phys. Rev. **B46**, 5392 (1992).
- [3] Kiming Hong, N. Giordano. J. Phys.: Condens. Matter **8**, L301 (1996).
- [4] В.В. Добровицкий, А.К. Звездин. ЖЭТФ **109**, 1420 (1996).
- [5] V.V. Dobrovitski, A.K. Zvezdin. J. Magn. Magn. Mater. **157/158**, 419 (1996).
- [6] A.M. Tishin, V.V. Makhro. Phys. Lett. **A189**, 331 (1994).
- [7] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Phys. Z. UdSSR **8**, 153 (1935).
- [8] W. Doring. Z. Naturforschung. **3a**, 373 (1948).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1989).
- [10] А.К. Звездин. Письма в ЖЭТФ **29**, 605 (1979).
- [11] B. Barbara, E. Chudnovski. Phys. Lett. **A145**, 205 (1990).
- [12] E.M. Chudnovski, L. Gunther. Phys. Rev. Lett. **60**, 661 (1988).