Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 4, с. 242 – 248

Энергия активации и механизмы коллапса скирмионов в синтетических антиферромагнетиках

К. В. Воронин, И. С. Лобанов, В. М. Уздин[1)]

Университет ИТМО, физический факультет, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 24 июня 2022 г.
После переработки 3 июля 2022 г.
Принята к публикации 4 июля 2022 г.

Механизмы коллапса скирмионных структур в синтетических антиферромагнетиках (САФ) и энергия активации таких процессов изучается в рамках теории переходного состояния на основе анализа многомерной энергетической поверхности системы и построения путей с минимальным перепадом энергии между соответствующими состояниями. САФ состоит из двух тонких ферромагнитных пленок, разделенных немагнитной металлической прослойкой, электроны проводимости которой обеспечивают антиферромагнитное межслойное обменное взаимодействие. Используется дискретная модель гейзенберговского типа, включающая симметричный и антисимметричный обмен в каждом слое, взаимодействие со внешним магнитным полем и указанное выше межслойное обменное взаимодействие. Воспроизведены наблюдаемые экспериментально магнитные структуры. Показано, что наиболее вероятный механизм коллапса скирмионных пар проходит через несимметричное состояние со скирмионом в одном слое. Рассчитана энергия активации для такого процесса. Она на 16 % меньше численных оценок на основе микромагнитного анзаца, но в 1.4 раза больше, чем для аннигиляции скирмиона того же размера в одном слое.

DOI: 10.31857/S123456782216008X, EDN: jhwtgz

1. Введение. Магнитные скирмионы представляют собой локализованные магнитные состояния, устойчивость которых относительно случайных внешних воздействий связывают с существованием топологического заряда, сохраняющегося при непрерывном изменении намагниченности [1]. Эти системы могут служить битами информации для нового поколения сверхплотной и быстрой магнитной памяти [2, 3]. Нелинейный динамический отклик скирмионнов на внешние воздействия позволяет рассматривать их в качестве возможных элементов нейроморфных устройств и искусственных нейронных сетей [4]. Однако, использование ферромагнитных (ФМ) материалов в качестве носителей скирмионных состояний встречает ряд трудностей, мешающих их практическому применению. Среди них относительно большой размер скирмионов, устойчивых при комнатной температуре [5], что уменьшает плотность хранения информации, наличие холловского угла при движении под действием спин-поляризованного тока [6] и полей размагничивания, усложняющих контроль динамики скирмионных состояний, архитектуру и дизайн беговой памяти.

Эти трудности в значительной степени можно обойти, если использовать антиферро- (АФ) [7] и ферримагнитные материалы [8, 9], в которых локализуются топологические хиральные структуры. Скирмионы размером вплоть до 10 нм, стабильные при комнатной температуре, были обнаружены экспериментально в ферримагнитных пленках Pt/GdFeCo [10] и Pt/GdCo [11]. Вблизи точки компенсации эти системы ведут себя, как скирмионы в АФ среде. Устойчивость и времена жизни ФМ и АФ скирмионных структур были исследованы в рамках теории переходного состояния в работе [12]. Размер скирмиона при увеличении внешнего магнитного поля в АФ материалах увеличивается, а в ФМ – уменьшается, если поле направлено противоположно намагниченности в центре скирмиона. Тем не менее между этими состояниями можно установить соответствие, при котором их энергетические поверхности и активационные барьеры для коллапса совпадут. Это позволяет делать выводы о временах жизни АФ скирмионов без дополнительных расчетов, зная соответствующие значения для ФМ аналогов.

Определенные трудности возникают при детектировании скирмионов в АФ материалах, поскольку магнитная структура в центре скирмиона и снару-

1)e-mail: v_uzdin@mail.ru

жи практически не различаются. С этой точки зрения большой интерес представляет концепция синтетических антиферромагнетиков (САФ), в которых удается формировать хиральные скирмионы и доменные стенки [13–15]. В этих системах хиральные топологические конфигурации, в частности, скирмионы, возникают в ферромагнитных пленках с АФ обменом через тонкую немагнитную прослойку. Скирмионы в пленках образуют связанные состояния и поля размагничивания от каждого из них в значительной степени компенсируют друг друга, как и в случае АФ среды. Поэтому даже для магнитных пленок, имеющих толщину в несколько нанометров, магнитостатическое взаимодействие, которое приводит к увеличению размеров топологических структур [16], можно не учитывать. В результате удается получить устойчивые скирмионные пары с характерным размером вплоть до 10 нм при комнатной температуре. Однако аккуратного расчета устойчивости таких структур относительно тепловых флуктуаций до сих пор не было проведено. Наиболее последовательный метод количественной оценки устойчивости магнитных состояний, включая энергию активации процессов перехода между ними, основан на теории переходного состояния для магнитных степеней свободы [17, 18]. Таким расчетам для скирмионов в САФ и анализу наиболее вероятного механизма их распада посвящена данная работа.

2. Дискретная модель и магнитные конфигурации. Для описания свойств связанных скирмионных состояний в САФ будем исследовать структуру, в которой эти состояния наблюдались экспериментально [14]. САФ состоит из двух магнитных слоев, разделенных немагнитной металлической прослойкой. Эффективное обменное взаимодействие между магнитными слоями, описываемое механизмом Рудемана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ), осциллирует с толщиной немагнитной прослойки. Эта толщина выбирается так, чтобы межслойное взаимодействие было АФ. В качестве магнитных слоев использовались пленки Co с тяжелым металлом (Pt) на интерфейсе, индуцирующим антисимметричный обмен Дзялошинского–Мории (ДМ) в магнитной подсистеме. Вместе с тем наличие интерфейса Pt/Co приводит к анизотропии "легкая ось" ортогональной плоскости пленки. Эта анизотропия, однако, компенсируется анизотропией "легкая плоскость" за счет магнитостатического взаимодействия, зависящего от толщины d магнитных слоев, при $d = 1.47$ нм.

Такая система может быть описана в решеточной модели с помощью гамильтониана гейзенберговского типа, включающего наряду с внутрислойным обменным взаимодействием и обменом ДМ межслойное взаимодействие РККИ:

$$E = -\sum_{n=1,2}\sum_{\langle i,j\rangle}(J\mathbf{S}_i^n\cdot\mathbf{S}_j^n+\mathbf{D}_{ij}\cdot[\mathbf{S}_i^n\times\mathbf{S}_j^n])-\sum_i J_{12}\mathbf{S}_i^1\cdot\mathbf{S}_i^2. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{S}_i^n$ – трехмерный вектор единичной длины, направленный вдоль магнитного момента на узле i в n-м слое САФ. Суммирование производится по парам $\langle i,j\rangle$ ближайших соседей. Параметры внутрислойного гейзенберговского обмена J и вектора ДМ $\mathbf{D}_{ij}$ ($\|\mathbf{D}_{ij}\| = D$) отличны от нуля только для моментов на соседних узлах и одинаковы в обоих слоях. Параметр межслойного обменного взаимодействия J_{12} связан со спиновой поляризацией электронов проводимости в немагнитной прослойке, индуцированной магнитными слоями. В простейшем приближении это взаимодействие имеет такой же локальный вид, как и гейзенберговский обмен. Можно рассмотреть более общую модель, когда магнитный момент взаимодействует не с конкретным моментом на ближайшем к нему узле второго слоя, а со средним магнитным моментом в некоторой области вокруг этого узла. Это, однако, не меняет качественной картины магнитных конфигураций.

Параметры дискретной модели были выбраны таким образом, чтобы соответствовать измеренным в эксперименте значениям и данным, используемым при микромагнитном моделировании [14, 19]. Представленные ниже расчеты были выполнены для квадратной и треугольной плоских решеток, соответствующих одной и той же непрерывной модели в предположении, что магнитное состояние однородно по толщине каждого магнитного слоя. Магнитные конфигурации и их энергетические характеристики практически одинаковы для обоих решеток. Поэтому будут приведены только результаты, полученные для квадратной решетки. В отсутствие анизотропии основное состояние магнитных слоев соответствует спиральной структуре, определяемой соотношением параметров обменного взаимодействия и взаимодействия ДМ. Наличие АФ межслойного взаимодействия приводит к антипараллельной корреляции направлений магнитных моментов в спиновых спиралях разных слоев. Соответствующие магнитные конфигурации при значениях параметров $J = 183$ мэВ, $D = 6.9$ мэВ, $J_{12} = 3.24$ мэВ показаны на рис. 1a, b. Расчет выполнен на сетке с шагом $a = 1.5$ нм размера 1000×1000 с периодическими граничными условиями. Период спиральной структуры на рис. 1a соответствует теоретической оценке $L = 2\pi aJ/D$.

Для того, чтобы получить локализованные в пространстве пары связанных скирмионных состояний

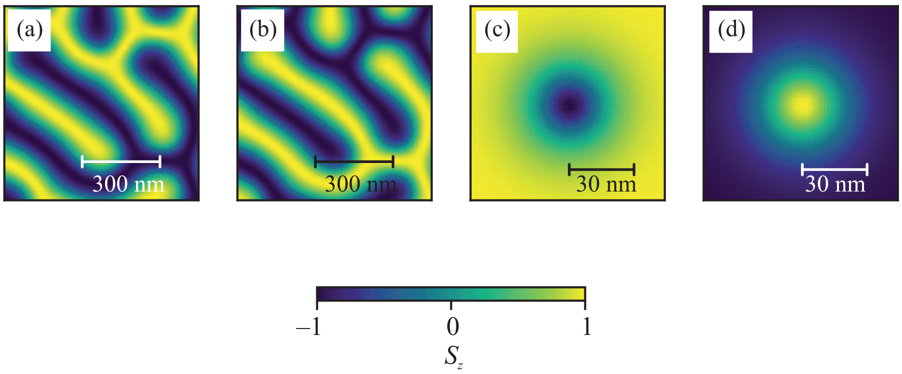

Рис. 1. (Цветной онлайн) Магнитные конфигурации в САФ. Цветом показана z-проекция вектора $\mathbf{S}$. (a) и (b) – Магнитные спирали в нижнем и верхнем слое в присутствии взаимодействия ДМ и АФ межслойного обмена. (c) и (d) – Скирмионы в нижнем и верхнем слое при АФ межслойном обмене и поле $H_b = 50$ мТл, индуцированным в нижнем слое дополнительными магнитными слоями за счет РККИ взаимодействия

в САФ, в систему дополнительно вводились магнитные слои $[\mathrm{Pt}(0.45\,\text{нм})/\mathrm{Co}(0.6\,\text{нм})]_4$ с сильной одноосной анизотропией, перпендикулярной плоскости пленки. Эти слои через прослойку Pt индуцировали эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_b$ в ближайшем магнитном слое САФ $n = 1$. Будем называть этот слой "нижним" в соответствии с геометрией экспериментальных образцов [14]. Механизм возникновения этого поля, как и обмена J_{12}, связан с РККИ взаимодействием через электроны проводимости немагнитной прослойки. Однако толщина немагнитного слоя здесь выбрана так, чтобы сделать межслойный обмен ФМ. Таким образом, эффект близости дополнительного магнитного слоя сводится к добавке в энергию (1) слагаемого того же типа, что и внешнее магнитное поле, действующего только на нижний магнитный слой. Вместе со взаимодействием со внешним полем $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ полная энергия теперь записывается в виде

$$E_{\text{SAF}} = E - \sum_i \mu\mu_0[(\mathbf{H}_b + \mathbf{H}_{\text{ext}}) \cdot \mathbf{S}_i^1 + \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{S}_i^2], \quad (2)$$

где μ – магнитный момент элемента.

На рисунке 1c, d показаны скирмионные состояния, возникающие в нижнем (c) и верхнем (d) слое при $\mu_0 H_b = 50$ мТл и $\mu = 430\mu_B$. Остальные параметры здесь выбраны такие же, как для системы на рис. 1a, b.

При изменении межслойного обменного взаимодействия J_{12} модифицируется структура скирмионных состояний в обоих магнитных слоях САФ, но в большей степени в верхнем. Величина и знак J_{12} зависит от толщины немагнитной прослойки. Толщину можно менять даже в пределах одного образца, сделав немагнитный слой в виде клина [20]. В этом случае можно ожидать формирования различных магнитных конфигураций при смещении в плоскости образца и трансформации магнитных структур при движении их под воздействием спин-поляризованного тока. Если начать с состояния, показанного на рис. 1c, d и уменьшать величину АФ связи, размер скирмиона в верхнем слое будет увеличиваться и при близком к нулю взаимодействии в этом слое восстановится спиральная магнитная структура, как на рис. 1b . Изменение знака J_{12} приведет к формированию в верхнем слое связанного скирмиона с моментами, сонаправленными с моментами в нижнем слое. При больших значениях $|J_{12}|$ размеры скирмионов в обоих слоях становятся практически одинаковыми.

Рассмотрим теперь эволюцию магнитной структуры при изменении внешнего поля $\mathbf{H}_{\text{ext}}$. В однослойной системе увеличение поля приводит к переходу от спиральной структуры к скирмионным состояниям, далее – к уменьшению устойчивости и радиуса скирмиона вплоть до его исчезновения и перехода системы в ФМ состояние. В САФ при $J_{12} < 0$ увеличение магнитного поля способствует уменьшению размера скирмиона в нижнем слое, но его увеличению в верхнем. РККИ воздействие со стороны магнитных моментов верхнего слоя на нижний будет конкурировать с внешним полем и зависимость размера скирмиона в нижнем слое от внешнего поля заранее не очевидна. На рисунке 2 представлена зависимость радиусов скирмионов в нижнем и верхнем слоях от приложенного в направлении, перпендикулярном плоскости системы, магнитного поля при фиксированном значении $\mu_0 H_b = 50$ мТл.

С увеличением поля радиус связанных скирмионов растет и в нижнем, и в верхнем слое, но в верх-

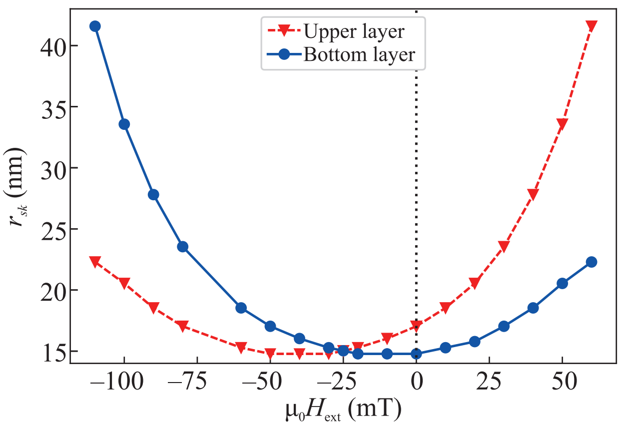

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость радиусов r_{sk} связанных скирмионов в нижнем и верхнем магнитных слоях САФ от внешнего магнитного поля. $\mu_0 H_b = 50$ мТл

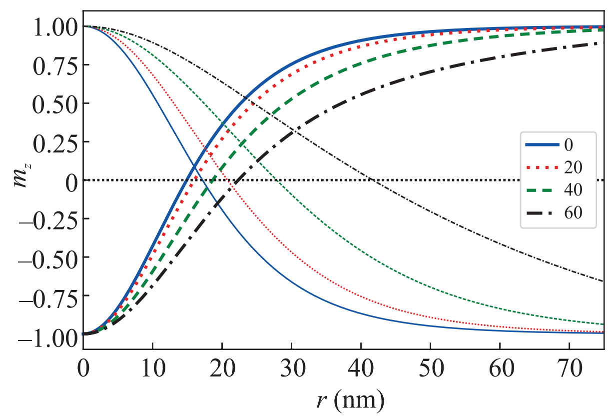

Рис. 3. (Цветной онлайн) Магнитные профили скирмионов $m_z(r)$ в нижнем (жирные линии) и верхнем (тонкие линии) слоях САФ при разных внешних полях. $\mu_0 H_b = 50$ мТл

нем этот рост быстрее. При изменении направления внешнего поля сначала происходит уменьшение размера скирмионов. Если $\mathbf{H}_b + \mathbf{H}_{\text{ext}} = -\mathbf{H}_{\text{ext}}$, радиус скирмионов в обоих слоях одинаков.

При $\mathbf{H}_b = -\mathbf{H}_{\text{ext}}$ магнитная конфигурация эквивалентна состоянию САФ без магнитного поля, в котором верхний магнитный слой заменен на нижний, и наоборот. Дальнейший рост радиусов скирмионов при $H_{\text{ext}} < -H_b$ происходит, как и в случае $H_{\text{ext}} > 0$, если поменять слои местами. Отметим, что увеличение равновесного радиуса скирмионов в АФ пленках при увеличении внешнего внешнего магнитного поля было получено в [12].

Изменение H_b эквивалентно сдвигу зависимостей, показанных на рис. 2 по горизонтальной оси так, чтобы радиусы скирмионов совпадали при $H_{\text{ext}} = -H_b/2$.

На рисунке 3 показаны профили намагниченности скирмионов в нижнем и верхнем слое при $\mu_0 H_b = 50$ и различных значениях H_{ext}. Зависимости, аналогичные представленным на рис. 3, были получены в работе [14] на основе микромагнитного моделирования. Некоторые различия, такие как совпадение радиусов скирмионов в обоих слоях при $\mu_0 H_{\text{ext}} \approx 20$ мТл могут быть связаны с учетом дипольного взаимодействия в микромагнитных программах, но не включенных в выражение для энергии (2).

3. Пути с минимальным перепадом энергии и устойчивость скирмионов в САФ. Количественной характеристикой устойчивости магнитных состояний относительно тепловых флуктуаций и случайных возмущений может служить их среднее время жизни. В рамках гармонического приближения теории переходного состояния для этой величины получается выражение, соответствующее закону Аррениуса [21, 18]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_{\text{B}} T}\right), \tag{3}$$

Здесь ΔE – энергия активации процесса коллапса магнитного состояния. Для расчета этой величины исследуется энергетическая поверхность системы, как функционал от всех переменных, однозначно определяющих магнитную конфигурацию. Локальные минимумы на энергетической поверхности соответствуют основному и метастабильным состояниям, а путь с минимальным перепадом энергии (ПМПЭ) между ними задает наиболее вероятный сценарий магнитного перехода [22, 23]. Максимум вдоль пути представляет собой седловую точку первого порядка, и активационный барьер рассчитывается, как разность энергий в седловой точке и начальном состоянии: $\Delta E = E_{sp} - E_{\text{min}}$. Предэкспоненциальный множитель τ_0 в (3) зависит от энтропии системы в начальном состоянии и седловой точке, а также от динамики, определяющей скорость ухода из седловой точки в направлении конечного состояния [24, 18].

Расчеты ПМПЭ для коллапса скирмионной пары в САФ были выполнены на квадратной решетке 500 × 500 узлов с периодическими граничными условиями. Если задавать направления спинов двумя углами в полярной системе координат, то размерность энергетической поверхности системы составит 500 000. Однако, более удобно использовать декартовы координаты. При этом размерность поверхности увеличивается, а условие постоянства величины магнитных моментов учитывается посредством введения множителей Лагранжа [18]. Большая

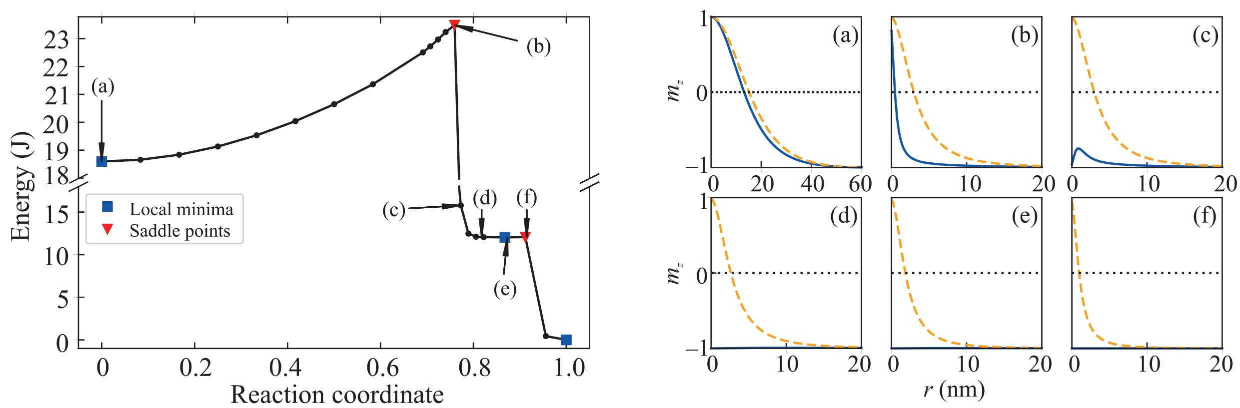

Рис. 4. (Цветной онлайн) ПМПЭ между состоянием связанных скирмионов в слоях САФ и однородным состоянием без скирмионов для $H_{\text{ext}} = 0$. Путь проходит через промежуточный минимум, соответствующий состоянию с одним скирмионом в верхнем слое. Локальные минимумы и седловые точки показаны квадратами и треугольниками соответственно. Справа показаны магнитные профили $m_z(r)$ (r в нанометрах) вдоль пути в точках, указанных на графике слева. Синяя сплошная линия соответствует скирмиону в верхнем слое

размерность энергетической поверхности делает расчет седловой точки сложной вычислительной задачей. Здесь удается провести расчет ПМПЭ вблизи седловой точки с использованием метода усеченного ПМПЭ [25].

На рисунке 4 показан ПМПЭ между состоянием с двумя связанными скирмионами в магнитных слоях САФ и однородным состоянием с ФМ упорядочением в каждом слое. Параметры соответствуют параметрам непрерывной модели и экспериментальным данным [14]: $J = 183.75$ мэВ, $D/J = 6.3 \cdot 10^{-3}$, $J_{12}/J = 5 \cdot 10^{-4}$, $\mu = 12\mu_B$, $\mu_0 H_b = 50$ мТл в отсутствие внешнего магнитного поля. Справа показаны магнитные конфигурации в отмеченных на том же рисунке слева точках вдоль пути. Переход проходит через промежуточный минимум, соответствующий равновесному состоянию с одним скирмионом в верхнем слое. Однако барьер, отделяющий его от однородного ФМ упорядочения, составляет всего $0.03\,J$, и время жизни такого скирмиона будет на много порядков меньше, чем связанной пары скирмионов в САФ.

В начальном равновесном состоянии размеры скирмионов в обоих слоях почти одинаковы. На участке ПМПЭ до первой седловой точки радиусы скирмионных состояний уменьшаются, но в нижнем слое – сильнее, чем в верхнем. Активационный барьер, который необходимо преодолеть для распада скирмионной пары $\Delta E = 4.9\,J$. Затем происходит коллапс скирмиона в нижнем слое с переворотом моментов в центре скирмиона и дальнейшим переходом в однородное состояние. В верхнем слое скирмион продолжает сжиматься и после первой седловой точки, переходя в локально устойчивое состояние. При этом энергия системы почти не меняется. На этом участке основной вклад в энергию, отсчитываемую от однородного ФМ состояния, дает обменное взаимодействие. Для топологических солитонов в двумерных изотропных ферромагнетиках масштабное преобразование, соответствующее “дыхательной” моде, не меняет энергии системы [1]. Поэтому и энергия вдоль пути практически постоянна и близка к минимальной энергии в непрерывной σ-модели $4\pi q J$, где q – топологический заряд магнитной структуры. После перехода через вторую седловую точку система переходит в однородное состояние. Барьер для нуклеации односкирмионной магнитной конфигурации оказывается немного выше, чем для образования из этого состояния связанной скирмионной пары.

В САФ с внешним магнитным полем ПМПЭ имеет аналогичный вид, но величины активационных барьеров увеличиваются, как и размеры скирмионов. Это происходит в первую очередь за счет понижения энергии в начальном равновесном состоянии, а энергия системы в седловой точке изменяется гораздо меньше. Увеличивается и энергия активации для коллапса односкирмионного состояния, которая составляет при $\mu_0 H_{ext} = 30$ мТл около $0.25\,J$. Энергия активации распада двухскирмионного состояния в этом поле составляет уже $6J$.

Представляет интерес сравнить энергию активации скирмионной пары в САФ и тонкой ФМ пленке. Для этого был выполнен расчет ПМПЭ для коллапса одиночного скирмиона. Параметры были выбраны такими же, как и для пленок САФ, за исключением внешнего магнитного поля $\mu_0 H_{\text{ext}} = 25$ мТл. Оно было выбрано таким образом, чтобы совпали размеры скирмионных состояний в ФМ пленке и в САФ без внешнего магнитного поля. Общий вид ПМПЭ и механизм коллапса аналогичены имеющимся в литературе [26, 18]. Рассчитанная энергия активации коллапса $\Delta E = 3.44\,J$ оказалась существенно ниже, чем соответствующий барьер в САФ. Это согласуется с экспериментально подтвержденной устойчивостью скирмионных состояний в САФ [14].

Сравним, наконец, полученную энергию активации распада скирмионного состояния в САФ с оценками, полученными в [14], где предполагалось, что в процессе аннигиляции размер скирмионов уменьшался в обоих слоях синхронно, и рассчитывались вклады в энергию системы в зависимости от радиуса скирмионов. Для этого в рамках непрерывной модели был использован анзац для формы магнитного профиля скирмиона [27], включающий в качестве параметра его радиус R, и вклады от разных взаимодействий в энергию рассчитывались аналитически [8]. Расчеты показали, что для относительно малых размеров скирмионов в слоях САФ зависимость всех вкладов от радиуса можно аппроксимировать линейными функциями. Хотя на масштабах нескольких постоянных решетки непрерывная модель, очевидно, не может давать хорошего описания, для оценки энергии активации использовалась экстраполяция энергии при $R \to 0$. Полученная таким образом величина, формально соответствующая скирмионам нулевого радиуса, принималась за энергию активации, необходимую для перехода в пространственно-однородное состояние. Тогда энергия активации коллапса получается вычитанием из этого значения энергии равновесного состояния пары скирмионов и для выбранных параметров составляет $5.66\,J$.

Эта величина на 16 % больше, чем значение, найденное при построении ПМПЭ, и существенно переоценивает стабильность скирмионной пары при комнатной температуре. Для аккуратной оценки времени жизни нужно рассчитать предэкспоненциальный фактор в (3), который [14] принят равным 10^9 для всех рассматриваемых структур. В отсутствие дальнодействующего дипольного взаимодействия, которое подавлено в САФ, такой расчет может быть проведен в рамках гармонической теории переходного состояния [28].

4. Заключение. Вопрос об устойчивости топологических магнитных структур относительно тепловых флуктуаций является ключевым для использования их в качестве битов магнитной памяти. Количественной мерой устойчивости может служить время жизни магнитных состояний. Исследование ПМПЭ, соответствующего аннигиляции скирмионов в САФ, позволяет описать механизм коллапса и найти энергию активации такого процесса. Эта величина, согласно (3) дает основной вклад в оценку для времен жизни.

Аккуратный расчет показывает, что при переходе вдоль настоящего ПМПЭ энергетический барьер оказывается на 16 % меньше, чем согласно оценкам [14], предполагающим одновременное уменьшение радиуса скирмионов в обоих слоях вплоть до их полного исчезновения. Учитывая, что величина энергии активации составляет примерно $35k_BT$ при комнатной температуре, это дает уменьшение времени жизни структуры примерно в 270 раз, по сравнению с [14], хотя даже в этом случае структуры могут быть устойчивы в течение достаточно продолжительного времени. Для точного определения этого времени необходимо знание всех параметров в законе Аррениуса (3). Знание морфологии энергетической поверхности вблизи локальных минимумов и седловой точки открывает путь к аккуратному расчету предэкспоненциального фактора в (3). Его величина может существенно меняться при увеличении числа степеней свободы, задающих размерность энергетической поверхности [29]. Этот вопрос, однако, будет рассмотрен в отдельной работе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-22-00632, https://rscf.ru/project/22-22-00632/

1. А. А. Белавин, А. М. Поляков, Письма ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
2. R. Wiesendanger, Nat. Rev. Mater. **1**, 16044 (2016).
3. A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, Nat. Rev. Mater. **2**, 17031 (2017).
4. K. M. Song, J. S. Jeong, B. Pan, X. Zhang, J. Xia, S. Cha, T. E. Park, K. Kim, S. Finizio, J. Raabe, J. Chang, Y. Zhou, W. Zhao, W. Kang, H. Ju, and S. Woo, Nat. Electron. **3**, 148 (2020).
5. K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, and M. Kläui, J. Appl. Phys. **124**, 240901 (2018).
6. K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger et al. (Collaboration), Nat. Phys. **13**, 170 (2017).
7. L. Smejkal, Y. Mokrousov, B. Yan, and A. H. MacDonald, Nat. Phys. **14**, 242 (2018).
8. F. Büttner, I. Lemesh, and G. S. D. Beach, Sci. Rep. **8**, 4464 (2018).
9. S. K. Kim, G. S. D. Beach, K. J. Lee, T. Ono, T. Rasing, and H. Yang, Nature Mater. **21**, 24 (2022).
10. S. Woo, K. M. Song, X. Zhang et al. (Collaboration), Nat. Commun. **9**, 959 (2018).

11. L. Caretta, M. Mann, F. Büttner, K. Ueda, B. Pfau, C. M. Günther, P. Hessing, A. Churikova, C. Klose, M. Schneider, and D. Engel, Nat. Nanotechnol. **13**, 1154 (2018).
12. M. N. Potkina, I. S. Lobanov, H. Jónsson, and V. M. Uzdin, J. Appl. Phys. **127**, 213906 (2020).
13. R. A. Duine, K. J. Lee, S. S. P. Parkin, and V. D. Stiles, Nat. Phys. **14**, 217 (2018).
14. W. Legrand, D. Maccariello, F. Ajejas, S. Collin, A. Vecchiola, K. Bouzehouane, N. Reyren, V. Cros, and A. Fert, Nature Mater. **19**, 34 (2020).
15. R. Chen, Y. Gao, X. Zhang, R. Zhang, S. Yin, X. Chen, X. Zhou, Y. Zhou, J. Xia, Y. Zhou, S. Wang, F. Pan, Y. Zhang, and C. Song, Nano Lett. **20**, 3299 (2020).
16. T. Ma, A. K. Sharma, R. Saha, A. K. Srivastava, P. Werner, P. Vir, V. Kumar, C. Felser, and S. S. P. Parkin, Adv. Mater. **320**, 2002043 (2020).
17. W. T. Coffey, D. A. Garanin, and D. J. McCarthy, Adv. Chem. Phys. **117**, 483 (2001).
18. И. С. Лобанов, М. Н. Поткина, В. М. Уздин, Письма ЖЭТФ **113**, 833 (2021).
19. W. Legrand, N. Ronceray, N. Reyren, D. Maccariello, V. Cros, and A. Fert, Phys. Rev. Appl. **10**, 064042 (2018).
20. J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, Phys. Rev. Lett. **67**, 140 (1991).
21. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, Phys. Rev. B **85**, 184409 (2012).
22. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, Comput. Phys. Commun. **196**, 335 (2015).
23. I. S. Lobanov, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, Phys. Rev. B **94**, 174418 (2016).
24. I. S. Lobanov and V. M. Uzdin, Comput. Phys. Commun. **269**, 108136 (2021).
25. I. S. Lobanov, M. N. Potkina, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, Nanosystems: Phys., Chem., Math. **8**, 586 (2017).
26. P. F. Bessarab, G. P. Müller, I. S. Lobanov, F. N. Rybakov, N. S. Kiselev, H. Jónsson, V. M. Uzdin, S. Blügel, L. Bergqvist, and A. Delin, Sci. Rep. **8**, 3433 (2018).
27. N. Romming, A. Kubetzka, C. Hanneken, K. von Bergmann, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **114**, 177203 (2015).
28. M. N. Potkina, I. S. Lobanov, O. A. Tretiakov, H. Jónsson, and V. M. Uzdin, Phys. Rev. B **102**, 134430 (2020).
29. M. N. Potkina, I. S. Lobanov, H. Jónsson, and V. M. Uzdin, J. Magn. Magn. Mater. **549**, 168974 (2022).