

УДК 538.955

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЗЯЛОШИНСКОГО–МОРИЯ КАК ПРИЧИНА СПИРАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ АТОМНОЙ ЦЕПОЧКИ Mn/Pt (332)

© 2026 г. Е. С. Глазова^{а,*}, С. В. Колесников^а, А. М. Салецкий^а

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, 119899 Россия

*e-mail: sapronova.es18@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 20.07.2025 г.

После доработки 12.10.2025 г.

Принята к публикации 17.10.2025 г.

В рамках классической модели исследованы атомные цепочки Mn на поверхности Pt (332). Показано, что благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского–Мория рассматриваемая система имеет спиральную магнитную конфигурацию. Получено, что структура основного состояния цепочки зависит от ее длины: для коротких цепочек основным является почти коллинеарное состояние, в то время как для длинных атомных цепочек основным является состояние с магнитной спиральной структурой. Получена схема уровней и найдены основные и метастабильные состояния для цепочек длиной от 5 до 100 атомов. Исследованы энергетические барьеры и частотные префакторы для перемагничивания такой системы. Найдены времена жизни основных и метастабильных состояний при разных температурах.

Ключевые слова: одномерный ферромагнетизм, атомные цепочки, спонтанное перемагничивание, взаимодействие Дзялошинского–Мория.

DOI: 10.7868/S3034573126010044

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день изучение атомных цепочек представляет собой важную область исследований, объединяющую физику магнитных явлений, физику твердого тела и нанотехнологии. Возможное применение такие ферромагнитные и антиферромагнитные системы могут найти в спинтронике [1], создании квантовых компьютеров [2] и квантовых вычислениях [3, 4, 5], весьма актуальных в современном мире. Открытие гигантской магнитной анизотропии атомов Co на поверхности Pt (997) [6, 7] способствовало резкому увеличению интереса к изучению атомных цепочек как теоретически, так и экспериментально. Цепочки Co образуются на ступенях платины в результате самоорганизации. Такое положение атома энергетически более выгодно из-за наличия большего числа соседей.

Особенно перспективными и сложными являются атомные цепочки со спиральными магнитными конфигурациями. Это системы с особым типом магнитного порядка, при котором магнитные моменты путем поворота от атома к атому организуют спиральную структуру вдоль оси цепочки. Такая конфигурация обеспечивает уникальные магнитные свойства, недоступные для отдельных атомов, сложных многомерных систем и атомных цепочек, не имеющих спиральной структуры. Системы с подобной организацией могут быть особенно важны для изучения топологических дефектов, а также в области спинтроники для создания новых типов устройств хранения информации и логики. Одной из таких систем являются цепочки Mn на поверхности Pt (332), ставшие объектом нашего изучения. Эта система изучалась ранее только теоретически [8], но мы ожидаем, что

атомы марганца подобно кобальту будут выстраиваться в цепочки на ступенях платины путем самоорганизации.

Ключевым механизмом возникновения спирального упорядочения магнитных моментов является взаимодействие Дзялошинского–Мория (DMI) [9, 10], представляющее собой антисимметричную часть обменного взаимодействия [11] и возникающее в системах без инверсионной симметрии при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия. Кроме того, низкая размерность также способствует формированию сложных магнитных порядков, так как взаимодействия при этом ограничены одной осью. Взаимодействие Дзялошинского–Мория в низкоразмерных структурах привлекло внимание научного сообщества после обнаружения сильного DMI в пленках переходных металлов [12, 13]. В системах с сильным взаимодействием Дзялошинского–Мория магнитные моменты склонны формировать неупорядоченные или периодические структуры, минимизирующие энергию системы. Взаимодействие Дзялошинского–Мория может приводить к таким разнообразным эффектам, как неколлинеарность магнитных моментов атомов в антиферромагнетиках и появление вследствие этого слабого ферромагнетизма [9, 14], формирование хиральных доменных стенок, пузырей и скирмионов в двумерных системах [15, 16, 17], неколлинеарность основного состояния атомной цепочки [18, 19] или изменение энергии возбужденных состояний даже при условии коллинеарности магнитных моментов в основном состоянии [8, 20, 21].

Теоретически с использованием теории функционала плотности (DFT) были изучены бесконечно длинные атомные цепочки Mn на поверхности Pt (332) [8]. Найденные в этой работе параметры системы использовались нами для вычисления энергетических барьеров, частотных префакторов и времен жизни различных спиральных состояний атомных цепочек конечной длины. Энергетические барьеры были вычислены геодезическим методом упругой ленты (GNEB), а частотные префакторы рассчитаны в рамках гармонического приближения теории переходного состояния (ТПС). В данной работе мы подробно рассмотрим различные спиральные состояния системы Mn/Pt (332), обсудим основные и метастабильные состояния для атомных цепочек длиной от 5 до 100, представим результаты вычислений частотных префакторов и времен жизни всех основных и метастабильных состояний, обсудим зависимости этих величин от температуры и возможности дальнейшего применения подобных систем на практике.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Исследование системы Mn/Pt (332) проводилось в рамках классической модели. Магнитные моменты атомов цепочки считаются классическими векторами. На рис. 1 представлено расположение атомной цепочки Mn на ступени Pt (332).

Атомные цепочки описываются с помощью гамильтониана, включающего в себя обменное взаимодействие, в том числе взаимодействие Дзялошинского–Мория, энергию кристаллической магнитной анизотропии и диполь-дипольное взаимодействие:

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

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

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

$$H_{\text{dip}} = \frac{\mu_0 \mu^2}{4\pi} \sum_{i>j} \frac{(\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_{i+1}) \mathbf{r}_{ij}^2 - 3(\mathbf{s}_i \times \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{s}_j \times \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5}, \quad (3)$$

где $\mathbf{s}_i$ — единичный вектор, направленный вдоль магнитного момента атома Mn, μ — магнитный момент атомов Mn, J — обменный интеграл для соседних атомов марганца, $\mathbf{D}$ — вектор Дзялошинского, лежащий в плоскости, перпендикулярной цепочке атомов, K и E — константы магнитной анизотропии. В нашем случае x — ось легкого намагничивания, ось y — ось тяжелого намагничивания. Ось x направлена вдоль цепочки и совпадает с направлением [110], показанным на рис. 1.

Важно отметить, что данная модель справедлива лишь в определенном диапазоне температур, за рамки которых мы не выходим в наших исследованиях. Ограничение снизу обусловлено появлением туннельного эффекта, который может быть значителен для атомных цепочек на поверхности металлов лишь при температурах ниже 1 К [22]. В роли ограничения сверху выступает критическая температура, указывающая на границу существования упорядоченного состояния атомной цепочки. Также мы считаем, что параметры μ , J , K , E , $\mathbf{D}$ одинаковы для всех атомов в цепочке, включая атомы на краях, и пренебрегаем возможным незначительным отличием [23].

Энергетические барьеры были вычислены с помощью геодезического метода упругой ленты (ГМУЛ, GNEB). Это численный метод, представляющий собой способ нахождения оптимальной

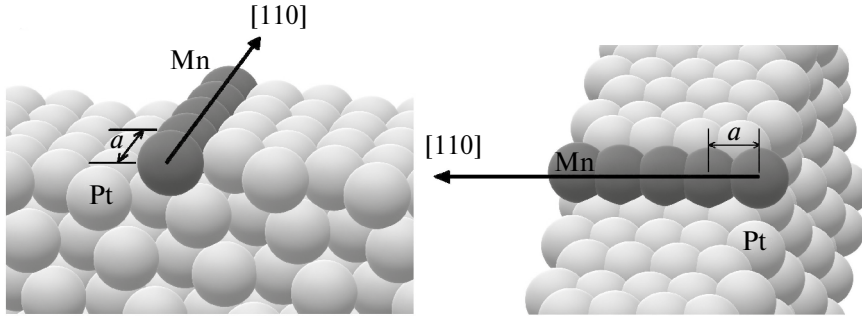


Рис. 1. Взаимная ориентация атомной цепочки Mn и ступенчатой поверхности Pt (332).

траектории магнитной системы между двумя заданными состояниями в конфигурационном пространстве посредством поиска минимальных энергетических путей (минимальных энергетических барьеров). Применение ГМУЛ включает исследования магнитных переходов и дефектов в материалах, а также имеет такие преимущества, как высокая точность определения путей переходов, возможность учета сложных потенциалов и эквивалентных путей и эффективность при моделировании процессов перехода в сложных системах.

Частотные префакторы вычислялись в рамках гармонического приближения теории переходного состояния (ТПС) [24]. Частоту перехода между локальными минимумами можно вычислить по следующей формуле:

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (5)$$

где T — температура системы, k — постоянная Больцмана, v_0 — частотный префактор. В гармоническом приближении ТПС частотный префактор вычисляется как [24, 25, 26, 27]:

$$v_0 = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\sum_{i=1}^{2N-1} \frac{(a_{sp}^i)^2}{\xi_{SP}^i} \right) \frac{\prod_{i=1}^{2N} \xi_{\min}^i}{\prod_{i=1}^{2N-1} \xi_{SP}^i} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где $\xi_{\min}^i$ и ξ_{SP}^i — упорядоченные по убыванию собственные значения матрицы Гессе гамильтониана (1), вычисленные в локальном минимуме и в седловой точке соответственно. В нашем случае все эти собственные значения не равны нулю, что обусловлено отсутствием инвариантности системы относительно сдвигов и вращений. Коэффициенты a_{sp}^i вычисляются по формуле [28]:

$$a_{sp}^i = \frac{\gamma}{\mu} \xi_{SP}^i \left(e_{SP}^{2N} \times \left[S^{SP} \times e_{SP}^i \right] \right), \quad (7)$$

где e_{SP}^i — нормированные собственные векторы гессиана, соответствующие собственным значениям ξ_{SP}^i ($\xi_{SP}^{2N} < 0$), S^{SP} — $3N$ -мерный вектор, составленный из векторов s_i в седловой точке,

$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ — гиромагнитное отношение.

Зная частотные префакторы и энергетические барьеры перемagnetизации атомной цепочки между различными возможными состояниями, можно вычислить времена жизни этих состояний.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для проведения расчетов параметры системы Mn/Pt (332) были взяты из работы [8]. Эти параметры равны $J = 33.15$ мэВ, $K = 0.44$ мэВ, $E = 0.25$ мэВ, $D = 4.06$ мэВ, $\mu = 4.04\mu_B$, $g = 1.99$.

Для цепочек длинами от 5 до 100 атомов были найдены основные и метастабильные состояния, а также их энергии. Для описания этих состояний будем использовать число i полупериодов спирали атомной цепочки. На основе полученных данных были построены разности энергии почти коллинеарного состояния и энергий с числом i полупериодов спирали для цепочек различной длины (рис. 2). По этому графику для цепочки любой длины можно определить основное и метастабильные состояния. Нижние концы кривых указывают на появление нового метастабильного состояния в то время, как пересечение кривой оси абсцисс указывает на то, что состояние с числом i полупериодов спирали становится более выгодным, чем почти коллинеарное состояние. По наибольшему значению разности энергий для конкретной длины можно судить об основном состоянии цепочки. Так, для цепочек длиной от 5 до 47 атомов основным состоянием является поч-

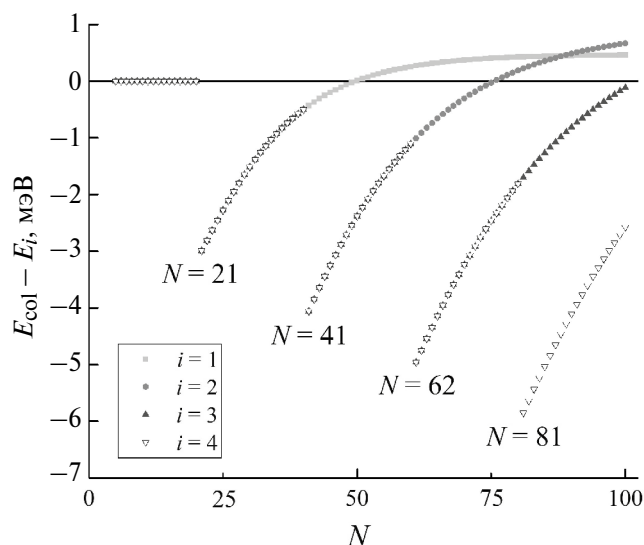


Рис. 2. Зависимость разностей энергии почти коллинеарного состояния и состояний с числом i полупериодов спирали от длины цепочки N .

ти коллинеарное состояние с подкрученными за счет взаимодействия Дзялошинского–Мория концами ($i = 0$), при этом начиная с длины $N = 21$ появляется метастабильное состояние с $i = 1$ полупериодов спирали, а начиная с цепочки длиной в 41 атом метастабильным становится состояние, в котором векторы магнитных моментов закручены на период ($i = 2$). Для цепочек длиной от 48 до 91 атома основным состоянием является состояние с $i = 1$, при этом начиная с длины $N = 62$ появляется дополнительное метастабильное состояние с $i = 3$ полупериодов спирали, а начиная с цепочки длиной в 81 атом метастабильным становится состояние, в котором векторы магнитных моментов закручены на два периода ($i = 4$). Кроме того, начиная с $N = 73$ состояние с $i = 2$ становится более выгодным, чем почти коллинеарное состояние ($i = 0$), но по-прежнему менее выгодным, чем состояние с $i = 1$. Цепочки длиной от 92 до 100 атомов имеют основное состояние с векторами магнитных моментов, закрученными на период ($i = 2$), и метастабильные состояния с $i = 0, 1, 3, 4$. Начиная с $N = 99$ состояние с $i = 3$ становится более выгодным, чем почти коллинеарное состояние ($i = 0$), но по-прежнему менее выгодным, чем состояния с $i = 1$ и $i = 2$.

Важно отметить, что для каждого значения i существует два возможных состояния с противоположными конфигурациями магнитных моментов. Например, возможны два почти коллинеарных состояния ($i = 0$), при которых магнитные моменты атомов в середине цепочки направлены вдоль оси легкого намагничивания или против

оси легкого намагничивания. При $i = 1$ векторы магнитных моментов половины атомов цепочки направлены вдоль оси легкого намагничивания, у второй половины атомов — против оси легкого намагничивания. Либо у первой половины атомов векторы магнитных моментов направлены против оси легкого намагничивания, а у второй половины — вдоль. Две эти конфигурации имеют значение $i = 1$. В случае $i = 2$ векторы магнитных моментов направлены сначала вдоль оси легкого намагничивания, затем в середине цепочки против оси легкого намагничивания и ближе к концу цепочки снова вдоль, создавая спираль. Либо наоборот против, вдоль и снова против оси легкого намагничивания, что является противоположной конфигурацией с таким же значением i . Для больших значений i аналогично существуют по два противоположных состояния с одинаковыми значениями i и энергиями этих состояний. При этом во всех случаях векторы магнитных моментов атомов на краю цепочки подкручены за счет взаимодействия Дзялошинского–Мория.

Переходы между различными состояниями осуществляются за счет формирования доменной стенки на одном конце цепочки и ее движения на другой конец. Для возможных переходов были найдены энергетические барьеры E (рис. 3). На зависимости $E(N)$ для перехода 0–0 между двумя состояниями с $i = 0$ наблюдается максимум, связанный с изменением механизма перемагничивания путем одновременного полного переворота всех магнитных моментов на перемагничивание посредством образования доменной стенки. Для переходов с увеличением значения числа полупериодов спирали i наблюдается убывание графиков с постепенным выходом на асимптоту в то время, как для зависимостей с уменьшением значения числа полупериодов спирали i зависимости $E(N)$ возрастают, замедляя свой рост с увеличением длины цепочки. Также для небольшого количества длин существуют переходы между состояниями с одинаковыми значениями i через состояния с числом полупериодов спирали $i + 1$, еще не являющиеся метастабильными для этих значений N . Зависимости $E(N)$ для таких переходов продолжают зависимости $E(N)$ для переходов в метастабильное состояние типа $i \rightarrow i + 1$.

В рамках гармонического приближения теории переходного состояния были вычислены частотные префакторы для аналогичных переходов между состояниями. Зависимости полученных значений от длины цепочек (рис. 4) для переходов с увеличением значения числа полупериодов спирали i выходят на константу. При этом соответствующие зависимости для переходов с уменьше-

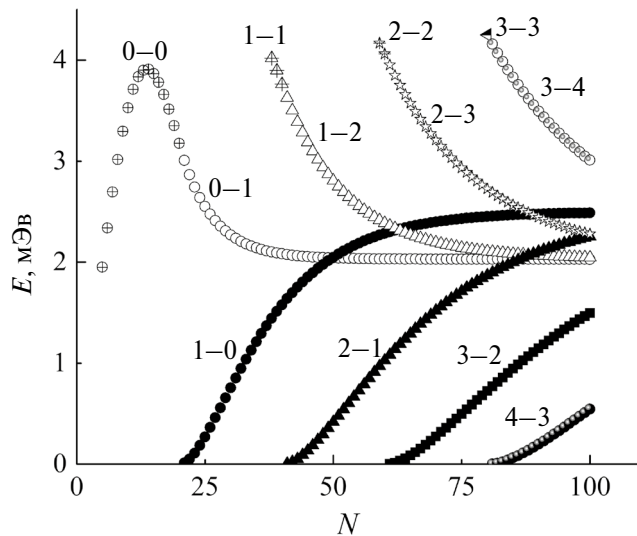


Рис. 3. Энергетические барьеры для перемагничивания цепочки из N атомов Mn на поверхности Pt (332) между состояниями с различными значениями числа полупериодов спирали.

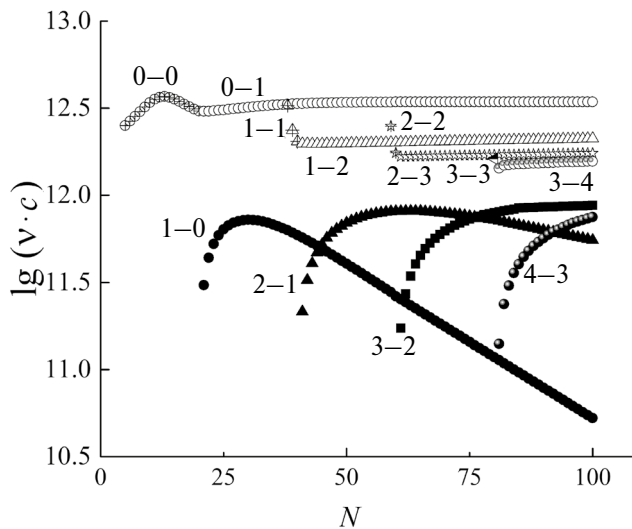


Рис. 4. Частотные префакторы для перемагничивания цепочки из N атомов Mn на поверхности Pt (332) между состояниями с различными значениями числа полупериодов спирали.

нием i имеют несколько иной характер изменения. С увеличением длины они выходят на наклонную асимптоту. Интересно отметить, что максимумы этих кривых примерно соответствуют длинам, кратным половине периода спирали бесконечной цепочки Mn/Pt (332) [20]. Кроме того, на зависимости (N) для перехода 0–0 так же, как и на зависимости $E(N)$, наблюдается максимум, связанный с изменением механизма перемагничивания.

Зная энергетические барьеры и частотные префакторы для перемагничивания между состояни-

ями с различными значениями i , можно рассчитать времена жизни этих состояний по формуле:

$$\tau_i = \frac{1}{2\nu_{i \rightarrow i-1} e^{-\frac{E_{i \rightarrow i-1}}{kT}} + 2\nu_{i \rightarrow i} e^{-\frac{E_{i \rightarrow i}}{kT}} + 2\nu_{i \rightarrow i+1} e^{-\frac{E_{i \rightarrow i+1}}{kT}}}, \quad (8)$$

где i — число полупериодов спирали в цепочке, $E_{i \rightarrow i-1}$, $\nu_{i \rightarrow i-1}$ — энергетический барьер и частотный префактор для перемагничивания цепочки из состояния с i полупериодов спирали в состояние с $i-1$ полупериодов спирали. Для некоторых значений N часть слагаемых в знаменателе могут быть равны нулю. Это связано с тем, что для конкретных длин часть состояний еще не стали метастабильными, что указывает на отсутствие соответствующих переходов в эти состояния.

На рис. 5 представлены результаты расчетов времени жизни различных состояний, полученные при температуре 1 К. Значения лежат в диапазоне от 10^{-12} до 10^7 секунд. Интересно, что имеются длины, для которых времена жизни состояний с разными i одинаковы. Таким образом, цепочки определенных длин могут иметь несколько метастабильных состояний с одинаковыми временами жизни, что означает эквивалентность четырех и более различных состояний системы. В перспективе это может быть полезно для возможного практического применения подобных объектов.

Для рассматриваемой системы при температуре 1 К $\tau_0 \approx \tau_1$ при $N = 46$, $\tau_0 \approx \tau_2$ при $N = 81$, $\tau_1 \approx \tau_2$ при $N = 85$, где индексы указывают на значение числа полупериодов спирали. Увеличение темпе-

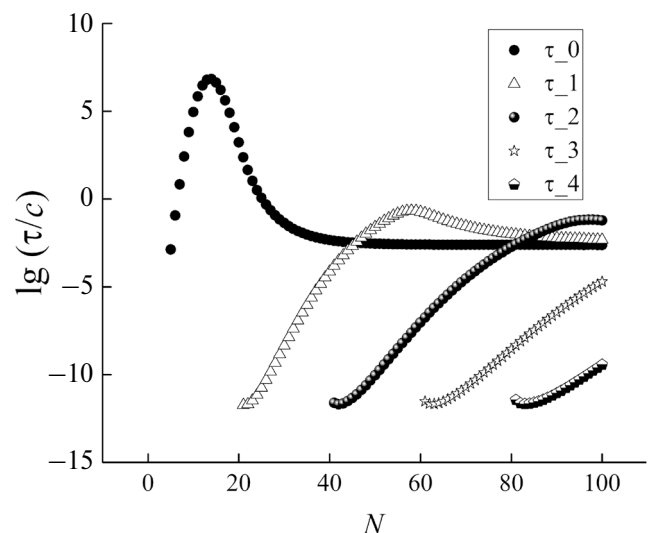


Рис. 5. Времена жизни состояний цепочки из N атомов Mn на поверхности Pt (332) с различными значениями числа полупериодов спирали.

ратуры приводит к уменьшению времени жизни состояний. Так, при температуре 5 К значения времени жизни всех состояний не превышают наносекунды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках классической модели были теоретически исследованы атомные цепочки Mn на поверхности Pt (332). Сильное взаимодействие Дзялошинского–Мория подкручивает концы цепочек любой длины, а также обеспечивает наличие спиральной структуры метастабильных и основных состояний для значений $N > 20$. Для цепочек длиной от 5 до 100 атомов были найдены энергии метастабильных и основных состояний, исследованы переходы между различными спиральными состояниями, найдены энергетические барьеры и частотные префакторы для перемагничивания цепочек между этими состояниями. На основе анализа результатов построена схема уровней во всем диапазоне рассмотренных значений N . Кроме того, были рассчитаны времена жизни всех основных и метастабильных состояний. Получено, что при всех температурах есть длины, для которых времена жизни состояний с разными i одинаковы, что означает эквивалентность четырех и более различных состояний системы.

Таким образом, возможное применение подобные структуры могут найти в областях, требующих малых времен жизни и в системах, имеющих возможность использовать большое количество метастабильных состояний и поддерживать низкие температуры.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ 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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zutic I., Fabian J., S. Das Sarma // Reviews of Modern Physics. 2004. V. 76. P. 323.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323>
2. Mermin N.D. // Quantum Computer Science: An Introduction, Cambridge University Press, Cambridge, 2007. 233 p.
3. Bose S. // Physical Review Letters. 2003. V. 91. P. 207901.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.207901>
4. Bose S. // Contemporary Physics. 2007. V. 48. P. 13.
<https://doi.org/10.1080/00107510701342313>
5. Verma H., Chotorlishvili L., Berakdar J., Mishra S.K. // Europhysics Letters. 2017. V. 119. P. 30001.
<https://doi.org/10.1209/0295-5075/119/30001>
6. Gambardella P., Dallmeyer A., Maiti K., Malagoli M.C., Eberhardt W., Kern K., Carbone C. // Nature. 2002. V. 416. P. 301.
<https://doi.org/10.1038/416301a>
7. Gambardella P., Rusponi S., Veronese M., Dhesi S.S., Grazioli C., Dallmeyer A., Cabria I., Zeller R., Dederichs P.H., Kern K., Carbone C., Brune H. // Science. 2003. V. 300. P. 1130.
<https://doi.org/10.1126/science.1082857>
8. Schweflinghaus B., Zimmermann B., Heide M., Bihlmayer G., Blugel S. // Physical Review B. 2016. V. 94. P. 024403.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.024403>
9. Dzyaloshinsky I. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1958. V. 4. P. 241.
[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(58\)90076-3](https://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90076-3)
10. Moriya T. // Physical Review Letters. 1960. V. 4. P. 228.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.4.228>
11. Choi D.J., Lorente N., Wiebe J., von Bergmann K., Otte A.F., Heinrich A.J. // Reviews of Modern Physics. 2019. V. 91. P. 041001.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.041001>
12. Nembach H.T., Shaw J.M., Weiler M., Jue E., Silva T.J. // Nature Physics. 2015. V. 11. P. 825.
<https://doi.org/10.1038/nphys3418>
13. Cho J., Kim N.-H., Lee S., Kim J.-S., Lavrijsen R., Solignac A., Yin Y., Han D.-S., N.J.J. van Hoof, Swagten H.J.M., Koopmans B., You C.-Y. // Nature Communications. 2015. V. 6. P. 7635.
<https://doi.org/10.1038/ncomms8635>
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 656 с.
15. Fert A., Reyren N., Cros V. // Nat. Rev. Mater. 2017. V. 2. P. 17031.
<https://doi.org/10.1038/natrevmats.2017.31>
16. Soumyanarayanan A., Reyren N., Fert A., Panagopoulos C. // Nature. 2016. V. 539. P. 509.
<https://doi.org/10.1038/nature19820>
17. Garst M., Waizner J., Grundler D. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V. 50. P. 293002.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa7573>
18. Mazzarello R., Tosatti E. // Physical Review B. 2009. V. 79. P. 134402.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.134402>

19. Menzel M., Mokrousov Y., Wieser R., Bickel J.E., Vedmedenko E., Blgel S., Heinze S., von Bergmann K., Kubetzka A., Wiesendanger R. // *Physical Review Letters*. 2012. V. 108. P. 197204.
<https://doi.org/10.7868/S0044451017100121>
20. Heide M., Bihlmayer G., Blugel S. // *Physical Review B*. 2008. V. 78. P. 140403.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.140403>
21. Chotorlishvili L., Wang X., Dyrdal A., Guo G., Dugaev V.K., Barna's J., Berakdar J. // *Physical Review B*. 2022. V. 106. P. 014417.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.014417>
22. Smirnov A.S., Negulyaev N.N., Hergert W., Saletsky A.M., Stepanyuk V.S. // *New Journal of Physics*. 2009. V. 11. P. 063004.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/6/063004>
23. Колесников С.В., Колесникова И.Н. // *ЖЭТФ*. 2017. Т. 152. № 4. С. 759.
24. Лобанов И.С., Поткина М.Н., Уздин В.М. // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 113. С. 833.
<https://doi.org/10.31857/S1234567821120090>
25. Bessarab P.F., Uzdin V.M., Jonsson H. // *Zeitschrift für Physikalische Chemie*. 2013. V. 227. P. 1543.
<https://doi.org/10.1524/zpch.2013.0403>
26. Bessarab P.F., Uzdin V.M., Jonsson H. // *Physical Review B*. 2012. V. 85. P. 184409.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.184409>
27. Bessarab P.F., Uzdin V.M., Jonsson H. // *Physical Review Letters*. 2013. V. 110. P. 020604.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.020604>
28. Bessarab P.F., Uzdin V.M., Jonsson H. // *Computer Physics Communications*. 2015. V. 196. P. 335.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.07.001>

Dzyaloshinskii—Moriya Interaction as a Cause of the Spiral Magnetic Configuration of the Mn/Pt (332) Atomic Chain

E. S. Glazova^{1,*}, S. V. Kolesnikov¹, A. M. Saletsky¹

¹*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119899 Russia*

^{*}*e-mail: sapronova.es18@physics.msu.ru*

Atomic chains of Mn on the surface of Pt (332) are studied within the framework of a classical model. It is shown that due to the strong Dzyaloshinskii—Moriya interaction the system under consideration has a spiral magnetic configuration. It is found that the structure of the ground state of the chain depends on its length: for short chains the ground state is almost collinear, while for long atomic chains the ground state is the state with a magnetic spiral structure. A level diagram is obtained and the ground and metastable states are found for chains from 5 to 100 atoms long. Energy barriers and frequency prefactors for magnetization reversal of such a system are investigated. The lifetimes of the ground and metastable states at different temperatures are found.

Keywords: one-dimensional ferromagnetism, atomic chains, spontaneous magnetization reversal, Dzyaloshinskii—Moriya interaction.