

Магнитные состояния цепочки Mn конечной длины на поверхности Pt(332) во внешнем магнитном поле

С. В. Колесников¹⁾, Е. С. Глазова, А. М. Салецкий

Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 мая 2026 г.

После переработки 11 июня 2026 г.

Принята к публикации 15 июня 2026 г.

В рамках классической модели, учитывающей обменное гейзенберговское взаимодействие, двухосную магнитокристаллическую анизотропию, взаимодействие Дзялошинского–Мории, диполь-дипольное взаимодействие и зеемановское взаимодействие магнитных моментов атомов с внешним магнитным полем, теоретически исследованы магнитные конфигурации атомных цепочек Mn конечной длины на поверхности Pt(332). Показано, что устойчивыми могут быть как почти коллинеарные, так и геликоидальные магнитные состояния. При этом включение магнитного поля приводит к повороту плоскости, в которой лежит геликоидальная магнитная структура. Исследована устойчивость этих состояний во внешнем магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания. Обнаружено, что система Mn/Pt(332) характеризуется двумя критическими полями, меньшее из которых связано с конечностью длины атомной цепочки. Предсказанные эффекты являются следствием взаимодействия Дзялошинского–Мории и могут наблюдаться экспериментально.

DOI: 10.7868/S3034576626070182

1. Введение. Исследование магнитных свойств атомных цепочек актуально с точки зрения их возможного применения в спинтронике [1], квантовых вычислениях [2], устройствах хранения [3, 4] и передачи [5–7] информации. Важно, что магнитные атомные цепочки на поверхности кристаллов могут быть получены в результате самоорганизации [8, 9]. При этом длина бездефектных атомных цепочек обычно не превышает нескольких десятков или сотен атомов [8]. Достаточно полное описание современного состояния исследований атомных цепочек можно найти в обзорных работах [10, 11].

Обычно при исследовании магнитных свойств атомных цепочек учитывают гейзенберговское обменное взаимодействие, энергию магнитокристаллической анизотропии (ЭМА), диполь-дипольное взаимодействие, а также зеемановское взаимодействие с внешним магнитным полем [12, 13]. Однако при нарушении симметрии относительно преобразования пространственной инверсии возникает необходимость учитывать взаимодействие Дзялошинского–Мории [14, 15], которое оказывается существенным в тонких пленках переходных металлов [16, 17]. В атомных цепочках конечной длины взаимодействие Дзялошинского–Мории может приводить либо к неколлинеарности магнитных моментов на концах

цепочки [18, 19], либо к образованию геликоидальной магнитной структуры [20, 21]. Экспериментально геликоидальная магнитная структура наблюдается в атомных цепочках Fe [22, 23] и MnO₂ [24] на поверхности Ir(001), а также в тонких слоях Fe/Ir(110) [25], Mn/W(110) [26], Fe/W(110) [27]. Теоретически геликоидальная магнитная структура предсказана из первых принципов для атомных цепочек Mn на поверхностях Pt(332) [20] и W(110) [28].

В [21] нами было показано, что в отличие от бесконечно длинной цепочки Mn на поверхности Pt(332), цепочка конечной длины может иметь несколько устойчивых магнитных состояний: как почти коллинеарное, так и геликоидальные состояния с различным периодом. Настоящая работа посвящена исследованию этих состояний во внешнем магнитном поле.

2. Теоретическая модель. Магнитные свойства атомных цепочек конечной длины могут быть описаны в рамках модели Гейзенберга [10, 11]. Конечно, наиболее полное описание любой атомной системы возможно только в рамках квантовой теории. В случае атомных цепочек на поверхности металла задача существенно усложняется тем, что необходимо учитывать взаимодействие атомов цепочки с электронным газом подложки [10]. Эта сложнейшая многочастичная задача на уровне квантовой теории может быть решена только приближенно в рамках

¹⁾e-mail: kolesnikov@physics.msu.ru

теории функционала плотности (ТФП) [20, 29], да и то только для бесконечно длинной цепочки. Подчеркнем, что для моделирования атомной цепочки конечной длины, состоящей из 100 атомов, пришлось бы использовать вычислительную ячейку, содержащую несколько тысяч атомов. ТФП вычисления в такой вычислительной ячейке на сегодняшний день невозможны даже на самых современных суперкомпьютерах. Поэтому общепринятым является исследование магнитных свойств таких систем в рамках классического приближения. При этом магнитные моменты атомов цепочки описываются классическими векторами, а энергия цепочки на поверхности металла – классической функцией Гамильтона. Подобный подход используется при исследовании как одномерных, так и двухмерных, и трехмерных магнитных структур. При этом исследуются либо статические свойства системы путем минимизации энергии системы [30], либо динамические свойства путем решения системы уравнений Ландау–Лившица–Гильберта [31], либо устойчивость относительно температурных флуктуаций в рамках теории переходного состояния [32]. В классическом пределе можно заменить операторы спина на единичные векторы $\mathbf{s}_i$ ($s_i^2 = 1$), т.е. говорить об определенном направлении магнитных моментов атомов. При этом не учитываются квантовые эффекты, которые могут возникнуть в цепочке атомов. Одним из таких эффектов является туннельный эффект при перемагничивании цепочки [33]. Численные оценки [34] показывают, что учет этого эффекта для атомных цепочек на поверхности металла имеет смысл лишь при температурах ниже 1 К.

В классическом пределе атомная цепочка, находящаяся во внешнем магнитном поле, может быть описана функцией Гамильтона [10, 20]

$$H = H_{\text{ex}} + H_{\text{MAE}} + H_{\text{dip}} + H_{\text{int}}, \quad (1)$$

где первое слагаемое

$$H_{\text{ex}} = -J \sum_i (\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_{i+1}) - \mathbf{D} \sum_i [\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_{i+1}] \quad (2)$$

описывает обменное взаимодействие атомов. Здесь $J > 0$ – обменный интеграл, $\mathbf{D}$ – вектор Дзялошинского–Мории, $\mathbf{s}_i$ – единичный вектор магнитного момента i -го атома. Второе слагаемое в (1) описывает ЭМА и равно

$$H_{\text{MAE}} = \sum_i [-K(s_i^x)^2 + E((s_i^z)^2 - (s_i^y)^2)], \quad (3)$$

где x и z – оси легкого и тяжелого намагничивания, коэффициенты K и E положительны,

причем $K > E$. Третье слагаемое в (1) описывает вклад диполь-дипольного взаимодействия в энергию цепочки

$$H_{\text{dip}} = \frac{\mu_0 \mu^2}{4\pi} \sum_{i>j} \frac{(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j) r_{ij}^2 - 3(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{s}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5}, \quad (4)$$

где $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ – радиус-вектор, соединяющий i -й и j -й атомы, $\mu_0/4\pi = 10^{-7}$ Гн/м, μ – магнитный момент атома. Учет диполь-дипольного взаимодействия необходим для корректного описания магнитных свойств атомных Mn/Pt(332) цепочек [21]. Последнее слагаемое в (1) описывает зеемановское взаимодействие атомов цепочки с внешним магнитным полем $\mathbf{B}$

$$H_{\text{int}} = -\mu \sum_i (\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{B}). \quad (5)$$

Исследуемая система схематически изображена на рис. 1а. Подложка Pt(332) представляет собой ступенчатую поверхность. Атомы Mn располагаются вдоль ступени в узлах кристаллической решетки платины, т.е. расстояние a между атомами составляет 2.82 Å. Направим вдоль атомной цепочки ось x . Ось y образует угол 288° с направлением [332]. Вектор $\mathbf{D}$ в силу симметрии лежит в плоскости yz и образует угол α с осью y . Согласно результатам расчетов [20], выполненных в рамках ТФП, параметры функции Гамильтона (1) в случае бесконечно длинной цепочки Mn имеют следующие значения: $J = 33.13$ мЭВ, $K = 0.44$ мЭВ, $E = 0.25$ мЭВ, $D = |\mathbf{D}| = 4.06$ мЭВ, $\alpha = 326^\circ$, $\mu = 4.04 \mu_B$, где μ_B – магнетон Бора. Мы пренебрегаем обменным взаимодействием между атомами, находящимися на расстоянии вторых ближайших соседей, а также возможным изменением параметров J , K , E , $\mathbf{D}$, μ на концах цепочки. Далее будем считать, что индукция внешнего магнитного поля направлена вдоль оси легкого намагничивания $\mathbf{B} = B_x \mathbf{e}_x$.

3. Результаты и обсуждение. Бесконечно длинная атомная цепочка Mn на поверхности Pt(332) имеет геликоидальную магнитную структуру с периодом около 16 нм (57 атомов) [20]. Однако сильное взаимодействие Дзялошинского–Мории на концах цепочки приводит к тому, что для цепочек конечной длины оказываются возможны как сильно растянутые, так и сжатые геликоидальные структуры [21]. Так для цепочки из 100 атомов²⁾ Mn при отсутствии внешнего магнитного поля устойчивыми являются [21]: почти коллинеарные состояния (± 0 -состояния), состояния с одной доменной стенкой

²⁾Мы не обсуждаем здесь более длинные цепочки ввиду сложности их экспериментального получения.

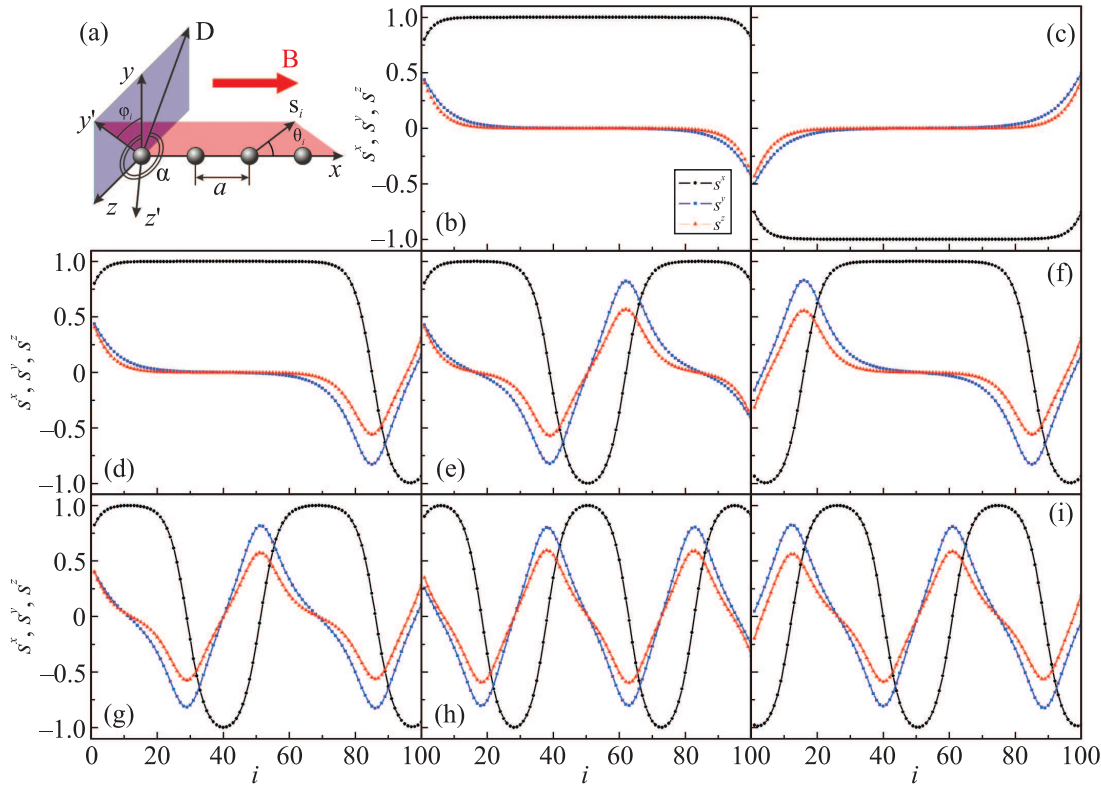


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение цепочки из атомов Мп. Устойчивые магнитные состояния цепочки из 100 атомов Мп на поверхности Pt(332) во внешнем поле $B_x = 0.3$ Тл: (b) – $+0$; (c) – -0 ; (d) – $+1/2$; (e) – -1 ; (f) – -1 ; (g) – $+3/2$; (h) – $+2$; (i) – -2

($\pm 1/2$ -состояния, половина периода геликоидальной структуры), состояния с двумя, тремя и четырьмя доменными стенками (± 1 -, $\pm 3/2$ - и ± 2 - состояния, соответственно). Здесь знак “ $\pm$ ”³⁾ совпадает со знаком проекции первого магнитного момента на ось x (s_1^x).

Для анализа изменений вышеперечисленных состояний во внешнем магнитном поле рассмотрим цепочку из 100 атомов Мп в поле $B_x = 0.3$ Тл. На рисунках 1b, c показаны ± 0 -состояния. В отличие от случая $B_x = 0$, они не связаны друг с другом преобразованием инверсии. Отличаются углы θ отклонения магнитных моментов крайних атомов от оси x : $\theta = 36.7^\circ$ для $+0$ -состояния и $\theta = 139^\circ = 180^\circ - 41^\circ$ для -0 -состояния, т.е. $+0$ -состояние является в большей степени коллинеарным, чем -0 -состояние. Аналогичный эффект наблюдается и для цепочек Со и Fe на поверхности Pt(332) [19].

Цепочка в $+1/2$ -состоянии показана на рис. 1d. Под действием магнитного поля увеличивается количество магнитных моментов, направленных по по-

лю, вызывая смещение доменной стенки вправо. От дальнейшего смещения доменную стенку удерживают магнитные моменты на конце атомной цепочки. Состояние $-1/2$ (на рис. 1 не показано) может быть получено из $+1/2$ -состояния одновременной инверсией магнитных моментов и изменением порядка следования атомов на противоположное ($s_i \rightarrow -s_{N-i+1}$, $i = \overline{1, N}$).

Цепочка в ± 1 -состояниях показана на рис. 1e, f. Как и в случае $+1/2$ -состояния, действие магнитного поля приводит к тому, что количество магнитных моментов, ориентированных по полю, увеличивается. В случае $+1$ -состояния это приводит к сближению доменных стенок, а в случае -1 -состояния – к тому, что доменные стенки смещаются к краям атомной цепочки и удерживаются там только за счет краевого эффекта. Таким образом, $+1$ -состояние оказывается более устойчивым, чем -1 -состояние.

Аналогичные эффекты наблюдаются и в атомных цепочках, находящихся в $\pm 3/2$ - и ± 2 -состояниях. В $+3/2$ -состоянии (рис. 1g) доменные стенки смещаются вправо от их положений в нулевом поле, причем положение средней стенки практически не изменяется. Крайняя правая доменная стенка удерживается

³⁾Для сокращения записи мы будем опускать знак “ $\pm$ ”, когда он несущественен.

только за счет магнитных моментов на конце атомной цепочки. Состояние $-3/2$ может быть получено из $+3/2$ -состояния преобразованием $\mathbf{s}_i \rightarrow -\mathbf{s}_{N-i+1}$, $i = \overline{1, N}$. В $+2$ -состоянии доменные стенки сдвигаются к середине цепочки, а в -2 -состоянии – смещаются к ее краям. Хотя этот эффект незначителен по сравнению со случаем ± 1 -состояний, он играет важную роль с точки зрения стабильности магнитных состояний во внешнем магнитном поле.

Отметим, что магнитные моменты атомов лежат приблизительно в одной плоскости xy' (показана красным цветом на рис. 1а), т.е. $\varphi_i \approx \varphi_0$. В случае отсутствия внешнего магнитного поля угол φ_0 составляет 33° [21]. На первый взгляд, угол φ_0 при включении внешнего магнитного поля не должен изменяться, потому что зеемановский вклад в энергию (5) при выбранном нами направлении поля $\mathbf{B}$ не зависит от углов φ_i . Однако результаты численного моделирования показали, что при увеличении магнитного поля угол φ_0 монотонно увеличивается, приближаясь к значению 45° . Так угол φ_0 равен 35° в поле 0.3 Тл, 37° – в поле 1 Тл и 42° – в поле 3.4 Тл. Увеличение угла φ_0 можно качественно объяснить следующим образом. В рамках двумерной континуальной модели [21] ширина доменной стенки, выраженная в межатомных расстояниях, равна

$$\Delta N = 2\sqrt{\frac{J}{2(K - E \cos 2\varphi_0)}}. \quad (6)$$

Под действием магнитного поля доменные стенки сдвигаются по направлению друг к другу или к краям цепочки. При этом энергетически выгодным оказывается уменьшение ширины доменной стенки. Согласно формуле (6) это означает, что угол φ_0 должен возрастать при увеличении поля B_x . Минимальная ширина доменной стенки $2\sqrt{J/2K}$ достигается при $\varphi_0 = 45^\circ$.

Важной характеристикой магнитного состояния атомной цепочки является топологическое число

$$Q = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^{N-1} \arccos(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_{i+1}). \quad (7)$$

В бесконечно длинной цепочке топологическое число Q может принимать только целые и полуцелые значения. Однако в цепочках конечной длины топологическое число Q увеличивается за счет “подкручивания” магнитных моментов на концах цепочки [21]. Зависимости топологического числа Q от длины цепочки N для всех устойчивых магнитных конфигураций в нулевом и ненулевом ($B_x = 0.3$ Тл) магнитном поле показаны на рис. 2а, б. Интересной

особенностью случая $B_x = 0$ является то, что магнитные конфигурации теряют свою устойчивость, когда топологическое число Q приближается к целому (для 1- и 2-состояний) или полуполому (для $1/2$ - и $3/2$ -состояний) значениям (рис. 2 а).

Обсудим подробнее, как изменяется топологическое число Q при включении внешнего магнитного поля для случая $B_x = 0.3$ Тл (рис. 2б). Состояния ± 0 устойчивы при всех длинах атомной цепочки $N \in [5, 100]$. При этом $+0$ -состояние является более коллинеарным, чем -0 -состояние, т.е. топологическое число для $+0$ -состояний оказывается меньше, чем для соответствующих -0 -состояний. Так, для цепочки из 100 атомов Mn $Q = 0.206$ для $+0$ -состояния и $Q = 0.231$ для -0 -состояния. Для ± 1 -состояний имеет место обратная ситуация: для цепочек одинаковой длины число Q больше для $+1$ -состояния, чем для -1 -состояния. Соответственно, топологическое число Q приближается к 1 (и ± 1 -состояния теряют устойчивость) при различных значениях длины цепочки N . Для $+1$ -состояния $N_{\min} = 38$, а для -1 -состояния $N_{\min} = 48$. При увеличении поля B_x величина $N_{\min}$ для $+1$ -состояния продолжает уменьшаться, а для -1 -состояния – увеличиваться. Аналогичным образом ведут себя зависимости $Q(N)$ для ± 2 -состояний. Величины $N_{\min}$ при этом принимают, конечно же, большие значения: $N_{\min} = 74$ для $+2$ -состояния и $N_{\min} = 95$ для -2 -состояния. Как видно из формулы (7), топологическое число Q инвариантно относительно преобразования $\mathbf{s}_i \rightarrow -\mathbf{s}_{N-i+1}$, $i = \overline{1, N}$, поэтому Q одинаково для $+1/2$ - и $-1/2$ -состояний, а также для $+3/2$ - и $-3/2$ -состояний. Отметим, что $\pm 1/2$ - и $\pm 3/2$ -состояния теряют устойчивость не при полупелых значениях Q , а при несколько больших значениях. Так, для $\pm 1/2$ -состояний $Q_{\min} = 0.561$ при $N_{\min} = 30$, а для $\pm 3/2$ -состояний $Q_{\min} = 1.575$ при $N_{\min} = 78$. При увеличении поля B_x величины $Q_{\min}$ и $N_{\min}$ увеличиваются.

Далее рассмотрим результаты расчета энергий различных магнитных состояний при разных длинах атомной цепочки. Если все магнитные моменты направлены вдоль оси легкого намагничивания ($s_i^x = 1$), то основной вклад в магнитную энергию цепочки из N атомов дает обменное взаимодействие ($-J(N-1)$) и ЭМА ($-KN$). Поэтому магнитную энергию атомной цепочки удобно представить в виде

$$E(N) = J - (J + K)N + \delta E(N). \quad (8)$$

Зависимости $\delta E(N)$ в отсутствие внешнего магнитного поля представлены на рис. 2с. Видно,

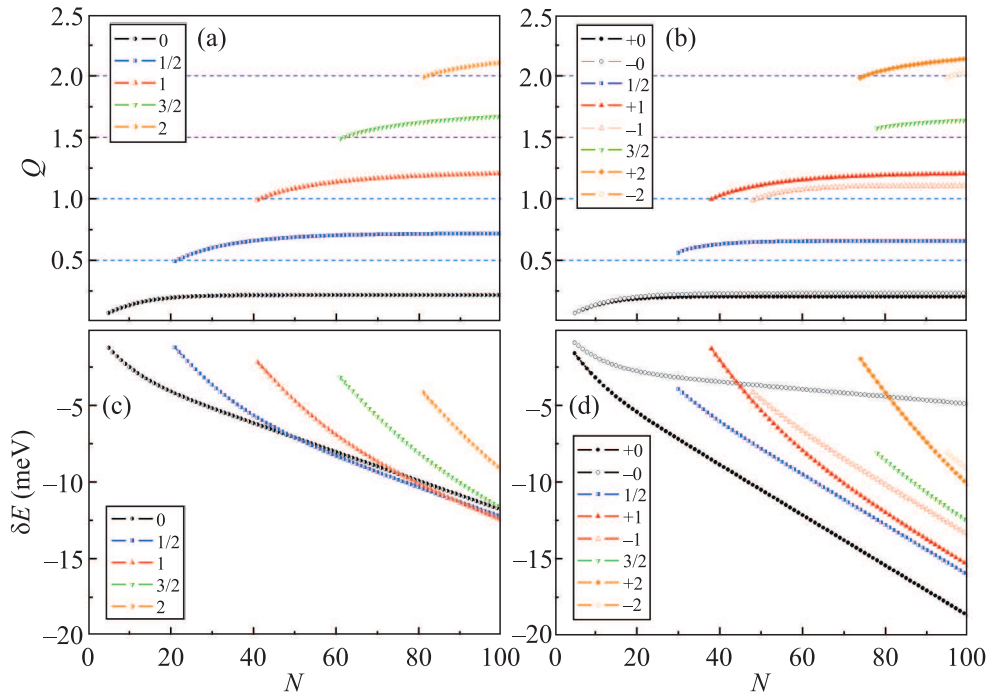


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости топологического числа Q (a), (b) и вклада в магнитную энергию δE (c), (d) от длины N атомной цепочки Мп на поверхности Pt(332). Зависимости приведены для случая нулевого (a), (c) и ненулевого $B_x = 0.3$ Тл (b), (d) внешнего магнитного поля

что 0-состояние является основным для коротких цепочек ($N \leq 49$), для цепочек средней длины ($N \in [50, 88]$) основным является 1/2-состояние, а для более длинных цепочек ($N \in [89, 100]$) основным является 1-состояние [21].

Ситуация существенно изменяется при включении внешнего магнитного поля. Зависимости $\delta E(N)$ для 0-, 1- и 2-состояний расщепляются на пары. Причем энергия -0 -, -1 - и -2 -состояний выше, чем энергия соответствующих $+0$ -, $+1$ - и $+2$ -состояний. Зависимости $\delta E(N)$ для 1/2- и 3/2-состояний не расщепляются, хотя и изменяются по сравнению со случаем нулевого внешнего поля. Почти коллинеарное $+0$ -состояние становится основным для все более длинных атомных цепочек. Точки пересечения кривых $\delta E(N)$ существенно сдвигаются даже при небольшом изменении внешнего магнитного поля $\Delta B_x \approx 0.01$ – 0.1 Тл, что открывает возможность управления магнитным состоянием цепочек⁴⁾. На рисунке 2d приведены зависимости $\delta E(N)$ в поле $B_x = 0.3$ Тл. Видно, что в таком поле $+0$ -состояние является основным для атомных цепочек любой длины.

Наконец, обсудим устойчивость магнитных состояний цепочек Мп различной длины во внешнем маг-

нитном поле $B_x > 0$. Очевидно, что почти коллинеарное $+0$ -состояние устойчиво при любой величине магнитного поля. Остальные состояния можно условно разделить на две группы. В первую группу входят 1/2-, -1 -, 3/2- и -2 -состояния. На рисунке 3a показаны области устойчивости этих состояний в координатах (NB_x) . Каждое из этих состояний устойчиво для цепочек длины $N \in [N_{\min}, 100]$ атомов. Видно, что при увеличении магнитного поля B_x минимальная длина цепочки $N_{\min}$ монотонно увеличивается. Обращает на себя внимание тот факт, что ни одно из этих состояний не является устойчивым при величине индукции магнитного поля выше 0.4 Тл. Распад этих состояний связан с выходом доменной стенки через край атомной цепочки.

Ко второй группе состояний можно отнести -0 -, $+1$ - и $+2$ -состояния (см. рис. 3b). Состояние -0 устойчиво для цепочек любой длины, если B_x меньше 1.4 Тл. Однако начиная с поля 1.4 Тл, -0 -состояние устойчиво лишь для цепочек короче $N_{\max}$ атомов. Причем $N_{\max}$ монотонно уменьшается с увеличением B_x . Состояния $+1$ и $+2$ ведут себя по-другому. Каждое из этих состояний устойчиво для цепочек длины $N \in [N_{\min}, 100]$ атомов. Однако в отличие от первой группы состояний зависимость $N_{\min}(B_x)$ для $+1$ - и $+2$ -состояний немонотонна: $N_{\min}$ убывает с ростом B_x от 0 до 3 Тл, а затем

⁴⁾В рамках данной работы мы не будем обсуждать этот вопрос. Отметим лишь его важность с прикладной точки зрения.

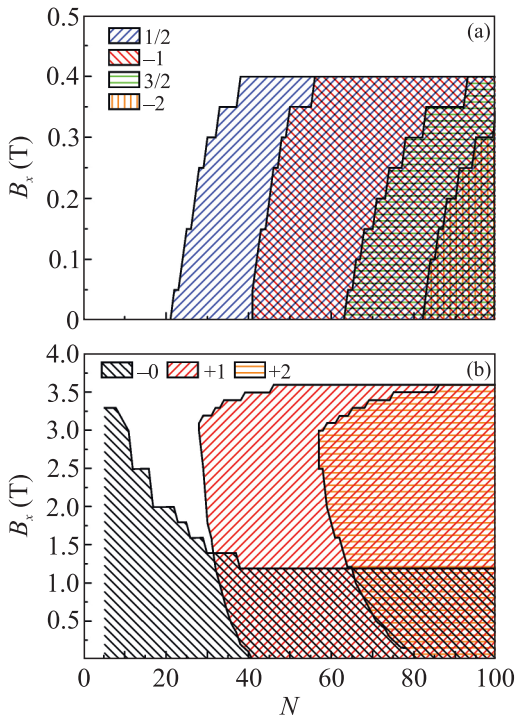


Рис. 3. (Цветной онлайн) Области устойчивости магнитных состояний атомных цепочек Mn на поверхности Pt(332)

быстро возрастает при изменении B_x от 3.1 до 3.6 Тл. При $B_x > 3.6$ Тл нет устойчивых состояний, кроме основного $+0$ -состояния.

Таким образом, для атомной цепочки Mn на поверхности Pt(332) имеется два критических значения магнитного поля: $B_{c1} = 0.4$ Тл для $1/2$ -, -1 -, $3/2$ - и -2 -состояний и $B_{c2} = 3.6$ Тл для всех остальных состояний. Между B_{c1} и B_{c2} существует принципиальная разница. Поле B_{c2} связано с переворотом магнитных моментов внутри атомной цепочки. Оно характерно как для конечных, так и для бесконечно длинных цепочек. Оценить величину B_{c2} можно из следующих простых соображений. Рассмотрим один магнитный момент во внешнем магнитном поле. Если он может вращаться только в плоскости xy' (рис. 1а), то энергетический барьер для его переворота равен

$$\Delta E = \frac{[2(K - E \cos 2\varphi_0) - \mu B_x]^2}{4(K - E \cos 2\varphi_0)}. \quad (9)$$

Видно, что $\Delta E = 0$, если $B_x = 2(K - E \cos 2\varphi_0)/\mu$. Как мы уже отмечали выше, в сильном магнитном поле угол φ_0 приближается к 45° , что дает простую оценку для критического поля: $B_{c2} = 2K/\mu = 3.76$ Тл. Полученная оценка находится в хорошем согласии с полученным численным результатом.

В отличие от величины B_{c2} , критическое поле B_{c1} связано с конечностью длины атомной цепочки, т.е. является краевым эффектом. В $1/2$ -, -1 -, $3/2$ - и -2 -состояниях доменная стенка удерживается на краю цепочки только за счет неколлинеарности магнитных моментов, которая является следствием взаимодействия Дзялошинского–Мория. Если $D \rightarrow 0$, то и $B_{c1} \rightarrow 0$. К сожалению, получить простую теоретическую оценку величины поля B_{c1} оказывается затруднительно, поскольку для системы Mn/Pt(332) существенен вклад диполь-дипольного взаимодействия.

Кратко обсудим вопрос о величине параметра Дзялошинского–Мория, заимствованного нами из [20]. Величина $D = 4.06$ мэВ может показаться слишком большой по сравнению с типичными ее значениями (порядка 0.1 эВ) в трехмерных системах. Однако экспериментально подтверждено, что в тонких пленках на поверхности переходных металлов параметр D может достигать значений в несколько мэВ [17]. Например, $D = 1.7$ мэВ для атомов Fe в монослое Fe на поверхности Ir(111) и $D = 1.8$ мэВ для атомов Co в монослое Co на поверхности Pt(111). Отметим, что для цепочки из атомов Co в работе [20] было получено значение $D = 1.92$ мэВ, которое хорошо согласуется со значением $D = 1.8$ мэВ в монослое Co/Pt(111) [17]. Таким образом, величина $D = 4.06$ мэВ для цепочки из атомов Mn выглядит правдоподобно и должна быть верна как минимум по порядку величины. Тем не менее, легко сказать, что будет, если взять параметр D на порядок меньше. Геликоидальные состояния цепочки не будут устойчивыми ни в магнитном поле, ни без него. Устойчивыми будут только почти коллинеарные $+0$ - и -0 -состояния. Причем угол отклонения магнитных моментов на краях цепочки от оси легкого намагничивания, пропорциональный величине D , будет порядка 1° . В этом случае задача о перемагничивании цепочки из атомов Mn решается так же, как для цепочек Co и Fe [19].

4. Заключение. В данной работе теоретически исследованы изменения магнитных конфигураций атомных цепочек Mn конечной длины на поверхности Pt(332) во внешнем магнитном поле. Был исследован случай, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль оси легкого намагничивания. Как и в случае отсутствия внешнего поля, устойчивыми могут быть как почти коллинеарные, так и геликоидальные магнитные состояния. Установлена область устойчивости этих состояний (рис. 3).

Среди полученных результатов можно выделить следующие два. Во-первых, было установлено, что

при включении магнитного поля поворачивается плоскость xy' , в которой лежит геликоидальная магнитная структура. Во-вторых, было показано, что система Mn/Pt(332) характеризуется двумя критическими полями, меньшее из которых B_{c1} связано с конечностью длины атомной цепочки. Оба обнаруженных эффекта являются следствием взаимодействия Дзялошинского–Мории. Они должны наблюдаться не только в системе Mn/Pt(332), но и в любой системе, описываемой функцией Гамильтона (1).

Финансирование работы. Исследование выполнено в рамках государственного задания Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. Е.С. Глазова является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, “Spintronics: Fundamentals and applications”, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. N.D. Mermin, *Quantum Computer Science: An Introduction* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
3. D. Sander, “The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films”, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 603 (2004).
4. A. Enders, R. Skomski, and J. Honolka, “Magnetic surface nanostructures”, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 433001 (2010).
5. S. Bose, “Quantum Communication through an Unmodulated Spin Chain”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 207901 (2003).
6. H. Verma, L. Chotorlishvili, J. Berakdar, and S.K. Mishra, “Qubit(s) transfer in helical spin chains”, *Eur. Phys. Lett.* **119**, 30001 (2017).
7. M. Menzel, Y. Mokrousov, R. Wieser, J.E. Bickel, E. Vedmedenko, S. Blügel, S. Heinze, K. Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, “Information Transfer by Vector Spin Chirality in Finite Magnetic Chains”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197204 (2012).
8. P. Gambardella, A. Dallmeyer, K. Maiti, M. C. Malagoli, W. Eberhardt, K. Kern, and C. Carbone, “Ferromagnetism in one-dimensional monatomic metal chains”, *Nature* **416**, 301 (2002).
9. J. Shen, R. Skomski, M. Klaua, H. Jenniches, S.S. Manoharan, and J. Kirschner, “Magnetism in one dimension: Fe on Cu(111)”, *Phys. Rev. B* **56**, 2340 (1997).
10. D.J. Choi, N. Lorente, J. Wiebe, K. von Bergmann, A.F. Otte, and A.J. Heinrich, “Colloquium: Atomic spin chains on surfaces”, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 041001 (2019).
11. А. Г. Сыромятников, С. В. Колесников, А. М. Салецкий, А. Л. Клавсюк, “Формирование и свойства металлических атомных цепочек и проводов”, *УФН* **191**, 705 (2021) [A. G. Syromyatnikov, S. V. Kolesnikov, A. M. Saletsky, and A. L. Klavsyuk, “Formation and properties of metallic atomic chains and wires”, *Phys.-Uspekhi* **64**, 7 (2021)].
12. L. Udvardi, L. Szunyogh, K. Palotás, and P. Weinberger, “First-principles relativistic study of spin waves in thin magnetic films”, *Phys. Rev. B* **68**, 104436 (2003).
13. J. Hermenau, S. Brinker, M. Marciani, M. Steinbrecher, M. Santos Dias, R. Wiesendanger, S. Lounis, and J. Wiebe, “Stabilizing spin systems via symmetrically tailored RKKY interactions”, *Nat. Commun.* **10**, 2565 (2019).
14. I. Dzyaloshinsky, “A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics”, *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 241 (1958).
15. T. Moriya, “New mechanism of anisotropic superexchange interaction”, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 228 (1960).
16. J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N.J.J. van Hoof, H.J.M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, “Thickness dependence of the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in inversion symmetry broken systems”, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
17. A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, “Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications”, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17031 (2017).
18. S. Rohart and A. Thiaville, “Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii–Moriya interaction”, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
19. S.V. Kolesnikov, E.S. Glazova, and A.M. Saletsky, “Magnetization reversal of finite-length Co and Fe atomic chains on Pt (332) surface: numerical calculations and a new theoretical approach”, *J. Stat. Mech.* **2025**, 053207 (2025).
20. B. Schweflinghaus, B. Zimmermann, M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel, “Role of Dzyaloshinskii–Moriya interaction for magnetism in transition-metal chains at Pt step edges”, *Phys. Rev. B* **94**, 024403 (2016).
21. S.V. Kolesnikov, E.S. Glazova, and A.M. Saletsky, “Magnetic states of finite-length Mn chains on Pt (332) surface induced by the Dzyaloshinskii–Moriya interaction”, *Eur. Phys. J. B* **98**, 172 (2025).
22. Y. Mokrousov, A. Thiess, and S. Heinze, “Structurally driven magnetic state transition of biatomic Fe chains on Ir (001)”, *Phys. Rev. B* **80**, 195420 (2009).
23. R. Mazzarello and E. Tosatti, “Connection between magnetism and structure in Fe double chains on the Ir (100) surface”, *Phys. Rev. B* **79**, 134402 (2009).

24. M. Schmitt, P. Moras, G. Bihlmayer, R. Cotsakis, M. Vogt, J. Kemmer, A. Belabbes, P. M. Sheverdyayeva, A. K. Kundu, C. Carbone, S. Blügel, and M. Bode, “Indirect chiral magnetic exchange through Dzyaloshinskii–Moriya-enhanced RKKY interactions in manganese oxide chains on Ir(100)”, *Nat. Commun.* **10**, 2610 (2019).
25. T. Knispel, V. Tseplyaev, G. Bihlmayer, S. Blügel, T. Michely, and J. Fischer, “Atomic-scale Dzyaloshinskii–Moriya-modified Yoshimori spirals in an Fe double layer on Ir(110)”, *Phys. Rev. B* **111**, L020405 (2025).
26. M. Haze, Y. Yoshida, and Y. Hasegawa, “Role of the substrate in the formation of chiral magnetic structures driven by the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction”, *Phys. Rev. B* **95**, 060415(R) (2017).
27. S. Meckler, N. Mikuszeit, A. Preßler, E. Y. Vedmedenko, O. Pietzsch, and R. Wiesendanger, “Real-Space Observation of a Right-Rotating Inhomogeneous Cycloidal Spin Spiral by Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy in a Triple Axes Vector Magnet”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157201 (2009).
28. M. M. Bezerra-Neto, Y. O. Kvashnin, A. Bergman, R. Cardias, R. B. Muniz, O. Eriksson, M. I. Katsnelson, and A. B. Klautau, “Chiral Spin and Orbital Angular Momentum Textures in Mn Chains on W(110): Interplay of Spin-Orbit Coupling and Crystal Field Effects”, *arXiv:2105.00348v2 [cond-mat.mtrl-sci]* (2025).
29. W. Kohn, “Nobel lecture: Electronic structure of matter—wave functions and density functionals”, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1253 (1999).
30. A. P. Popov, A. Rettori, and M. G. Pini, “Spectrum of noncollinear metastable configurations of a finite-size discrete planar spin chain with a collinear ferromagnetic ground state”, *Phys. Rev. B* **92**, 024414 (2015).
31. L. D. Landau and E. Lifshitz, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
32. И. С. Лобанов, М. Н. Поткина, В. М. Уздин, “Устойчивость и времена жизни магнитных состояний нано- и микроструктур (Миниобзор)”, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 833 (2021) [I. S. Lobanov, M. N. Potkina, and V. M. Uzdin, “Stability and lifetimes of magnetic states of nano- and microstructures (brief review)”, *JETP Lett.* **113**, 801 (2021)].
33. E. M. Chudnovsky and L. Gunther, “Quantum tunneling of magnetization in small ferromagnetic particles”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 661 (1988).
34. W. Wernsdorfer, R. Clérac, C. Coulon, L. Lecren, and H. Miyasaka, “Quantum nucleation in a single-chain magnet”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 237203 (2005).