Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2016, т. 42, № 1, с. 56–59

Квантовые колебания блоховской точки в доменной границе цилиндрического магнитного домена

А.Б. Шевченко

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Акад. 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 24 июля 2015 г., опубликована онлайн 23 ноября 2015 г.

Показано, что в области низких температур в доменной границе цилиндрического магнитного домена имеют место квантовые осцилляции точки Блоха. Определены условия осуществления данного явления.

Показано, що в області низьких температур в доменній границі циліндричного магнітного домену мають місце квантові осциляції точки Блоха. Визначено умови здійснення цього явища.

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

Ключевые слова: магнитная пленка, доменная граница, цилиндрический магнитный домен, блоховская точка, квантовые колебания.

Одной из актуальных задач современной физики магнитных явлений является исследование структурных неоднородностей доменных границ (ДГ) в одноосных ферромагнетиках. В материалах с фактором качества $Q >> 1$ (отношение энергии одноосной магнитной анизотропии к магнитостатической энергии) среди элементов внутренней структуры ДГ особо выделяют локализованные устойчивые наноразмерные образования — вертикальные блоховские линии (ВБЛ) и блоховские точки (БТ) [1] (см. также работы [2–9], в которых ВБЛ и БТ детектировались экспериментально). Многие аспекты, связанные с динамикой данных структур, к настоящему времени достаточно хорошо изучены (см., например, обзор [10] и приведенную там библиографию). Результаты этих исследований определяют перспективу использования ВБЛ и БТ в качестве элементной базы в микро- и наноэлектронике.

Дальнейшее развитие области применимости ВБЛ и БТ напрямую связано с изучением их квантовых свойств, которые проявляются в субгелиевой области температур [11–15]. При этом существенную роль в данных процессах играет наличие внешних магнитных полей и дефектов структуры ДГ. Указанные факторы формируют потенциальный барьер для ВБЛ и БТ, обусловливая такие эффекты, как туннелирование и надбарьерное отражение. Очевидно, что поля размагничивания доменов также влияют на квантовую динамику структурных неоднородностей ДГ. Обозначенная проблема довольно просто представляется для БТ в доменной границе цилиндрического магнитного домена (ЦМД). В этом случае малые колебания БТ возбуждаются полем размагничивания домена, квантовый аналог которых к настоящему времени не исследован.

Определению условий возникновения квантовых осцилляций БТ в доменной границе ЦМД в ферромагнитной пленке с сильной одноосной магнитной анизотропией и посвящена данная работа. Решение поставленной задачи является также вкладом в развитие теории физики макроскопических квантовых явлений в магнитных мезоскопических системах со сложной внутренней структурой.

Рассмотрим точку Блоха в ЦМД, образованном в магнитной пленке толщиной h. В декартовой системе координат с началом в центре домена (ось OZ направлена вдоль оси анизотропии, OY — вдоль вектора намагниченности $\mathbf{M}_S$ в центре ВБЛ) выражение для W_H — энергии взаимодействия БТ с внешним магнитным полем $\mathbf{H}_y = -H\mathbf{e}_y$ снимающим энергетическую эквивалентность участков ВБЛ, разделенных БТ, имеет вид [14]

$$W_H = \pi^2 \Lambda \Delta H z_{BP} , \qquad (1)$$

где z_{BP} — координата смещения центра БТ.

В свою очередь радиальная составляющая поля размагничивания цилиндрического магнитного домена H_r [1], вынуждающего малые колебания БТ, записывается следующим образом:

$$H_r(z_{BP}) = 16 M_S z_{BP}/h . \qquad (2)$$

Используя выражение (2), а также полагая выполненным соотношение $\Lambda << r$, где $\Lambda = \Delta\sqrt{Q}$ — актуальный масштаб ВБЛ и БТ, r — радиус домена, учитывая формулу (1), частоту собственных гармонических колебаний точки Блоха ω_{BP} представим в виде

$$\omega_{BP} = \omega_M \left(\frac{2\Delta}{h}\right)^{1/2} Q^{1/4} , \qquad (3)$$

где $\omega_M = 4\pi\gamma M_S$, γ — гиромагнитное отношение, Δ — ширина ДГ.

Следует отметить, что выражение (3) получается с учетом того факта, что m_{BP} — эффективная масса точки Блоха — описывается формулой

$$m_{BP} = \Delta/\gamma^2 . \qquad (4)$$

Соотношение (4) установлено в работе [16] для точки Блоха, обусловливающей локальный характер гиротропного изгиба ДГ, стабилизированной градиентным полем подмагничивания H_g, величина которого удовлетворяет соотношению

$$s/\Lambda > 1 , \qquad (5)$$

где $s = \sigma_0^{1/2}/(2M_S H_g)^{1/2}$ — критическое значение деформации ДГ. $\sigma_0 = 8\pi\Delta M_S^2 Q$ — поверхностная энергия ДГ.

В нашем случае роль стабилизирующего ДГ поля играет внешнее однородное поле подмагничивания, направленное вдоль оси анизотропии пленки и влияющее на фазовое состояние домена, спектр которого представляет дискретный набора гармоник. Не ограничивая общности рассуждений, выделим эллиптическую моду (состояние, довольно просто реализуемое практически). Тогда, исходя из вида магнитостатической энергии ЦМД [17], нетрудно убедиться, что в нашем случае неравенство (5) можно переписать следующим образом:

$$\left(a\sqrt{Q}/3\pi\,[lh^{-1} - S_2(a)]\right)^{1/2} > 1 , \qquad (6)$$

где $a = 2r/h$, $l = \sigma_0/4\pi M_S^2$ — характеристическая длина пленки [1], $S_2(a)$ — силовая функция Тиля [18].

Поскольку для ЦМД пленок и образованных в них доменов $a \sim 1$, $lh^{-1} - S_2(a) \le 10^{-1}$, то констатируем выполнение соотношения (6), а следовательно, и корректность использования формулы (4) для эффективной массы БТ в доменной границе ЦМД.

Таим образом, учитывая изложенное выше, энергию квантовых колебаний блоховской точки E_n запишем в виде

$$E_n = \hbar\omega_{BP}(n + 1/2) , \qquad (7)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, $n = 0, 1, 2 \ldots$

Для изучения осцилляций БТ будем использовать квазиклассическое приближение $n >> 1$ (оценку его применимости проведем ниже). В данном подходе амплитуда A_n колебаний БТ находится из сравнения ее полной механической энергии $m_{BP}\omega_{BP}^2 A_n^2/2$ и энергии (7):

$$A_n = \sqrt{\frac{\hbar(2n+1)}{m_{BP}\omega_{BP}}} . \qquad (8)$$

Как известно [19], переходы с основного уровня осциллятора в квазиклассическую область могут быть индуцированы внешней однородной силой, действующей вдоль оси колебаний. В нашем случае в качестве такой силы выступает постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_y$, обусловливающее перемещение БТ вдоль ДГ. Очевидно, что для возбуждения квантовых уровней $n >> 1$ необходимо, чтобы средняя энергия взаимодействия БТ с магнитным полем $W_H/2$ существенно превосходила «межуровневую» энергию осциллятора $\hbar\omega_{BP}$.

Таким образом, приравнивая, с учетом (1), выражение $W_H/2$ к полной энергии колебаний БТ, определяем среднее значение координаты ее центра $\bar{z}_{BP} = \pi^2 \Lambda\Delta H/m_{BP}\omega_{BP}^2$, и соответствующую энергию взаимодействия БТ с магнитным полем $W_H/2 = \pi^4 \Lambda^2 \Delta^2 M_S^2 H^2/2 m_{BP}\omega_{BP}^2$.

Используя формулы (3), (4), находим значения магнитных полей $\tilde{h} = H/8M_S$, обеспечивающих «квазиклассичность» данного процесса

$$\tilde{h} >> \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \hbar^{1/2}\gamma^{1/2} \left(\frac{2\Delta}{h}\right)^{3/4} Q^{-1/8}\Delta^{-3/2} M_S^{-1/2} . \qquad (9)$$

При этом w_n — вероятность распределения $\tilde{n} = W_H/2\hbar\omega_{BP}$ квантов по n дискретным уровням определяется известным распределением Пуассона [19]:

$$w_n = \frac{1}{n!} e^{-\tilde{n}} \tilde{n}^n . \qquad (10)$$

Оценка выражения (9) для параметров: $\gamma \sim 10^7$ Э$^{-1}$с$^{-1}$, Q ~ 10, $\Delta \sim 10^{-6}$ см, $h \sim 10^{-4}$ см, $M_S \sim (10\text{–}10^2)$ Гс [1,17] дает

$$\tilde{h} \ge 3 \cdot 10^{-2} . \qquad (11)$$

Нетрудно видеть, что соотношение (11) согласуется с требованием к величинам внешних планарных магнитных полей, прикладываемых к ДГ [1]: $\tilde{h} < 1$. В обратном случае внутренняя структура ДГ поляризуется по направлению поля.

Положим $\tilde{n} \sim 10$, тогда согласно (10) характерный квантовый уровень, возбуждаемого магнитным полем осциллятора $n \sim 10$. Далее, из соотношения $\hbar\omega_{BP} n \sim k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана), с учетом (3) и приведенных выше параметров пленки, находим температуру T данного процесса

$$T \sim (10^{-2} - 10^{-1}) \text{ K}.$$

Используя формулы (3), (4), (8), оцениваем также порядок величины смещения $\sim 10^{-2}\Lambda$ и скорости БТ $\sim 10^{-3}\omega_M \Lambda$.

Нетрудно убедиться, что полученные выше величины находятся в одних диапазонах с аналогичными характеристиками БТ, соответствующим эффектам ее туннелирования [13] и надбарьерного отражения [14], что указывает на общность проявления квантовых свойств в значениях температур и динамических переменных рассмотренных явлений.

Следует отметить, что при изучении квантовых колебаний БТ мы не учитывали воздействие на процесс силы вязкого затухания намагниченности F_r. Проведем оценку ее влияния. Для этого сравним $F_r \sim \sim \alpha\omega_M m_{BP} A_n \omega_{BP}$, где α — параметр затухания намагниченности, который для обычных ЦМД материалов можно полагать равным ~ 10^{-3}–10^{-2} [1,17], с силой, действующей на БТ со стороны магнитного поля $F_H = \partial W_H / \partial z_{BP}$. Используя формулы (1), (3) (4), (7), с учетом сказанного выше, находим $F_r/F_H << 1$, при $\tilde{h} >> \alpha\sqrt{\pi(2n+1)\hbar}Q^{-3/8}\Delta^{-3/2}\gamma^{1/2}(2\Delta/h)^{1/4}M_S^{-1/2}$.

Анализ данного выражения при $n \sim 10$ показывает, что влиянием силы F_r на спектр собственных колебаний БТ можно пренебречь для магнитных полей $\tilde{h} >> 10^{-4}$. Последнее неравенство согласуется с соотношением (11), что свидетельствует о возможности осуществления квантового эффекта.

Заметим, что при комнатных температурах движение БТ является передемпифораванным, что экспериментально установлено для железо–иттриевого граната [4]. Появление сильной вязкости для движения БТ объяснено в работе [20] на основе концепции обменной релаксации, предложенной В.Г. Барьяхтаром [21,22]. В работе [22] описание проводилось на основе уравнения Ландау–Лифшица для намагниченности ферромагнетика с учетом релаксационных слагаемых обменной природы. Сравнение данных феноменологического подхода с расчетом торможения доменных стенок в ферритах–гранатах показывает, что вклады актуальных процессов пропорциональны константам собственной релаксации [23]. Значения этих констант убывают при понижении температуры. Поэтому следует ожидать, что в интересующей нас области температур, меньших, чем энергия активации магнона, вклад этих процессов пренебрежимо мал, и можно пользоваться стандартным подходом, основанным на релаксационном слагаемом Гильберта, с релаксационной константой, обусловленной несобственными процессами релаксации.

Естественно полагать, что квантовый характер движения БТ должен проявиться и в соответствующем поведении локального изгиба ДГ, вызванного динамикой БТ. Для исследования этого вопроса воспользуемся методом гиротропных сил Тиля [24]. В таком случае выражение для плотности гироскопической силы $\mathbf{f}_{g,y}$, действующей на ДГ со стороны движущейся БТ, имеет вид

$$\mathbf{f}_{g,y} = \frac{M_S}{\gamma}\left[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{BP}\right]_y,$$

где $\mathbf{g} = -\sin\theta\left[\nabla\theta \times \nabla\varphi\right]$ — вектор гиротропной связи, θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности в заданной системе координат, определяющие вихревую структуру БТ [16], скорость которой $\mathbf{v}_{BP} \sim \omega_{BP} A_n \mathbf{e}_z$.

Очевидно, что среднее значение работы, совершаемой этой внешней по отношению к ДГ силой, должно соотноситься с кинетической энергией БТ $m_{BP} v_{BP}^2/2$. (см. [25]).Тогда, интегрируя приведенное выражение по актуальной области точки Блоха $\Delta < R < \Lambda$ (именно данная область ДГ дает основной вклад в эффективную массу БТ), находим

$$\int dy \int\limits_{\Delta < R \le \Lambda} \mathrm{f}_{g,y} dxdz = \frac{2M_S v_{BP}}{\gamma} \int\limits_{\Delta < R \le \Lambda} \frac{\partial\varphi}{\partial z} dxdz \approx \frac{4M_S v_{BP}\Lambda}{\gamma}. \tag{12}$$

Далее, используя формулы (3), (4), (8), (12), устанавливаем квантовый характер поведения гиротропного изгиба ДГ

$$q_n = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\left(\frac{2\Delta}{h}\right)^{1/4} Q^{-7/8}\Delta^{-3/2}\gamma^{1/2}M_S^{-1/2}\sqrt{\hbar(2n+1)}\Lambda.$$

Оценка приведенного выражения показывает $q_n \sim 10^{-3}\Lambda$, что находится в соответствии с требованием локальности гиротропного изгиба ($q_n << \Lambda$). Нетрудно также видеть, что при $h \to \infty$ значения q_n и $\tilde{h} \to 0$, т.е. эффект квантовых колебаний БТ имеет место исключительно в пленках. Последнее является следствием того факта, что при переходе к массивным материалам поле размагничивания домена $H_r \to 0$ (см. формулу (2)).

В заключение заметим, что практическое исследование рассмотренного явления может быть проведено, например, магнитооптическими методами. Кроме того, полученные в работе результаты могут стать физической основой для создания новых методов диагностики, как ЦМД-содержащих магнитных пленок, так и внутренней структуры формируемых в них доменных систем.

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
2. В.Е. Зубов, Г.С. Кринчик, А.Д. Кудаков, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 134 (1988).
3. Ю.П. Кабанов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 551 (1989).
4. В.С. Горнаков, В.И. Никитенко, И.А. Прудников, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 479 (1989).
5. A. Thiaville and J. Miltot, *J. Appl. Phys*. **68**, 2883 (1990).
6. Y.S. Didosyan, G.A. Reider, and H. Hauser, *J. Appl. Phys*. **85**, 5989 (1999).
7. В.Е. Зубов, М.В. Гаджилов, А.Д. Кудаков, С.Н. Кузьменко, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 449 (1999).
8. А.В. Николаев, Е.П. Николаева, В.Н. Онищук, А.С. Логгинов, *ЖТФ* **72**, вып. 6, 50 (2002).
9. В.И. Белотелов, А.С. Логгинов, А.В. Николаев, *ФТТ* **45**, 490 (2003).
10. В.В. Волков, В.А. Боков, *ФТТ* **50**, 193 (2003).
11. V.V. Dobrovitski and A.K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater*, **156**, 205 (1996).
12. А.Б. Шевченко, *ЖТФ* **77**, вып. 7, 128 (2007).
13. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ* **37**, 867 (2011) [*Low Temp. Phys*. **37**, 690 (2011)].
14. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ* **39**, 199 (2013) [*Low Temp. Phys*. **39**, 151 (2013)].
15. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett*. **9**, 132 (2014).
16. Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ* **95**, 1523 (1989).
17. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*, Наукова Думка, Киев (1988).
18. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys*. **4**1, 1139 (1970).
19. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
20. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Magn. Mater*. **118**, 373 (1993).
21. V.G. Bar'yakhtar, *Physica B* **159**, 20 (1989).
22. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
23. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun*. **72**, 1117 (1989).
24. A.A. Thiele, *Phys. Rev. Lett*. **30**, 230, (1973).
25. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett*. **10**, 159 (2015).

Quantum oscilations of the Bloch point in the domain wall of the magnetic bubble

A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash

It is shown that in the low-temperature range, the quantum oscillations of the Bloch point in the domain wall of the magnetic bubble take place. The realization conditions of the given phenomenon are established.

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

Keywords: magnetic film, domain wall, magnetic bubble, Bloch point, quantum oscillations.