Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2013, т. 39, № 2, с. 199–202

Надбарьерное отражение блоховской точки в одноосных ферромагнетиках с сильной магнитной анизотропией

А.Б. Шевченко

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев-142, 03680, Украина
E-mail: abs@imp.kiev.ua
Ferro2364@yandex.ru

М.Ю. Барабаш

Технический центр НАН Украины, ул. Покровская, 13, г. Киев, 04070, Украина

Статья поступила в редакцию 22 июня 2012 г., после переработки 13 августа 2012 г.

Показана принципиальная возможность надбарьерного отражения блоховской точки от потенциала дефекта в одноосных ферромагнетиках с сильной магнитной анизотропией. Установлено, что температура, соответствующая рассмотренному квантовому эффекту, находится в субгелиевой области температур.

Показано принципову можливість надбар'єрного відбиття блохівської точки від потенціалу дефекту в одновісних феромагнетиках з сильною магнітною анізотропією. Встановлено, що температура, яка відповідає розглянутому квантовому ефекту, знаходиться в субгелієвій області температур.

PACS: 75.70.kw Доменная структура (включая магнитные домены и вихри);
75.45.+j Макроскопические квантовые явления в магнитных системах.

Ключевые слова: одноосный ферромагнетик, надбарьерное отражение, доменная граница, вертикальная блоховская линия, блоховская точка.

Актуальной задачей физики наноразмерных магнитных систем является исследование доменных границ (ДГ) со сложной внутренней структурой в одноосных ферромагнетиках, поле магнитной анизотропии которых существенно превышает намагниченность насыщения материала. Среди структурных неоднородностей ДГ выделяют вертикальные блоховские линии (БЛ) и блоховские точки (БТ) [1]. Данные объекты являются устойчивыми нанобразованиями с характерным размером $\sim 10^2$ нм и рассматриваются в качестве элементной базы в запоминающих устройствах на магнитной основе [2]. Следует также отметить наличие структур подобных вертикальным БЛ и в цилиндрических нанопроволоках [3].

В области низких температур ($T < 1$ К) ДГ, вертикальная БЛ и БТ проявляют себя как квантовые объекты. Так, в работах [4−8] исследовали квантовые флуктуации топологического заряда ДГ (параметр, характеризующий направление разворота вектора намагниченности в центре ДГ) в различных ферро- и антиферромагнитных материалах, в [9] — колебания топологического заряда вертикальной БЛ. Туннелирование ДГ через точечный дефект в одноосных и слабых ферромагнетиках изучали в работах [10] и [11]. Квантовый депиннинг вертикальной БЛ в одноосных магнитных пленках с сильной магнитной анизотропией рассмотрен в статье [12], блоховской точки — в [13].

Заметим, что туннелирование ДГ и вертикальной БЛ осуществляется посредством подбарьерного перехода малых участков площади ДГ или длины в случае БЛ. При этом как ДГ, так и вертикальная БЛ находятся перед барьером в метастабильном минимуме, что и обеспечивает процесс их туннелирования. В то же время, депиннинг БТ происходит путем «прохождения» через потенциальный барьер сразу всей эффективной массы квазичастицы. Данный результат свидетельствует, что наличие метастабильного минимума в потенциале взаимодействия БТ с дефектом (в отличие от ДГ или БЛ) не является необходимым. Это обстоятельство упрощает рассмотрение для БТ такой задачи как надбарьерное отражение квазичастицы от потенциала дефекта. При этом скорость, с которой БТ «падает» на барьер, может быть обусловлена импульсом магнитного поля, приложенного к БТ. В таком случае, как мы увидим ниже, потенциал взаимодействия БТ с дефектом имеет достаточно простой вид. Очевидно, что эффект наиболее заметен в случае, когда энергия блоховской точки не намного превышает высоту потенциального барьера U_0.

Изучению указанной выше проблемы в ферромагнетиках, фактор качества которых Q (отношение энергии магнитной анизотропии к магнитостатической энергии) значительно больше единицы, и посвящена предлагаемая работа.

Рассмотрим ДГ, элементами внутренней структуры которой являются вертикальная БЛ и точка Блоха, разделяющая линию Блоха на два участка с разными знаками топологического заряда. Введем декартову систему координат с началом в центре БТ, ось OZ направим вдоль оси анизотропии, OY — нормально плоскости ДГ. Исходя из уравнений Слончевского [1] можно показать, что в области доменной границы $\Delta < r \le \Lambda$, где Δ — ширина ДГ, $r=\sqrt{x^2+z^2}$, $\Lambda=\Delta\sqrt{Q}$ — характерный размер БЛ, происходит искажение блоховской точкой магнитной структуры вертикальных БЛ, которому соответствует следующее «вихревое решение» [14]:

$$\operatorname{tg}\varphi = z/x\,, \tag{1}$$

где $\varphi=\operatorname{arctg} M_y/M_x$, $M_{x,y}$ — компоненты вектора намагниченности.

Очевидно, что указанный выше участок ДГ корректно считать актуальной областью БТ. Именно данная область дает основной вклад в $m_{BP}=\Delta/\gamma^2$ (γ — гиромагнитное отношение) — эффективную массу БТ [14]. При этом распределение намагниченности вдоль оси OY имеет блоховский вид: $\sin\theta = 1/\operatorname{ch}(y/\Delta)$, где θ — полярный угол в выбранной системе координат.

Учитывая (1) и полагая автомодельным ($\varphi=\varphi(z-z_0,x)$, z_0 — координата центра БТ) характер движения БТ вдоль ДГ, можно после ряда преобразований энергию взаимодействия точки Блоха W_H с магнитным полем H_y записать следующим образом:

$$W_H=-M_S\pi\Delta z_0 H_y \int\limits_{\Delta<r\le\Lambda} dxdz\left.\left(\cos\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)\right|_{z_0=0} \approx$$
$$\approx -M_S\pi^2\Delta\Lambda z_0 H_y\,, \tag{2}$$

где M_S — намагниченность насыщения материала.

Исходя из формулы (2) уравнение динамики БТ в импульсном магнитном поле $H_y(t)=H_0\chi(1-t/T)$ представим в виде

$$m_{BP}\frac{\partial v}{\partial t}+\tilde{F}=\pi^2\Lambda\Delta M_S H_y\,(t)\,, \tag{3}$$

где $v=\partial z_0/\partial t$ — скорость БТ, t — время, $\chi(1-t/T)$ — функция Хевисайда, H_0 — амплитуда, T — длительность импульса, $\tilde{F}\sim\alpha\omega_M m_{BP}v$ — сила вязкого трения, $\alpha\sim10^{-2}-10^{-3}$ — параметр затухания намагниченности, $\omega_M=4\pi\gamma M_S$.

Интегрируя уравнение (3) при $T\le t \ll \alpha^{-1}\omega_M^{-1}$, находим скорость движения точки Блоха по окончании действия импульса магнитного поля: $v(t)=\pi^2 M_S\Lambda\Delta H_0 T/m_{BP}$. Соответственно, E_{BP} — энергия блоховской точки в актуальном временном интервале имеет вид

$$E_{BP}=m_{BP}v^2/2=\pi^2\omega_M^2T^2\Lambda^2\Delta H_0^2/32\,. \tag{4}$$

Отметим, что исследование, проводимое для $t\ll\alpha^{-1}\omega_M^{-1}$ (или учитывая величину затухания намагниченности $\omega_M t\ll 10^2-10^3$), позволяет нам пренебречь влиянием на процесс силы $\tilde{F}$, природа которой рассмотрена в [15] и обусловлена учетом слагаемых обменной природы в уравнении Ландау–Лифшица для вектора намагниченности ферромагнетика [16].

Будем считать, что дефект расположен в точке $z_0=0$. Тогда, раскладывая $U_d(z_0)$, потенциал взаимодействия БТ с дефектом, в ряд вблизи данной точки, можем записать

$$U_d(z)=U_0(1-z_0^2/2\Lambda^2)\,, \tag{5}$$

где $U_0=\pi^2\Lambda^2\Delta M_S H_c$ — высота потенциального барьера, H_c — коэрцитивная сила дефекта.

Отметим, что феноменологические выражения для потенциалов взаимодействия ДГ и ее структурных неоднородностей с дефектом, которые использовали в работах [10–13], по сути, представляют собой разложение потенциала в ряд вблизи точки перегиба функции $U_d(z_0)$, т.е. в точке, в которой поле дефекта максимально. Естественно полагать, что если ДГ, вертикальная БЛ или БТ преодолевают барьер в данном месте, то для них вероятен процесс туннелирования и в целом. На этом факте и основано рассмотрение указанного эффекта в цитированных выше работах. В нашем же случае необходима асимптотика потенциала вблизи его максимального значения, т.е. вблизи точки $z_0=0$.

Определив энергию «падающей» на барьер БТ, в рамках ВКБ приближения, следуя формализму изложенному в [17,18], коэффициент надбарьерного отражения точки Блоха R определяем по формуле

$$R=\mathrm{e}^{-\beta}\,, \tag{6}$$

где $$\beta = \frac{2}{\hbar}\mathrm{Im}\int_{z_{0_2}}^{z_{0_1}} dz_0\sqrt{2m_{BP}\left(E_{BP}-U_d(z_0)\right)},$$

$\hbar$ — постоянная Планка, z_{0_1}, z_{0_2} — корни уравнения $E_{BP}-U_d(z_0)=0$.

Учитывая выражение для потенциала (5), из (6) находим

$$\beta = \pi\sqrt{2m_{BP}}E_{BP}\Delta\varepsilon\Big/\hbar\sqrt{U_0}\ , \qquad (7)$$

где параметр $\varepsilon = (E_{BP}-U_0)/E_{BP} << 1$ (напомним, что мы рассматриваем случай, когда энергия E_{BP} близка к U_0).

Используя (4), формулу (7) можно переписать в виде

$$\beta = \pi\left(2M_S H_c\right)^{1/2}\varepsilon\gamma^{-1}\Delta^3 Q^{1/2}\Big/\hbar. \qquad (8)$$

Для полей дефекта $H_c \sim 30$–50 Э [19] (см. также работы [20,21], в которых исследовали динамические свойства БТ в железо-иттриевых гранатах), и параметров ферромагнетика $Q \sim 10$, $M_S \sim 10-10^2$ Гс, $\gamma \sim 2\cdot 10^7$ Э$^{-1}\cdot$с$^{-1}$, $\Delta \sim 10^{-6}$ см, при $\varepsilon \ge 5\cdot 10^{-5}$, из (6) и (8) получаем $R \le 10^{-1}$, что находится в соответствии с критерием применимости формулы (6) (см. в [18]).

Заметим, что из выражений (6), (7) следует $R \to 0$ при $U_0 \to 0$, т.е. получаем физически согласованный вывод об исчезновении эффекта надбарьерного отражения БТ при отсутствии потенциального барьера.

Исходя из очевидного соотношения

$$\tau \sim \Delta\left(\frac{m_{BP}}{U_0}\right)^{1/2} = \frac{4}{\omega_M}\left(\frac{M_S}{H_c}\right)^{1/2} Q^{-1/2}$$

и приведенных выше численных данных, определяем τ — характерное время взаимодействия БТ с дефектом: $0{,}6 \le \omega_M\tau \le 2{,}3$. Нетрудно видеть, что τ удовлетворяет соотношению $\omega_M\tau < \omega_M t \sim 10-10^2$, которое в совокупности с оценкой для R указывает на возможность осуществления исследуемого квантового явления. При этом, анализ формулы (4) показывает, что амплитуда импульсного магнитного поля $H_0 \sim 4\pi\,(M_S H_c)^{1/2}/\omega_M T < 8M_S$, что согласуется с требованием к величинам планарных магнитных полей, прикладываемых к ДГ [1].

Рассмотрим теперь вопрос о корректности применимости ВКБ приближения. Поскольку в нашем случае $E_{BP} \approx U_0$, то условие «квазиклассичности» точки Блоха и потенциального барьера фактически совпадают и в соответствии с [22] сводятся к выполнению такого неравенства:

$$\delta z_0\sqrt{m_{BP}U_0}\Big/\hbar >> 1, \qquad (9)$$

где $\delta z_0 = \Delta\sqrt{2(E_{BP}-U_0)/U_0} \approx \Delta\sqrt{2\varepsilon}$.

Учитывая явный вид U_0, формулу (9) можно переписать в виде

$$\pi\gamma^{-1}\Delta^3\left(M_S H_c\right)^{1/2} Q^{1/2}\varepsilon^{1/2} >> \hbar.$$

Анализ приведенного неравенства показывает его выполнение при значениях $\varepsilon \ge 10^{-4}$, что, фактически, является оценкой «снизу» для этого параметра.

Критическую температуру T_c, соответствующую рассматриваемому эффекту, определим из показателя экспоненты формулы (6) с помощью соотношения $k_B T_c = \beta^{-1}(E_{BP}-U_0)$, где k_B — постоянная Больцмана. Тогда, учитывая (6) и (8), имеем

$$T_c = \frac{\hbar U_0^{1/2}}{\pi k_B\sqrt{2m_{BP}}\Delta} = \frac{\hbar\gamma}{\sqrt{2}k_B}\left(M_S H_c\right)^{1/2}. \qquad (10)$$

Оценка выражения (10) показывает, что $T_c \sim 10^{-3}-10^{-2}$ К. Такие значения T_c находятся в одном интервале с критическими температурами для процессов туннелирования через дефект ДГ, вертикальной БЛ и БТ [10−13]. Этот факт указывает на важность учета эффекта надбарьерного отражения БТ при исследовании квантовых свойств данных магнитных неоднородностей. Экспериментальная же реализация указанных явлений может служить базой для создания новых методов диагностики ферромагнитных материалов и прецизионных методик исследования внутренней структуры их ДГ.

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
2. S.A. Konishi, *IEEE Trans. Magn.* **19**, 1838 (1983).
3. N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B* **78**, 184411 (2008).
4. S. Takagi and G. Tatara, *Phys. Rev. B* **54**, 9920 (1996).
5. J. Shibata and S. Takagi, *Phys. Rev. B* **62**, 5719 (2000).
6. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, S. Savel'ev, and Franko Nori, *Phys. Rev. B* **77**, 134425 (2009).
7. Б.А. Иванов, А.К. Колежук, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 792 (1994).
8. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and V.E. Kireev, *Phys. Rev. B* **58**, 11514 (1999).
9. V.V. Dobrovitski and A.K. Zvezdin, *J. Magn, Magn. Mater.* **156**, 205 (1996).
10. E.M. Chudnovsky, O. Iglesias, and P.C.E. Stamp, *Phys. Rev. B* **46**, 5392 (1992).
11. В.В. Добровицкий, А.К. Звездин, *ЖЭТФ* **109**, 1420 (1996).
12. А.Б. Шевченко, *ЖТФ* **77**, 128 (2007).
13. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ* **37**, 867 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 690 (2011)].
14. Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ* **95**, 1523 (1989).
15. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn, Magn. Mater.* **118**, 373 (1993).
16. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
17. В.Л. Покровский, Е.М. Халатников, *ЖЭТФ* **40**, 1713 (1961).

18. П.В. Елютин, В.Д. Кривченков, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1976).
19. В.Е. Зубов, Г.С. Кринчик, С.Н. Кузьменко, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 419 (1990).
20. Ю.П. Кабанов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 551 (1989).
21. В.С. Горнаков, В.И. Никитенко, И.А. Прудников, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 479 (1989).
22. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).

Bloch point reflection above-a-barrier in uniaxial ferromagnets with strong magnetic anisotropy

A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash

It is shown that the above-a-barrier reflection of the Bloch point from defect potential in a uniaxial ferromagnets with a strong magnetic anisotropy is of possibility in principle. It is established that the considered quantum effect temperature is within a subhelium temperature range.

PACS: 75.70.kw Domain structure (including magnetic bubbles and vortices);
75.45.+j Macroscopic quantum phenomena in magnetic systems.

Keywords: uniaxial ferromagnetic, above a barrier reflection, domain wall, vertical Bloch line, Bloch point.