

PACS 03.65.Xp, 66.35.+a, 75.30.Gw, 75.45.+j, 75.50.Sc, 75.60.Ch, 75.70.Kw

## КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С СИЛЬНОЙ ОДНООСНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

А.Б. Шевченко<sup>1</sup>, Ю.А. Куницкий<sup>2\*</sup>, М.Ю. Барабаш<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова Национальной академии наук Украины  
бульв. Академика Вернадского 36, Киев 03680, Украина*

<sup>2</sup> *Технический центр Национальной академии наук Украины  
ул. Покровская 13, Киев 03070, Украина*

*Исследованы квантовые свойства наноразмерных неоднородностей доменной границы – вертикальной блоховской линии и блоховской точки. Показано, что в субгелиевой области температур имеет место туннелирование блоховской линии и блоховской точки через дефект, расположенный в доменной границе цилиндрического магнитного домена. Установлен квантовый характер колебаний блоховской линии и блоховской точки, обусловленных внешним магнитным полем и полем размагничивания домена соответственно.*

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование влияния границы раздела сред на особенности поведения вектора намагниченности в тонких магнитных пленках является одной из актуальных задач физики поверхности. В магнитных пленках результат такого воздействия приводит к образованию доменной структуры: системы доменов, разделенных доменными границами (ДГ). В одноосных магнитных пленках с сильной магнитной анизотропией влияние поверхности и дефектов обуславливает наличие у ДГ гетерогенных (субструктурных) нанообразований, среди которых выделяют вертикальные блоховские линии (БЛ) и блоховские точки (БТ). БЛ – линии раздела участков ДГ на субдомены с противоположной ориентацией намагниченности и БТ – точки пересечения двух БЛ, являются устойчивыми элементами внутренней структуры ДГ и в силу своих малых размеров ( $\leq 10^2$  нм), а также благодаря уникальным физическим свойствам рассматриваются в качестве перспективных носителей информации в твердотельных запоминающих устройствах (ЗУ) на магнитной основе с высокими техническими характеристиками [1]. Следует также отметить, что магнитные структуры, подобные БЛ и БТ, реализуются также в нанополосах и нанопроволоках [2–4].

Проблемы энергетической стабильности, механизмы образования различных типов и ансамблей доменных структур, БЛ и БТ достаточно подробно рассмотрены в [5–11]. Эти работы не только стимулировали дальнейшие теоретические исследования, но и качественно повлияли на развитие экспериментальных методик изучения ДГ со сложной внутренней структурой, прежде всего касающихся образования и визуализации БЛ и БТ. С помощью магнитооптических методов были получены изображения БЛ и БТ в тонких магнитных пленках [12–19]. При этом наблюдение вертикальных БЛ (область разворота вектора намагниченности субдомена ДГ параллельна поверхности пленки) осуществлялась с помощью спектроскопии темного поля [12]. Визуализация БТ посредством спин-поляризованной туннельной спектроскопии проводилась в [20].

Впервые выводы о возможности квантового туннелирования ДГ были сделаны в работах [21–23]. Это направление получило дальнейшее развитие в работах [24–27]. В них рассматривалось туннелирование ДГ через дефект (квантовый депиннинг) в ферромагнитных пленках и слабом ферромагнетике. При этом закрепление ДГ происходило на точечном дефекте, обусловленном малыми флуктуациями энергии обмена или магнитной анизотропии. Используя приближение Вентцеля-

\* контактный автор [nanosys@imp.kiev.ua](mailto:nanosys@imp.kiev.ua)

Крамерса-Бриллюэна (ВКБ), в [25, 26] были получены выражения для физических характеристик процесса (вероятность туннелирования, инстантонная частота, температура кроссовера), которые определялись параметрами пленки, дефекта и величиной внешнего магнитного поля, прикладываемого к ДГ. В [28, 29] учитывалось влияние тепловых флуктуаций на процесс туннелирования ДГ. В частности, было показано, что, поглощая тепловую энергию кристалла, ДГ, которая находится в состоянии метастабильного минимума перед потенциалом, "приподнимается" над барьером, понижая тем самым его высоту и соответственно увеличивая его прозрачность.

Особый интерес представляют исследования [30–34], проведенные на нанопроволоках из Ni [32, 33] и Fe [34]. В этих перспективных для спинтроники наноматериалах [35, 36] достаточно просто получать заданную доменную структуру, адекватно контролировать, а также изменять неоднородности и дефекты. Процесс квантового туннелирования в нанопроволоках из никеля регистрировался по факту резкого сужения распределения магнитных полей срыва ДГ при понижении температуры. Вывод о возможности квантового туннелирования в нанопроволоках из Fe делался на основе измерения магниторезистивного сопротивления.

С математической точки зрения ДГ, БЛ и БТ представляют собой нелинейное волновое образование – солитон, который кроме динамических свойств имеет топологические признаки. Одним из них является топологический заряд, характеризующий направление разворота вектора намагниченности. В силу своей природы топологический заряд ДГ и ее субструктурных элементов является вырожденным. Однако, в области температур  $T < 1$  К путем подбарьерного квантового туннелирования возможно снятие вырождения по направлениям вектора намагниченности, т.е. изменение топологического заряда структуры магнитной неоднородности. Магнитные флуктуации такого типа в ДГ антиферромагнетиков и ферромагнетиков с ромбической симметрией исследованы в [37], а для ДГ в нанопроволоке – в [38]. Квантовое туннелирование топологического заряда вертикальной БЛ в одноосной сверхтонкой магнитной пленке рассмотрено в [39]. Подобное явление для магнитного вихря в двумерном ферромагне-

тике исследовано в [40], где, однако, задача о квантовом туннелировании через дефект БЛ не рассматривалась, несмотря на то, что вертикальная БЛ может закрепляться и "сниматься" с дефекта [41, 42], двигаться вдоль ДГ под действием внешнего магнитного поля. Не изучался также эффект квантового туннелирования через дефект и другого субструктурного нанообразования доменной границы – БТ. Аспекты, связанные с нуклеацией и зарождением БТ, однозначно указывают [5, 43–45] на возможность туннелирования и этого элемента внутренней структуры ДГ. Инерционные свойства как БЛ, так и БТ характеризуются соответствующими эффективными массами (имеющими магнитостатическую природу), а к описанию их динамики может быть применен лагранжев формализм, где в качестве потенциала взаимодействия выступает поле дефекта и внешнее магнитное поле. Это указывает на возможность применения метода ВКБ к исследованию процесса квантового туннелирования БЛ и БТ.

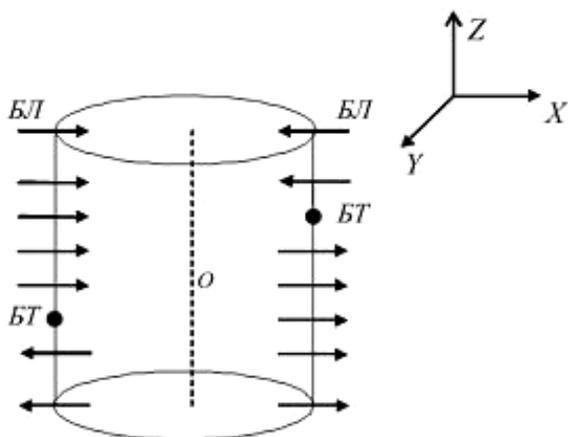
Проблема квантового туннелирования БЛ и БТ через дефект рассмотрена в [46–48]. Наряду с практическим интересом (особенно для материалов с контролируемыми дефектами и неоднородностями), она актуальна и с фундаментальной точки зрения. Ее решение важно для развития теории квантовых свойств мезоскопических объектов в ферромагнитных материалах, в частности, процесса квантового туннелирования ДГ со сложной внутренней структурой. Кроме того, в контексте визуализации БЛ и БТ, представляется актуальным исследование квантовой локализации данных магнитных неоднородностей внешними магнитными полями. Ее осуществление должно проявиться в квантовом характере спектра колебаний БЛ и БТ. Поэтому рассмотрение поставленных проблем целесообразно провести для БЛ и БТ в доменной границе цилиндрического магнитного домена (ЦМД), поскольку именно такие домены, наряду с полосовыми, предполагают использовать в перспективных ЗУ. Кроме того, практическая реализация как БЛ, так и БТ в доменной границе ЦМД является более простой, чем в доменах с другой конфигурацией ДГ.

Цель данной работы – исследование квантовых свойств наноразмерных неоднородностей доменной границы, а также уста-

новление связи между параметрами пленки (толщина, намагниченность, параметр затухания, энергия магнитной анизотропии, поле дефекта), внешними факторами (магнитные поля, температура) и физическими характеристиками (вероятность туннелирования, скорость туннелирования, спектр собственных колебаний).

### КВАНТОВОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ

Рассмотрим изолированный ЦМД, образованный в одноосной магнитной пленке, фактор качества (отношение энергии одноосной магнитной анизотропии к магнитостатической энергии) которой  $Q \gg 1$ . Две пары вертикальных БЛ находятся в ДГ домена на противоположных концах его диаметра. Минимизация радиальной составляющей локального поля размагничивания БЛ обуславливает образование в ДГ домена БТ, которые делят каждую БЛ на две линии с различными топологическими зарядами (рис. 1).



**Рис. 1.** Цилиндрический магнитный домен, ДГ которого содержит пару вертикальных БЛ и БТ. Стрелками указано направление намагниченности в центре БЛ

Направим ось OZ декартовой системы координат, центр которой находится в середине домена, вдоль оси анизотропии пленки. Ось OY направим вдоль вектора намагниченности одной из БЛ. Данное состояние ЦМД реализуется в эксперименте внешним магнитным полем  $H_x$  и полем подмагничивания  $H_z$ , величина которого меньше поля коллапса домена. В таком случае можно считать, что характерный размер блоховской линии  $\Lambda \ll r$  ( $r$  – радиус домена) и рассматривать БЛ и БТ как изоли-

рованные, пренебрегая взаимодействием между ними.

Исходя из результатов работ [47–49], запишем функцию Лагранжа  $\mathcal{L}_{BL}$  вертикальной БЛ (нормированную на толщину пленки  $h$ ) в доменной границе ЦМД в виде

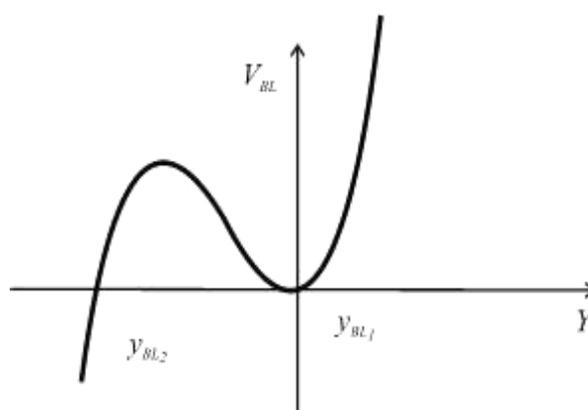
$$\mathcal{L}_{BL} = m_{BL} \frac{\dot{y}_{BL}^2}{2} - V_{BL}(y_L), \quad (1)$$

где  $m_{BL}$  – эффективная масса вертикальной БЛ,  $y_{BL}$  – координата ее центра,

$V_{BL}(y_L) = 2\pi\Delta M_s H_c \int_0^{y_{BL}} dy (\epsilon - (y-a)^2/2\Lambda^2)$  – потенциал взаимодействия БЛ с внешним магнитным полем  $H_y \bar{e}_y$  и полем дефекта,  $\Delta = \Lambda Q^{-1/2}$  – ширина ДГ,  $Q = K_u/2\pi M_s^2$ ,  $K_u$  – константа магнитной анизотропии,  $M_s$  – намагниченность пленки,  $H_c$  – коэрцитивная сила дефекта,  $\epsilon = (H_c - H_y)/H_c$ ,  $a$  – координата центра дефекта.

Учитывая, что в точке  $y_{BL} = 0$  потенциал  $V_{BL}(y_{BL})$  имеет локальный метастабильный минимум (рис. 2), после интегрирования "потенциальной" энергии в (1), определяем положение центра дефекта  $a = -\Lambda\sqrt{2\epsilon}$ , а из условия  $V_{BL}(y_{BL_1}, y_{BL_2}) = 0$  – координаты потенциального барьера:  $y_{BL_1} = 0$  и  $y_{BL_2} = -3\Lambda\sqrt{2\epsilon}$  соответственно. При этом потенциал  $V_{BL}(y_{BL})$  имеет вид

$$V_{BL}(y_{BL}) = 2\pi\Delta \frac{M_s H_c y_{BL}^2}{\Lambda^2} \left( \frac{y_{BL}}{3} + \Lambda\sqrt{2\epsilon} \right). \quad (2)$$



**Рис. 2.** Потенциальный барьер  $V_{BL}(y)$ , образованный полем дефекта и внешним магнитным полем  $H_y$ . БЛ движется в сторону  $y < 0$

Поле дефекта может быть обусловлено как дополнительной магнитной анизотропией, в нашем случае вдоль оси OY заданной системы

координат, так и изменением обменной энергии вертикальной БЛ вокруг положения дефекта.

Рассмотрим случай "слабого" потенциала  $V_{BL}(y_{BL})$ , т.е. потенциала, величина которого существенно меньше  $E_{BL} = 8AQ^{-1/2}$  [8] ( $A$  – постоянная обмена) – энергии вертикальной блоховской линии со статическим распределением намагниченности. Данное приближение позволяет пренебречь деформацией магнитной структуры БЛ при ее движении и полагать ее зависящей от динамической переменной, которая имеет автомодельный вид  $y - y_{BL}(t)$ .

Исходя из положений приближения ВКБ, вероятность туннелирования блоховской линии  $P_{BL}$  определим из следующего выражения

$$P_{BL} = \exp(-B_{BL}), \text{ где } B_{BL} = \frac{2}{\hbar} \int_{y_{BL2}}^{y_{BL1}} |m_{BL} \dot{y}_{BL}| dy,$$

$\hbar$  – постоянная Планка.

После вариации функции Лагранжа (1) по координате центра БЛ и интегрирования полученного дифференциального уравнения с граничным условием в точке  $y_{BL} = 0$ ,  $\dot{y}_{BL} = 0$  находим

$$\dot{y}_{BL}^2 = -\frac{2}{m_{BL}} V_{BL}(y_{BL}). \quad (3)$$

Используя уравнение (3), экспоненту туннелирования  $B_{BL}$  перепишем в виде

$$B_{BL} = \frac{2}{\hbar} \int_{y_{BL2}}^{y_{BL1}} \sqrt{2m_{BL} V_{BL}(y)} dy. \quad (4)$$

Известно [49], что масса вертикальной блоховской линии в ЦМД зависит от фазового состояния домена, поэтому, конкретизируя его состояние, рассмотрим достаточно просто реализуемую на практике эллиптическую моду колебаний ЦМД. В таком случае  $m_{BL}$  имеет вид

$$m_{BL} \approx \frac{a}{6\gamma^2} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1}, \quad (5)$$

где  $\gamma$  – гиромангнитное отношение,  $a = 2rh^{-1}$ ,  $l$  – характеристическая длина пленки,  $S_2(a)$  – синусовая функция Тилля [50].

Будем рассматривать величины внешних магнитных полей  $H_y$ , такими, что заметно понижают потенциальный барьер  $V_{BL}$ , т.е. близкими к коэрцитивной силе дефекта  $H_c$ . Тогда  $\epsilon \ll 1$  и после подстановки (2), (5) в (4), а также учитывая, что  $\Delta = \sqrt{A/K_u}$ , находим

$$B_{BL} = 16Q^{1/4} \left( \frac{\pi\Delta}{ah} \right)^{1/2} \frac{h_c^{1/2} E_{BL} L \epsilon^{5/4}}{\hbar\omega_2}, \quad (6)$$

где  $L$  – величина туннелирующего участка длины блоховской линии,  $h_c = H_c / 8M_s$ ,

$\omega_2 = \omega_M \left( \frac{6\Delta}{a^2 h} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2}$  – эллиптическая мода колебаний ЦМД [10],  $\omega_M = 4\pi\gamma M_s$ .

Оценка выражения (6) для магнитных пленок с  $4\pi M_s \sim (10^2 - 10^3)$  Гс,  $10^{-1} < H_c \leq 10$  Э [51],  $Q \sim 10$ ,  $\Delta/h \sim 10^{-2}$  и параметрами домена  $a \sim 1$ ,  $[lh^{-1} - S_2(a)] \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  (что соответствует состоянию ЦМД, близкому к эллиптической неустойчивости) дает:  $B_{BL} \sim 10$  при  $\epsilon$ ,  $h_c \sim 10^{-2}$  и  $B_{BL} \leq 1$  для значений  $\epsilon \leq 10^{-3}$ ,  $h_c \leq 10^{-2}$ . При этом  $\epsilon \ll 1$  и  $h_c \ll 1$  обеспечивают выполнение неравенства  $V_{BL} \ll E_{BL}$ , которое согласуется с оговоренным выше положением о малости потенциала.

Заметим, что в процессе вычислений мы полагали  $L \sim \sqrt{S}$ , где  $S \sim 10$  нм<sup>2</sup> – величина туннелирующего участка площади ДГ [27]. Такая оценка для величины  $L$ , является вполне обоснованной. Она так же согласуется с тем фактом, что дефект является точечным, поскольку  $L \ll \Lambda$ . Приведенные выше параметры домена и пленки будем использовать при последующих оценках.

Анализ выражения (6) показывает, что вероятность туннелирования уменьшается с увеличением величины коэрцитивного поля  $h_c$ . Так,  $B_{BL} \sim 30$  для  $h_c \sim 10^{-1}$  и  $\epsilon \sim 10^{-2}$ . Учитывая, что туннелирование реально, когда показатель его экспоненты не превосходит 30 [24], следует признать возможным осуществление для БЛ данного квантового эффекта. При этом сам процесс происходит подобно туннелированию ДГ посредством малых флуктационных перемещений, но уже не малых участков площади ДГ, а малых участков длины БЛ. Из выражения (6) также следует, что при  $\epsilon \rightarrow 0$  ( $H_y \rightarrow H_c$ ),  $B_{BL} \rightarrow 0$ , т.е. туннелирование БЛ отсутствует. Дипиннинг БЛ осуществляется посредством магнитного поля  $H_y \geq H_c$ , направленного противоположно полю дефекта.

Определив экспоненту туннелирования, найдем скорость туннелирования  $\Omega_{BL}$  вертикальной БЛ (количество квантовых флуктуаций участка БЛ длиной  $L$  в единицу времени), исходя из следующего соотношения [26]

$$\Omega_{BL} = C_{BL} \exp(-B_{BL}), \quad (7)$$

где  $C_{BL} = (15/2\pi)^{1/2} \omega_{0,BL} B_{BL}^{1/2}$ ,  $\omega_{0,BL}$  – инстантонная частота колебаний БЛ, характеризующая время движения БЛ в пространстве с минимальным ( $t = i\tau$ ) временем.

Решая уравнение (3) в пространстве ( $t = i\tau$ ), находим  $y_{0,BL}(\tau)$  инстантонную траекторию движения БЛ от точки  $y_{BL_1} = 0$  при  $\tau = -\infty$  к точке  $y_{BL_2} = -3\Lambda\sqrt{2\varepsilon}$  при  $\tau = 0$  и обратно к точке  $y_{BL_1} = 0$  ( $\tau = +\infty$ ), а также  $\omega_{0,BL}$  инстантонную частоту колебаний БЛ

$$y_{0,BL}(\tau) = -\frac{3\Lambda\sqrt{2\varepsilon}}{ch^2(\omega_{0,BL}\tau)},$$

$$\omega_{0,BL} = \frac{h_c Q^{-1/4} (2\varepsilon)^{1/4} \omega_2 \left(\frac{ah}{2\Delta}\right)^{1/2}}{\pi}. \quad (8)$$

Отметим, что периодичность движения БЛ, отражаемая в граничных условиях к уравнению (3) ( $y_{BL_1} = 0$  при  $\tau \rightarrow \pm\infty$ ), следует из операции инверсии  $t \rightarrow -t$ ,  $y_{BL} \rightarrow -y_{BL}$ . В таком случае уравнение (3) соответствует движению БЛ в обратном направлении с потенциалом  $-V_{BL}(y_{BL})$  (или другими словами движению под действием эффективного магнитного поля  $H_d(y_{BL}) - H_y > 0$ , где  $H_d(y_{BL})$  – магнитное поле, обусловленное дефектом).

Из анализа выражений (6–8) находим диапазон изменения предэкспоненциального множителя  $C_{BL} \sim (10^7 - 10^8) \text{ с}^{-1}$  и соответственно скорости туннелирования БЛ –  $(10^{-7} - 10^{-7}) \text{ с}^{-1}$ . Кроме того, нетрудно увидеть, что, варьируя величину внешнего магнитного поля  $H_y$ , можно заметно изменять как  $\Omega_{BL}$ , так и  $t_{BL} = h\Omega_{BL}^{-1}/2L$  – время туннелирования через дефект БЛ. Так, при  $\varepsilon = 10^{-3}$  ( $h_c \sim 10^{-2}$ ) скорость туннелирования  $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$  и  $t_{BL} \sim 10^{-4} \text{ с}$ . В то же время при  $\varepsilon = 10^{-2}$  значения  $\Omega_{BL}$  и  $t_{BL}$  уже составляют  $1 \text{ с}^{-1}$  и  $10^2 \text{ с}$  соответственно. Из указанных формул видно, что дальнейшее уменьшение напряженности внешнего магнитного поля  $H_y$  ( $\varepsilon$  при этом увеличивается) приводит к еще более резкому снижению скорости и увеличению времени туннелирования БЛ. Например, для  $\varepsilon = 1,5 \cdot 10^{-2}$  динамические характеристики БЛ равны:  $\Omega_{BL} \sim 10^{-7} \text{ с}^{-1}$  и  $t_{BL} \sim 10^9 \text{ с}$ , т.е. при данных параметрах туннелирование БЛ фактически не происходит, что согласуется с тем, что рассмотренному случаю соответствует  $B_{BL} \approx 30$ .

Заметим, что на вероятность туннелирования БЛ могут влиять процессы диссипации пленки. Для оценки этого явления воспользуемся формализмом, предложенным в работе [52]. Как показано в этой работе, учет диссипации приводит к перенормировке экспоненты туннелирования, которая в нашем случае имеет вид [48]

$$\tilde{B}_{BL} = B_{BL} \left(1 + \alpha \omega_M / \omega_{0,BL}\right), \quad (9)$$

где  $\tilde{B}_{BL}$  определяется формулой (6),  $\alpha$  – параметр затухания намагниченности в пленке.

Выразим в (9) отношение  $\alpha \omega_M / \omega_{0,BL}$  через характеристики, непосредственно измеряемые в эксперименте. С этой целью запишем уравнение движения вертикальной БЛ в доменной границе ЦМД [49]

$$\ddot{y}_{BL} + \alpha \omega_M \dot{y}_{BL} = \tilde{F} / m_{BL},$$

где  $m_{BL}$  – эффективная масса БЛ, определяемая формулой (5).

Сравнив в данном уравнении порядок слагаемых  $\alpha \omega_M \dot{y}_{BL}$  и  $\tilde{F} / m_{BL}$ , находим

$$\alpha \sim \tilde{F} / \dot{y}_{BL} \omega_M m_{BL}. \quad (10)$$

Учитывая, что  $\tilde{F} = 2\pi\Delta H_y$ ,  $\dot{y}_{BL} = \mu_{BL} H_y$ , где  $\mu_{BL}$  – подвижность БЛ, а также выражение для инстантонной частоты БЛ (8), после ряда выкладок находим

$$\frac{\alpha \omega_M}{\omega_{0,BL}} \sim \frac{2\pi\Delta}{\mu_{BL}} \sqrt{\frac{3}{a}} Q^{1/4} (2\varepsilon)^{-1/4} h_c^{-1/2} \gamma [lh^{-1} - S_2(a)]^{1/2}. \quad (11)$$

Из выражения (11) следует, что при  $\alpha \omega_M / \omega_{0,BL} \leq 1$  для  $\mu_{BL} \geq 10^2 \text{ см}/(\text{Э}\cdot\text{с})$ . Поскольку подвижность вертикальной БЛ в одноосных магнитных пленках составляет  $\sim (10^2 - 10^4) \text{ см}/(\text{Э}\cdot\text{с})$ , то очевидно, что влияние диссипации на туннелирование БЛ можно не учитывать.

Следует подчеркнуть, что туннелирование вертикальной БЛ удовлетворяет соотношению неопределенности Гейзенберга. Действительно, полагая

$$\delta p_{BL} \sim L \sqrt{2m_{BL} \delta V_{BL}} \sim L \sqrt{m_{BL} V_{BL,\max} / 2},$$

$$\delta y_{BL} \sim \Lambda \sqrt{2\varepsilon},$$

где  $\delta p_{BL}$ ,  $\delta y_{BL}$  – неопределенности координаты и импульса БЛ соответственно,

$V_{BL,max} = 8h_c \frac{\sqrt{2}}{3} \varepsilon^{3/2} E_{BL}$  – максимальная высота потенциального барьера  $V_{BL}$ , получаем соотношение Гейзенберга для БЛ

$$\delta p_{BL} \delta y_{BL} \sim \Delta^2 L \gamma^{-2} \omega_M Q^{3/4} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1/2} \geq \hbar. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что данное неравенство выполняется в диапазоне полей  $h_c \sim (10^{-2} - 10^{-1})$  и параметров  $10^{-3} \leq \varepsilon < 10^{-1}$ . Очевидно, что (12) можно рассматривать также и как критерий реализации этого квантового эффекта в одноосных магнитных пленках.

Исследуем теперь вопрос о корректности использования формализма ВКБ в описании квантового туннелирования БЛ. Согласно [53], условием применимости метода ВКБ является выполнение неравенства

$$m\hbar|F|/p^3 \ll 1, \quad (13)$$

где  $m$  – масса квазичастицы,  $F = -dU/dy$  – сила, действующая на частицу,  $U$  – потенциальная энергия,  $p$  – импульс.

В нашем случае  $m = m_{BL}L$ ,  $p = p_{BL} = m_{BL}L\xi_{BL}\omega_{0,BL}$ ,  $F = F_{BL} = \omega_{0,BL}p_{BL}$ ,  $\xi_{BL} \sim \Lambda\sqrt{2\varepsilon}$ . Тогда, вводя обозначение  $A_{BL} = m\hbar|F_{BL}|/p_{BL}^3$ , соотношение (13) можно переписать в виде

$$A_{BL} \sim \hbar/(m_{BL}L)\omega_{0,BL}\xi_{BL}^2 \ll 1. \quad (14)$$

Учитывая (8), перепишем неравенство (14) следующим образом

$$A_{BL} \sim \hbar\gamma^2\omega_M^{-1} [lh^{-1} - S_2(a)]^{1/2} \times \times h_c^{-1/2} \varepsilon^{-5/4} Q^{-3/4} \left(\frac{\Delta}{L}\right) \Delta^{-3} \ll 1. \quad (15)$$

Анализ выражения (15) показывает, что  $A_{BL} \ll 1$  при  $\varepsilon \geq 10^{-3}$ ,  $h_c \geq 10^{-2}$ ,  $4\pi M_s \sim 10^3$  Гс, а также при  $\varepsilon \sim 10^{-2}$ ,  $4\pi M_s \sim (10^2 - 10^3)$  Гс. Таким образом, мы показали правомерность применения квазиклассического приближения к описанию процесса туннелирования через дефект вертикальной БЛ. Отметим, что в случае определения силы и импульса БЛ в (13) через потенциал взаимодействия  $V_{BL}$  получаем выражение для  $A_{BL}$ , которое совпадает с (15).

Рассматриваемый эффект характеризуется соответствующей критической температурой  $T_{c,BL}$ , определяемой из соотношения

$$T_{c,BL} = V_{BL,max} / B_{BL} k_B = = \frac{h_c^{1/2} \varepsilon^{1/4}}{3k_B \sqrt{2\pi}} \left(\frac{ah}{\Delta}\right)^{1/2} Q^{-1/4} \hbar\omega_2, \quad (16)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Оценка выражения (16) показывает, что:  $T_{c,BL} \sim 10^{-3}$  К при  $h_c < 10^{-1}$ ,  $\varepsilon \leq 10^{-2}$ , и  $T_{c,BL} \sim 10^{-2}$  К при  $h_c \sim 10^{-1}$ ,  $\varepsilon \sim 10^{-2}$ . Из выражения (16) также следует, что при увеличении коэрцитивной силы дефекта температура  $T_{c,BL}$  возрастет, что, по сути, является следствием увеличения высоты потенциального барьера  $V_{BL}$ , преодоление которого требует более высоких температур. В свою очередь, увеличение напряженности внешнего поля  $H_y$  (параметр  $\varepsilon$  уменьшается) обуславливает понижение барьера, что отражается в более низких значениях  $T_{c,BL}$ . При этом, в силу слабой зависимости  $T_{c,BL}$  от  $\varepsilon$  ( $T_{c,BL} \sim \varepsilon^{1/4}$ ), изменение критической температуры с ростом магнитного поля  $H_y$  проявляется не так резко, как при увеличении поля  $H_c$  ( $T_{c,BL} \sim h_c^{1/2}$ ).

Определенные нами значения  $T_{c,BL}$  находятся в одном температурном диапазоне с соответствующими величинами для туннелирующей через дефект ДГ [26]. Это указывает на важность учета данного эффекта в магнитных пленках, дефекты в которых создают коэрцитивное поле не только вдоль оси анизотропии, но и вдоль других направлений пленки (в нашем случае вдоль оси ОУ). При этом квантовый депиннинг участка ДГ, содержащего вертикальную БЛ, требует более малых, по отношению к ДГ без БЛ, флуктуационных перемещений участков площади ДГ. Действительно, в месте нахождения блоховской линии относительное увеличение массы ДГ составляет  $m_{BL}/\Lambda m_{DW}$ , где  $m_{DW} = (2\pi\Delta\gamma^2)^{-1}$  – эффективная масса ДГ без БЛ [8].

Учитывая (5), находим, что  $m_{BL}/\Lambda m_{DW} \sim [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1} Q^{-1/2} > 1$ . Тогда, исходя из основных положений теории ВКБ, нетрудно заключить, что туннелирование этого сегмента ДГ обеспечивается, если  $\tilde{S}$  – площадь туннелирования данного участка ДГ удовлетворяет соотношению  $\tilde{S} \sim S\sqrt{\Lambda m_{DW}/m_{BL}} \sim 10^{-1} S$ , где  $S \sim 10 \text{ nm}^2$  – площадь туннелирования ДГ без БЛ [27]. Заметим также, что наличие в ДГ цилиндрического магнитного домена кластера вертикальных БЛ, расстояние между которыми  $\sim \Lambda$  (т.н. "жесткий" ЦМД), приводит к уве-

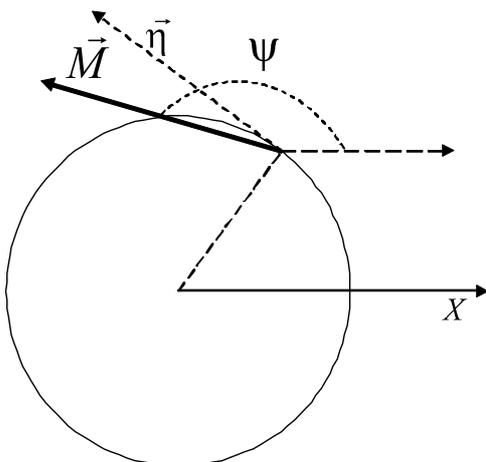
личению эффективной массы ДГ в  $r^2/\Lambda^2$  раз [8]. Вследствие этого в  $r/\Lambda$  раз возрастает значение экспоненты туннелирования ДГ, что делает пренебрежимо малой вероятность туннелирования такой ДГ.

### КВАНТОВОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ БЛОХОВСКОЙ ТОЧКИ

При исследовании процесса квантового туннелирования БТ через дефект в доменной границе ЦМД нам понадобится знание ее магнитной структуры. С этой целью запишем следующее выражение для плотности локальной энергии  $w_{DW}$  доменной границы, которое учитывает ее внутреннюю субструктуру [8]

$$w_{DW} = 4\pi M_s^2 \Delta \left[ \sin^2 \varphi + \Lambda^2 (\vec{\nabla} \psi)^2 \right], \quad (17)$$

где  $\psi$  – угол, характеризующий намагниченность в центре ДГ,  $\varphi = \psi - \beta - \pi/2$  – угол между вектором намагниченности ДГ и вектором  $\vec{\eta}$ , касательным к ДГ в данной точке,  $\beta$  – полярный угол (рис. 3).



**Рис. 3.** Цилиндрический магнитный домен (вид сверху). Вектор  $\vec{\eta}$  направлен по касательной к точке в центре ДГ

Заметим, что данное выражение записано в т.н. приближении Слончевского, что означает его справедливость для расстояний  $R$  от центра БТ, больших ширины доменной границы  $\Delta$ . В случае же, когда  $R \leq \Delta$ , необходимо использовать феноменологическое уравнение Ландау – Лифшица. В этой области, в качестве распределения вектора намагниченности может выступать следующая функция [8, 10]

$$\vec{M} = \pm M_s \frac{\vec{\rho}}{\rho}, \quad (18)$$

где  $\vec{\rho}/\rho$  – единичный радиус-вектор из центра блоховской точки.

При расстояниях  $R \ll \Delta$  начинается область, в которой микромагнитный подход, основанный на неизменности модуля вектора магнитного момента, становится не вполне корректным, поскольку из топологических соображений следует, что в центре БТ магнитный момент равен нулю [8].

После вариации выражения (17) по углу  $\varphi$ , учитывая приближение  $\Lambda \ll r$  и соотношение между углами  $\varphi$  и  $\Psi$ , получаем следующее уравнение

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \Lambda^{-2} \sin 2\varphi = 0. \quad (19)$$

Нетрудно видеть, что в области доменной границы  $-\Delta \leq (|r(\beta - \beta_{BP})|, |z|) < \Lambda$  ( $\beta_{BP}$  – координата центра БТ в полярной системе координат) в уравнении (19) можно пренебречь последним слагаемым. Тогда его решением будет

$$\varphi = \arctg z/r(\beta - \beta_{BP}). \quad (20)$$

Очевидно также, что участки ДГ  $\Delta \leq |z| < \Lambda$ ,  $|r(\beta - \beta_{BP})| \geq \Lambda$  характеризуются блоховским ( $\varphi = 0, \pi$ ) распределением намагниченности.

В свою очередь в области  $|z| > \Lambda$ , пренебрегая вторым слагаемым в (19), получаем распределение намагниченности, соответствующее вертикальной БЛ

$$\varphi = \pm 2 \arctg \exp\{-r(\beta - \beta_{BL})/\Lambda\}. \quad (21)$$

Анализ выражений (20) и (21) показывает, что характерным размером БТ следует полагать не только масштаб  $R \leq \Delta$ , но и область доменной границы  $\Delta \leq \sqrt{(r(\beta - \beta_{BP}))^2 + z^2} \leq \Lambda$ , в которой (см. (20)) уже происходит искривление магнитной структуры вертикальной БЛ. Кроме того, выражения (20) и (21) согласуются с соответствующими формулами, полученными в [54] для БТ в изолированной ДГ. Поэтому, исходя из результатов данной работы, заключаем, что  $m_{BP}$  – эффективная масса БТ в доменной границе ЦМД, также как и в изолированной ДГ, сосредоточена в пространстве  $\Delta \leq \sqrt{(r(\beta - \beta_{BP}))^2 + z^2} \leq \Lambda$  и составляет

$$m_{BP} = \Delta / \gamma^2. \quad (22)$$

Оценка вклада в  $m_{BP}$  области  $R \leq \Delta$  дает по отношению к (22), как показано в [54], пренебрежимо малую величину  $\sim Q^{-1}$ . Из (22) нетрудно найти, что  $m_{BP} \sim 10^{-20}$  г.

Отметим, что БТ, при отсутствии внешних магнитных полей или в случае, когда они являются достаточно слабыми, в отличие от БЛ, находится вблизи центра домена. Поскольку, характерный размер БТ  $\Lambda \ll h$ , то влиянием поверхностных эффектов в первом приближении можно пренебречь и считать, что эффективная масса БТ не зависит от спектра собственных колебаний домена. Данный факт и отражает формула (22). Наличие на поверхности пленки магнитных зарядов определяет фазовое состояние домена.

Инерционные свойства БТ проявляются при ее движении, поэтому рассмотрим воздействие внешнего магнитного поля  $\vec{H}_x$  на динамику БТ. Это поле, взаимодействуя с магнитным моментом в центре вертикальной БЛ, обуславливает перемещение точки вдоль оси  $OZ$ . Тогда соответствующее выражение для  $W_H$  энергии взаимодействия точки с полем  $\vec{H}_x$  (после интегрирования по толщине ДГ) запишется в виде

$$W_H = -\pi \Delta \int_K d\sigma M_s H_x \cos \psi, \quad (23)$$

где  $K$  представляет собой кольцо  $\Delta \leq \sqrt{(r(\beta - \beta_{BP}))^2 + z^2} \leq \Lambda$ ,  $\psi = \varphi + 3\pi/2$  (не ограничивая общности, рассматриваем БТ и БЛ с фазами  $\beta_{BP}, \beta_{BL} = \pi$ ).

Будем считать, что в процессе динамики БТ ее магнитная структура меняется слабо. Тогда в рассматриваемой области можем записать

$$\cos \psi = \sin \varphi = \frac{z - z_{BP}}{\sqrt{(z - z_{BP})^2 + (r(\beta - \beta_{BP}))^2}}, \quad (24)$$

где  $z_{BP}$  – координата центра БТ.

Раскладывая (24) в ряд при  $|z_{BP}| \ll |z|$  и подставляя полученное выражение в (23), пренебрегаем членами  $\sim \Delta / \Lambda$  и для энергии  $W_H$  окончательно находим

$$W_H = \pi^2 \Lambda \Delta M_s H_x z_{BP}. \quad (25)$$

В то же время, учитывая (18), нетрудно получить, что в области  $R \leq \Delta$ , энергия взаимодействия БТ с внешним магнитным полем  $\vec{H}_x$  равна нулю.

Исходя из выражения (25), запишем  $V_{BP}$  потенциальную энергию взаимодействия БТ с магнитным полем  $\vec{H}_x = -H_x \vec{e}_x$  и полем дефекта  $H'_d$  (очевидно, что в силу магнитной изотропии БТ дефект может быть обусловлен флуктуацией обменной энергии ДГ в месте нахождения точки) в следующем виде

$$V_{BP} = -M_s \pi^2 \Lambda \Delta \int_0^{z_{BP}} dz (H - H'_d(z)), \quad (26)$$

где  $H'_d(z) = H'_c(1 - (z - b)^2 / 2\Lambda^2)$ ,  $H'_c$  – коэрцитивная сила дефекта,  $b$  – координата центра дефекта.

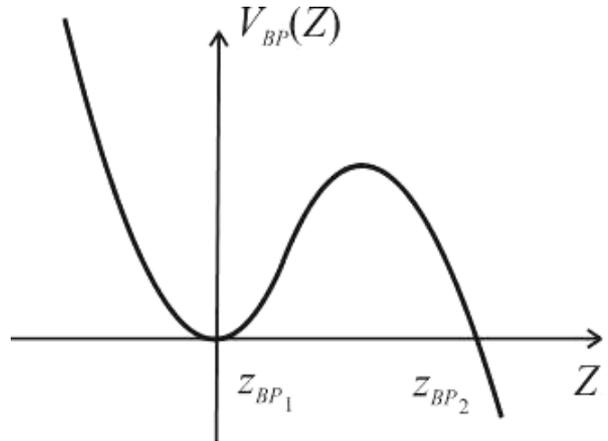


Рис. 4. Потенциальный барьер  $V_{BP}(z)$ , образованный полем дефекта и внешним магнитным полем  $H_x$ . БТ движется в сторону  $z > 0$

Учитывая наличие у  $V_{BP}$  метастабильного минимума (рис. 4), после нормировки  $V_{BP}(z_{BP}) = 0$ , из (26) окончательно находим

$$V_{BP}(z_{BP}) = \frac{\pi^2 Q^{-1/2} M_s H'_c}{2} \left( -\frac{z_{BP}^3}{3} + \Lambda \sqrt{2\varepsilon'} z_{BP}^2 \right), \quad (27)$$

где  $\varepsilon' = (H'_c - H_x) / H'_c$ . При этом  $b = \Lambda \sqrt{2\varepsilon'}$ ,  $z_{BP1} = 0$ ,  $z_{BP2} = 3\Lambda \sqrt{2\varepsilon'}$  – координаты потенциального барьера.

Определив потенциал взаимодействия, запишем  $\mathcal{L}_{BP}$  – соответствующую функцию Лагранжа БТ

$$\mathcal{L}_{BP} = m_{BP} \frac{\dot{z}_{BP}^2}{2} - V_{BP}(z_{BP}). \quad (28)$$

После вариации (28) по переменной  $z_{BP}$  и интегрирования полученного дифференциального уравнения с граничным условием для скорости БТ в точке,  $z_{BP} = 0 \rightarrow \dot{z}_{BP} \rightarrow 0$  находим

$$\dot{z}_{BP}^2 = -\frac{2}{m_{BP}} V_{BP}(z_{BP}). \quad (29)$$

Учитывая соотношение (29), для вероятности квантового туннелирования БТ получаем следующее выражение

$$B_{BP} = \frac{2}{\hbar} \int_{z_{BP_2}}^{z_{BP_1}} dz \sqrt{2m_{BP} V_{BP}(z)}. \quad (30)$$

Рассматривая величины полей  $H_x$ , близкие к значению  $H'_c$  ( $\epsilon' \ll 1$ ) и используя (22), формулу (30) перепишем в виде

$$B_{BP} = \frac{8\Delta^3 Q (h'_c)^{1/2} (\epsilon')^{5/4}}{\hbar \omega_M} (4\pi M_S)^2, \quad (31)$$

где  $h'_c = H'_c / 8M_S$ .

Определив далее из (27) максимальное значение потенциального барьера  $V_{BP, \max} = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} Q (4\pi M_S)^2 \Delta^3 h'_c (\epsilon')^{3/2}$  и используя соотношение  $T_{c, BL} = V_{BP, \max} / k_B B_{BP}$ , находим температуру  $T_{c, BL}$ , соответствующую процессу туннелирования БТ через дефект

$$T_{c, BP} = \frac{\sqrt{2} (\epsilon')^{1/4} (h'_c)^{1/2} \hbar \omega_M}{12k_B}. \quad (32)$$

Полагая в формулах (31), (32)  $4\pi M_S \sim (10^2 - 10^3)$  Гс,  $Q \sim 5 - 10$ ,  $H'_c \sim (10 - 10^2)$  Э [54],  $\epsilon' \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ , имеем  $B_{BP} \sim 1 - 30$ ,  $T_{c, BL} \sim 10^{-3}$  К.

Приведенная выше оценка вероятности туннелирования БТ ( $B_{BP} \leq 30$ ) указывает на возможность появления рассматриваемого квантового эффекта. При этом, как видно из определения эффективной массы БТ, в отличие от туннелирования ДГ и БЛ, процесс туннелирования БТ осуществляется посредством "переноса" через потенциальный барьер сразу всей ее эффективной массы. Данная особенность отражает влияние на туннелирование размерного фактора квазичастиц. Характерный размер БТ  $\sim \Lambda^3$ , а характерные масштабы ДГ и БЛ являются существенно большими и составляют соответственно  $\Delta L_y \hbar$  ( $L_y$  – длина пленки вдоль оси ОУ) и  $\Lambda \Delta \hbar$ . Понятно, что в таком случае туннелирование ДГ или БЛ обус-

ловлено перемещениями через потенциальный барьер малых участков площади или длины ДГ и БЛ соответственно. Нетрудно также видеть, что  $V_{BP, \max} \ll W_{BP}$ , где  $W_{BP} \sim 2\pi A \Delta \ln Q$  – статическая энергия БТ [8], т.е. допущенное выше положение о малости потенциала взаимодействия  $V_{BP}$  выполняется, что позволяет нам, как и в случае БЛ, рассматривать поставленную задачу на основе магнитной структуры статической БТ, но с динамическими переменными.

В месте нахождения блоховской точки эффективная масса доменной границы больше массы БТ в  $Q = \Lambda^2 / \Delta^2 \gg 1$  раз, т.е. влиянием БТ на вероятность туннелирования этого участка ДГ можно пренебречь. Поэтому, следует заключить, что квантовый депиннинг участка ДГ, который содержит БТ, имеет место и при наличии в ДГ этого субструктурного nanoобразования.

Проинтегрировав уравнение движения (29) БТ, находим инстантонную траекторию  $z_{0, BP}(\tau)$  и инстантонную частоту блоховской точки  $\omega_{0, BP}$ , характеризующую движение БТ в пространстве с "мнимым" временем ( $\tau = it$ ): от точки  $z_{BP_1} = 0$  при  $\tau = -\infty$  к точке  $z_{BP_2} = 3\Lambda \sqrt{2\epsilon'}$  при  $\tau = 0$  и обратно к точке  $z_{BP_1} = 0$  при  $\tau = +\infty$

$$\begin{aligned} z_{0, BP} &= 3\Lambda \sqrt{2\epsilon'} / ch^2(\omega_{0, BP} \tau), \\ \omega_{0, BP} &= \omega_M (h'_c)^{1/2} (2\epsilon')^{1/4} / 2. \end{aligned} \quad (33)$$

Определив инстантонную частоту БТ, найдем скорость туннелирования  $\Omega_{BP}$  БЛ (количество квантовых флуктуаций БТ в единицу времени)

$$\Omega_{BP} = C_{BP} \exp(-B_{BP}),$$

где  $C_{BP} = (15/2\pi)^{1/2} \omega_{0, BP} B_{BP}^{1/2}$ .

Так,  $\Omega_{BP} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$  при  $B_{BP} = 5$  ( $\epsilon' = 3,6 \cdot 10^{-4}$ );  $\Omega_{BP} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$  при  $B_{BP} = 10$  ( $\epsilon' = 6,3 \cdot 10^{-4}$ ) и  $\Omega_{BP} \sim 1 \text{ с}^{-1}$  для  $B_{BP} = 20$  ( $\epsilon' = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ). Приведенные оценки показывают, что скорость туннелирования БТ уменьшается с понижением напряженности внешнего магнитного поля  $H_x$  (параметр  $\epsilon'$  увеличивается). Соответственно, время туннелирования  $t_{BP} = \Omega_{BP}^{-1}$  БТ через дефект возрастает. При этом  $t_{BP}$  сильно зависит от изменения  $\epsilon'$  и для  $B_{BP} = 5 \div 20$  находится в диапазоне  $\sim (10^{-5} - 1)$  с. Другими словами, варьируя величину напряженности магнитного поля  $H_x$ , приложенного к БТ, можно менять в достаточно широком интервале как скорость, так и время туннелирования БТ.

Аналогично рассмотренному выше случаю для БЛ, корректность использования квазиклассического приближения для описания туннелирования БТ определяется выполнением следующего соотношения

$$A_{BP} \ll 1, \quad (34)$$

где  $A_{BP} \sim \hbar/m_{BP} \omega_{0,BP} \xi_{BP}^2 \ll 1$ ,  $\xi_{BP} \sim \Lambda \sqrt{2\varepsilon'}$ .

Учитывая (33), условие (34) можно переписать в виде

$$A_{BP} = \hbar \gamma^2 \omega_M^{-1} (h'_c)^{-1/2} (2\varepsilon')^{-5/4} Q^{-1} / \Delta^3 \ll 1. \quad (35)$$

Подставляя в (35) приведенные выше параметры пленки и дефекта, находим, что данное неравенство выполняется для значений  $\varepsilon' \sim 10^{-4}$ ,  $h'_c < 10^{-1}$  и  $\varepsilon' \sim 10^{-3}$   $h'_c \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ .

Влияние процессов диссипации на квантовое туннелирование БТ может быть рассмотрено аналогично формализму, изложенному для вертикальной БЛ. В таком случае, в соответствии с формулой (9), для экспоненты туннелирования блоховской точки  $\tilde{B}_{BP}$  можем записать [48]

$$\tilde{B}_{BP} = B_{BP} (1 + \alpha \omega_M / \omega_{0,BP}),$$

где  $B_{BP}$  определяется формулой (31).

Учитывая (33), а также то, что согласно (25), сила, действующая на БТ со стороны магнитного поля  $\sim \pi^2 \Lambda \Delta H$ , для относительного вклада диссипации в  $\tilde{B}_{BP}$  находим

$$\frac{\alpha \omega_M}{\omega_{0,BP}} = \frac{\pi \gamma \Lambda (h'_c)^{-1/2} (2\varepsilon')^{-1/4}}{\mu_{BP}}, \quad (36)$$

где  $\mu_{BP}$  – подвижность БТ.

Анализ выражения (36) показывает, что для типичных параметров одноосных магнитных пленок и величин  $\varepsilon' \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ , отношение  $\alpha \omega_M / \omega_{0,BP} \leq 1$ , при значениях  $\mu_{BP} \geq 10^3$  см/(Э·с). Поскольку подвижность БТ вдоль доменной границы составляет

$$\mu_{BP} = \frac{2\pi\gamma\Lambda}{\alpha(\ln Q + 1,93)} \sim (10^3 - 10^4) \text{ см}/(\text{Э}\cdot\text{с}) \quad [8],$$

то естественно пренебречь процессами диссипации на квантовое туннелирование БТ. Вместе с тем для магнитных пленок железиттриевого граната подвижность БТ меньше приведенных и составляет  $\approx 10^2$  см/(Э·с) [55]. При этом в качестве механизма, обеспечивающего такие значения  $\mu_{BP}$ , могут выступать

слагаемые обменной природы в уравнении Ландау – Лифшица [56, 57]. В данном случае процесс туннелирования БТ требует значений  $\varepsilon' \geq 10^{-3}$ , что в свою очередь накладывает соответствующие условия на величины магнитных полей  $H_x$ .

Следует также отметить влияние на процесс туннелирования БТ радиальной составляющей поля  $H_r$ , размагничивания ЦМД, которая для малых смещений БТ может быть записана в виде [5, 8]

$$H_r(z_{BP}) = 16M_S z_{BP} / h. \quad (37)$$

Очевидно, что возвращающая сила, обусловленная полем размагничивания, противодействует туннелированию БТ. Вместе с тем, исходя из формул (26), (27) и (37), нетрудно определить диапазон толщин магнитных пленок  $\tilde{h}$ , для которых указанный эффект не актуален  $\tilde{h} > 16M_S \Delta \sqrt{Q} / \sqrt{2\varepsilon'} H'_c \sim 10^{-1}$  см. Понятно, что влияние возвращающей силы может быть скомпенсировано внешним градиентным магнитным полем, направленным противоположно оси ОХ выбранной системы координат, величина которого, как следует из (37), в месте нахождения БТ составляет  $\sim 10^{-1}$  Э.

Нетрудно убедиться, что для БТ (как и для вертикальной БЛ) выполняется соотношение неопределенности Гейзенберга. Действительно, определив неопределенности импульса блоховской точки  $\delta p_{BP}$  и координаты  $\delta z_{BP}$  в виде  $\delta p_{BP} \sim \sqrt{2m_{BP} \delta W_{BP}}$ , где  $\delta W_{BP} \sim W_{BP, \max} / 2$  и  $\delta z_{BP} \sim \Lambda \sqrt{\varepsilon'}$ , находим, что

$$\delta p_{BP} \delta z_{BP} \sim 4\pi M_S \gamma^{-1} \Delta^3 (h'_c)^{1/2} (\varepsilon')^{5/4} \geq \hbar,$$

при  $\varepsilon' \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  и параметрах пленки и дефекта, указанных выше.

Сравнительный анализ  $T_{c,BP}$  с температурами кроссовера для туннелирующей через дефект ДГ и БЛ показывает, что данные характеристики находятся в одном субгелиевом интервале. Полученный результат свидетельствует о том, что в случае сложных дефектов, обуславливающих коэрцитивное поле не только вдоль оси анизотропии, но и в перпендикулярной ей плоскости, имеет место, наряду с туннелированием ДГ, и квантовое туннелирование ее субструктурных нанобразований БЛ и БТ.

СПЕКТР СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ  
ВЕРТИКАЛЬНОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ  
И БЛОХОВСКОЙ ТОЧКИ

Рассмотрим колебания БЛ и БТ в доменной границе ЦМД, обусловленные воздействием на них магнитных полей:  $H_x$  для вертикальной БЛ и поля размагничивания домена в случае БТ. Данные поля для указанных нанобъектов создают в доменной границе ЦМД потенциальные ямы. При этом выражения для частот собственных колебаний блоховской линии  $\omega_{BL}$  (рассматриваем состояние ЦМД вблизи эллиптической неустойчивости) и блоховской точки  $\omega_{BP}$  имеют вид [49, 54]

$$\omega_{BL} = 2h_x \omega_M \left( \frac{6\Delta}{\pi a^2 \hbar} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2},$$

$$\omega_{BP} = \omega_M \left( \frac{\Delta}{h} \right)^{1/2} Q^{1/4}. \quad (38)$$

Покажем, что и в данном случае квантовые свойства БЛ и БТ можно описать в рамках формализма ВКБ. Действительно, ВКБ формализм справедлив, если выполняются неравенства

$$\tilde{A}_{BL} \ll 1, \quad \tilde{A}_{BP} \ll 1, \quad (39)$$

где  $\tilde{A}_{BL} = \hbar m_{BL} \tilde{F}_{BL} / \tilde{p}_{BL}^3$ ,  $\tilde{A}_{BP} = \hbar m_{BP} \tilde{F}_{BP} / \tilde{p}_{BP}^3$ ,  $\tilde{F}_{BL}$ ,  $\tilde{F}_{BP}$  – силы действующие на БЛ и БТ,  $\tilde{p}_{BL}$  и  $\tilde{p}_{BP}$  – соответствующие импульсы квазичастиц.

В рассматриваемом случае

$$\tilde{F}_{BL} = \hbar m_{BL} \omega_{BL}^2 \zeta_{BL}, \quad \tilde{p}_{BL} = \hbar m_{BL} \omega_{BL} \zeta_{BL},$$

$$\tilde{F}_{BP} = m_{BL} \omega_{BP}^2 \zeta_{BP}, \quad \tilde{p}_{BP} = \hbar m_{BP} \omega_{BP} \zeta_{BP}, \quad (40)$$

$$\zeta_{BL} \sim \Lambda \sqrt{2\varepsilon}, \quad \zeta_{BP} \sim \Lambda \sqrt{2\varepsilon'},$$

а параметры  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon' \ll 1$  являются формальными и характеризуют амплитуду колебаний БЛ и БТ, которую естественно полагать равной по порядку величине смещения квазичастиц при их квантовом туннелировании.

Учитывая (38) и (40), выражения для  $\tilde{A}_{BL}$  и  $\tilde{A}_{BP}$  после преобразований приобретают вид

$$\tilde{A}_{BL} = \frac{3}{2} \hbar h_x^{-1} \gamma^2 \omega_M^{-1} \left( \frac{\pi a^2 \Delta}{6h} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2} \Delta^{-3} \varepsilon^{-1} Q^{-1},$$

$$\tilde{A}_{BP} = \hbar \gamma^2 \omega_M^{-1} \left( \frac{h}{4\Delta} \right)^{1/2} Q^{-5/4} (\varepsilon')^{-1}. \quad (41)$$

Анализ формул (41) показывает, что неравенства (39) выполняются для БЛ при  $10^{-4} \leq \varepsilon \leq 10^{-1}$ ,  $h_x \gg 10^{-3}$  и для БТ при  $\varepsilon' \gg 10^{-5}$ . Таким образом, использование приближения

ВКБ для рассматриваемой проблемы корректно и, согласно [53],  $E_{BL,n}$ ,  $E_{BP,n}$  – энергии колебаний БЛ и БТ, можно записать

$$E_{BL,n} = \hbar \omega_{BL} (n + 1/2), \quad E_{BP,n} = \hbar \omega_{BP} (n + 1/2), \quad (42)$$

где  $n \gg 1$ .

Оценка выражений (42) при  $n \sim 10$  показывает, что квантовый характер колебания БЛ и БТ проявляют при температурах  $T_{BL} \sim (10^{-3} - 10^{-2})$  К и  $T_{BP} \sim (10^{-2} - 10^{-1})$  К соответственно. Более низкие значения  $T_{BL}$  по отношению к температуре  $T_{BL}$  отражают тот факт, что на спектр колебаний БЛ влияет "близость" ЦМД к состоянию эллиптической неустойчивости (член  $[lh^{-1} - S_2(a)]^{1/2}$  в формуле (38)). Дальнейшее уменьшение величины стабилизирующего ЦМД магнитного поля приводит к понижению "жесткости" системы, что находит свое отражение в уменьшении значений  $\omega_{BL}$  и  $T_{BL}$ , а при  $[lh^{-1} - S_2(a)]^{1/2} \rightarrow 0$ ,  $\omega_{BL}$ ,  $T_{BL} \rightarrow 0$ . В то же время, фактором эллиптической неустойчивости домена для БТ можно пренебречь. Очевидно что, прикладывая внешние переменные магнитные поля –  $H_y \cos \omega_{BL} t$  к вертикальной БЛ и  $H_x \cos \omega_{BP} t$  к БТ, можно вызвать квантовые переходы между различными энергетическими уровнями квазичастиц.

ВЫВОДЫ

Доказана принципиальная возможность квантового туннелирования через дефект наноразмерных неоднородностей доменной границы – вертикальной БЛ и БТ. Установлено, что процесс туннелирования БТ, в отличие от БЛ, происходит посредством "переноса" через потенциальный барьер всей эффективной массы квазичастицы.

Показано, что, варьируя величины внешних магнитных полей, прикладываемых к БЛ и БТ, можно изменять в достаточно широком диапазоне как скорость туннелирования (количество квантовых флуктуаций в единицу времени), так и время процесса.

Установлен квантовый характер спектра собственных колебаний БЛ и БТ, обусловленных внешним магнитным полем и полем размагничивания ЦМД соответственно.

Показано, что квантовые свойства вертикальной БЛ и БТ проявляются в субгелиевой области температур. Определены условия протекания квантовых явлений. Предложенный в работе формализм может быть распространен и на исследование структурных не-

однородностей ДГ в полосовых магнитных доменах.

Экспериментальная реализация установленных квантовых эффектов может служить практической основой для создания новых методов диагностики и исследования дефектов и внутренней структуры ДГ в магнитных пленках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Konishi S.A.* A new ultra-high – density solid state memory: Bloch line memory // *IEEE Trans. Magn.* – 1983. – V. 19, N 5. – P. 1838–1840.
2. *Kläui M., Vaz C.A.F., Bland J.A.C. et al.* Head-to-head domain-wall phase diagram in mesoscopic ring magnets // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 85, N 23. – P. 5637–5639.
3. *Laufenberg M., Backes D., Bühner W. et al.* Observation of thermally activated domain wall transformations // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88, N 5. – Doi: 10.1063/1.2168677.
4. *Nakatani Y., Thiaville A., Miltat J.* Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram // *J. Magn. Mater.* – 2005. – V. 290–291, Part 1. – P. 750–753.
5. *Лисовский В.Ф.* Физика цилиндрических магнитных доменов. – Москва: Советское радио, 1979. – 192 с.
6. *Бобек Э., Делла-Торре Э.* Цилиндрические магнитные домены. – Москва: Энергия, 1977. – 192 с.
7. *Раев В.К., Ходенков Г.Е.* Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники. – Москва: Энергоиздат, 1981. – 215 с.
8. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – Москва: Мир, 1982. – 382 с.
9. *Эшенфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. – Москва: Мир, 1983. – 496 с.
10. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И.* Цилиндрические магнитные домены и их решетки. – Киев: Наукова думка, 1988. – 165 с.
11. *Волков В.В., Боков В.А.* Динамика доменной стенки в ферромагнетиках // *Физика твердого тела.* – 2008. – Т. 50, № 2. – С. 193–221.
12. *Белотелов В.И., Логвинов А.С., Николаев А.В.* Детектирование и исследование магнитных микро- и наноструктур с применением оптической микроскопии темного поля // *Физика твердого тела.* – 2003. – Т. 45, № 3. – С. 490–499.
13. *Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кудачков А.Д.* Экспериментальное обнаружение особенностей типа "блоховская точка" в доменной границе // *Письма в ЖЭТФ.* – 1988. – Т. 47, № 3. – С. 134–135.
14. *Thiaville A., Miltat J.* Neel lines in the Bloch walls of bubble garnets and their dark-field observation // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 68, N 6. – P. 2883–2891.
15. *Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кузьменко С.Н.* Взаимные превращения и аннигиляция микроструктурных элементов в 180-градусной доменной границе железа // *ЖЭТФ.* – 1992. – Т. 102, № 2. – С. 235–242.
16. *Зубов В.Е., Гаджиев А.М., Кудачков А.Д. и др.* Приповерхностные точечные и линейные магнитные структурные элементы в слабоанизотропных магнетиках // *Письма в ЖЭТФ.* – 1999. – Т. 69, № 6. – С. 443–446.
17. *Логвинов А.С., Николаев А.В., Николаева Е.П. и др.* Модификация структуры доменных границ и зарождение субмикронных магнитных образований методами локального оптического воздействия // *ЖЭТФ.* – 2000. – Т. 117, № 3. – С. 571–581.
18. *Николаев А.В., Николаева Е.П., Онищук В.Н. и др.* Новые механизмы оптической записи-считывания информации в магнитных средах // *ЖЭТФ.* – 2002. – Т. 72, № 6. – С. 50–55.
19. *Didosyan Y.S., Reider G.A., Hauser H.* "Bloch lines" in domain walls of yttrium orthoferrite // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 85, N 8. – P. 5589–5991.
20. *Wachowiak A., Weibe J., Bode M. et al.* Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores // *Science.* – 2002. – V. 298, N 5593. – P. 577–580.
21. *Egami T.* Theory of bloch wall tunneling // *Phys. Status Solidi B.* – 1973. – V. 57, N 1. – P. 211–224.
22. *Egami T.* Theory of intrinsic magnetic aftereffect II. Tunneling process and comparison with experiment // *Phys. Status Solidi A.* – 1973. – V. 20, N 1. – P. 157–165.

23. *Barbara B., Fillion G., Gignoux D., Lemaire R.* Magnetic aftereffect associated with narrow domain walls in some rare earth based intermetallic compounds // *Solid State Commun.* – 1972. – V. 10, N 12. – P. 1149–1151.
24. *Chudnovsky E.M.* Macroscopic quantum tunneling of the magnetic moment // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 73, N 10. – P. 6697–6702.
25. *Stamp P.C.E.* Quantum dynamics and tunneling of domain walls in ferromagnetic insulators // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V. 66, N 21. – P. 2802–2805.
26. *Cudnovsky E.M., Iglesias O., Stamp P.C.E.* Quantum tunneling of domain wall in ferromagnets // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, N 9. – P. 5392–5404.
27. *Добровицкий В.В., Звездин А.К.* Квантовое туннелирование доменной границы в слабом ферромагнетике // *ЖЭТФ.* – 1996. – Т. 109, № 4. – С. 1420–1423.
28. *Makhro V.V.* Thermostimulated domain wall quantum tunneling in the high-temperature region // *J. Phys. Condens. Mater.* – 1998. – V. 10, N 31. – P. 6911–6918.
29. *Махро В.В.* Макроскопическое резонансное квантовое туннелирование доменных границ // *Физика твердого тела.* – 1998. – Т. 40, № 10. – С. 1855–1860.
30. *Barbara B., Chudnovsky E.* Macroscopic quantum tunneling in antiferromagnets // *Phys. Lett. A.* – 1990. – V. 145, N 4. – P. 205–208.
31. *Tejada J., Zhang X.X., Balcells LI.* Nonthermal viscosity in magnets: Quantum tunneling of the magnetization // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 73, N 10. – P. 6709–6714.
32. *Hong K., Giordano N.* Evidence for domain wall tunneling in a quasi-dimensional ferromagnetic // *J. Phys. Condens. Mater.* – 1996. – V. 8, N 19. – P. 301–306.
33. *Hong K., Giordano N.* Resistance of a domain wall in a thin ferromagnetic wire // *J. Phys. Condens. Mater.* – 1998. – V. 10, N 24. – P. 401–407.
34. *Ruediger U., Zhang J.Yu.S., Kent A.D., Parkin S.S.* Negative domain wall contribution to the resistivity of microfabricated Fe wires // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 80, N 25. – P. 5639–5642.
35. *Prinz G.A.* Magnetoelectronics applications // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 200, N 1–3. – P. 57–68.
36. *Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C. et al.* Magnetic domain wall logic // *Science.* – 2005. – V. 309, N 5741. – P. 1688–1692.
37. *Иванов Б.А., Колежук А.К.* Квантовое туннелирование намагниченности в доменной стенке малой площади // *Письма в ЖЭТФ.* – 1994. – Т. 60, № 11. – С. 792–795.
38. *Попков А.Ф.* Тепловые и квантовые флуктуации доменной границы в тонкой магнитной проволоке // *Физика твердого тела.* – 2002. – Т. 44, № 1. – С. 135–139.
39. *Dobrovitski V.V., Zvezdin A.K.* Macroscopic quantum tunneling of solitons in ultrathin films // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 156, N 1–3. – P. 205–206.
40. *Галкина Е.Г., Иванов Б.А.* Квантовое туннелирование в магнитном вихре двумерного легкоплоскостного магнетика // *Письма в ЖЭТФ.* – 1995. – Т. 61, № 6. – С. 495–498.
41. *Звездин А.К., Попков А.Ф., Редько В.Г.* Простая модель движения блоховской линии в доменной границе // *Журнал технической физики.* – 1985. – Т. 55, № 9. – С. 1884–1886.
42. *Редько В.Г., Сереченко В.А., Шермергор Т.Д.* Однонаправленное продвижение вертикальных блоховских линий при наличии коэрцитивности // *Журнал технической физики.* – 1986. – Т. 56, № 8. – С. 1611–1615.
43. *Thiaville A., Garcia J.M., Dittrich R. et al.* Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 67, N 9. – P. (094410)1–12.
44. *Okuno T., Shigeto K., Ono T. et al.* MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 240, N 1–3. – P. 1–6.
45. *Niedoba N., Labrune M.* Magnetization reversal via Bloch points nucleation in nanowires and dots: a micromagnetic study // *Eur. Phys. J. B.* – V. 47, N 4. – P. 467–478.
46. *Шпак А.П., Шевченко А.Б.* Квантовое туннелирование блоховской линии в одноосных магнитных пленках с сильной магнитной анизотропией // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2006. – Т. 28, № 12. – С. 1581–1587.
47. *Шевченко А.Б.* Квантовое туннелирование блоховской линии в доменной границе цилиндрического магнитного домена //

- Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77, № 10. – С. 128–130.
48. Шпак А.П., Шевченко А.Б., Куницкий Ю.А. Квантовое туннелирование субструктурных нанообразований доменной границы в реальных магнитных пленках с высоким фактором качества // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2008. – Т. 30, № 6. – С. 1315–1324.
49. Шпак А.П., Шевченко А.Б. Влияние субструктурных нанообразований доменной границы цилиндрического магнитного домена на ее динамику во внешних магнитных полях // *Металлофиз. и новейшие технол.* – 2004. – Т. 26, № 12. – С. 1601–1609.
50. Thiele A.A. Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of the magnetic domains // *J. Appl. Phys.* – 1974. – V. 45, N 1. – P. 375–393.
51. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кузьменко С.Н. Аномальная коэрцитивность блоховской точки в монокристаллах железа // *Письма в ЖЭТФ.* – 1990. – Т. 51, № 8. – С. 419–422.
52. Leggett A.J. Quantum tunneling in the presence of an arbitrary linear dissipation mechanism // *Phys. Rev. B.* – 1984. – V. 30, N 3. – P. 1208–1218.
53. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – Москва: Наука, 1989. – 767 с.
54. Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б. Динамика точки блоха – точечного солитона в ферромагнетике // *ЖЭТФ.* – 1989. – Т. 95, № 4. – С. 1523–1529.
55. Горнаков В.С., Никитенко В.И., Прудников И.А. Подвижность блоховской точки вдоль блоховской линии // *Письма в ЖЭТФ.* – 1989. – Т. 50, № 11. – С. 479–482.
56. Галкина Е.Г., Иванов Б.А. Феноменологическая теория релаксации блоховской точки // *Физика твердого тела.* – 1991. – Т. 33, № 4. – С. 1277–1281.
57. Galkina E.G., Ivanov B.A., Stephanovich V.A. Phenomonological theory of Bloch point relaxation // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1993. – V. 118, N 3. – P. 373–378.

Поступила 15.02.2011, принята 21.03.2011

## Квантові властивості структурних неоднорідностей доменної стінки в магнітних плівках з сильною одновісною магнітною анізотропією

А.Б. Шевченко, Ю.А. Куницький, М.Ю. Барабаш

*Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова Національної академії наук України  
бульв. Академіка Вернадського 36, Київ 03680, Україна  
Технічний центр Національної академії наук України  
вул. Покровська 13, Київ 03070, Україна, nanosys@imp.kiev.ua*

*Досліджені квантові властивості нанорозмірних неоднорідностей доменної стінки – вертикальної блохівської лінії та блохівської точки. Показано, що в субгелієвій області температур має місце тунелювання блохівської лінії та блохівської точки через дефект, який розташований в доменній стінці циліндричного магнітного домену. Встановлено квантовий характер коливань блохівської лінії та блохівської точки, що обумовлені зовнішнім магнітним полем та полем розмагнічування домену відповідно.*

## Quantum Properties of Structural Inhomogeneities of the Domain Wall in the Magnetic Films with Strong Uniaxial Magnetic Anisotropy

A.B. Shevchenko, Yu.A. Kunitsky, M.Yu. Barabash

*Kurdumov Institute for Metal Physics of National Academy of Sciences of Ukraine  
36 Vernadsky Avenue, Kyiv 03680, Ukraine  
Technical centre of National Academy of Sciences of Ukraine  
13 Pokrovskaya Street, Kyiv 03070, Ukraine, nanosys@imp.kiev.ua*

*Quantum properties of nanosized inhomogeneities of the domain wall – vertical Bloch line and Bloch point – have been studied. It has been shown that the Bloch line and Bloch point tunneling through the defect of the domain wall of magnetic bubble takes place in subhelium temperature range. The Bloch line and Bloch point oscillations caused by external magnetic field and by demagnetization one respectively have been found to be of a quantum nature.*