

УДК 537.61

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОНДЕРОМОТОРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НАМАГНИЧЕННЫХ ДО НАСЫЩЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК С ПРОФИЛЕМ

© 2023 г. М. А. Пятаков¹, *, М. Л. Акимов¹, П. А. Поляков¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

*E-mail: f3326103344444@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.07.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Рассмотрена задача о расчете силы магнитного пондеромоторного взаимодействия между двумя микромагнитными пленками, имеющими рифленую полуцилиндрическую поверхность, представленную как решетка половин магнитов в виде длинных цилиндрических стержней. Установлено, что сила взаимодействия решетки существенно определяется расстоянием между полуцилиндрами и в зависимости от этого параметра может проявляться как в виде силы притяжения, так и в виде силы отталкивания.

DOI: 10.31857/S0367676523702861, EDN: FIPHYU

Исследования микромагнитных систем стимулируются важными современными прикладными задачами микроэлектроники и электротехники, такими как разработка надежных, компактных и емких носителей магнитной информации, создание миниатюрных датчиков магнитного поля, эффективных элементов радиофизических устройств [1–3]. Микромагнитные системы могут иметь различные размеры и конфигурации, обладать разнообразными физическими свойствами и техническими характеристиками, то есть иметь ряд уникальных особенностей, и предполагается, что их конфигурация намагнитченности, наноразмеры и магнитная стабильность позволят создать новые носители информации — устройства памяти следующего поколения [4, 5].

Актуальны задачи, в которых производятся расчеты пондеромоторных сил взаимодействия, энергий и других характеристик в системах с магнитами и магнитными материалами, в том числе с постоянными магнитами [6–10]. В статьях [11, 12] осуществлен расчет пондеромоторных сил и полей путем использования метода отображений. В работе [13] обосновывается применение данного метода к нелинейным системам типа ферромагнетиков и сегнетоэлектриков.

В качестве микромагнитной системы можно рассмотреть микромагнитную пленку, одна из поверхностей которой представляет собой рифленую полуцилиндрическую поверхность. В данной работе рассматривается решение задачи о

расчете силы магнитного пондеромоторного взаимодействия между двумя микромагнитными пленками с такой поверхностью. Эту поверхность можно смоделировать как решетку, состоящую из половин симметрично расположенных относительно вертикальной оси магнитов в виде длинных цилиндрических стержней, однородно намагнитченных перпендикулярно их осям. Устанавливается, что характер силы взаимодействия решеток определяется расположением элементов друг относительно друга, а также проявляется как в виде силы притяжения, так и в виде силы отталкивания.

Возьмем две бесконечно широкие микромагнитные пленки с рифленой полуцилиндрической поверхностью и представим их в виде решеток, состоящих из достаточно большого числа $2N + 1$ (N по каждую сторону от вертикальной оси) одинаковых половинок однородно намагнитченных длинных цилиндров, то есть

$$L_0 \gg R, \quad L \gg R, \quad (1)$$

где L_0 — это ширина каждой из решеток, R — радиусы цилиндров, L — это высота (вдоль оси) каждого из них (см. рис. 1). В этом случае мы будем пренебрегать краевыми эффектами на левой и правой границах решеток и на торцах магнитов. Цилиндры намагнитчены по оси OZ , как показано на рис. 1, на котором отражены перпендикулярные осям магнитов сечения, нумерация элемен-

тов, а также физические и геометрические параметры: $\vec{M}$ – вектор намагниченности, $\vec{p}$ – дипольный момент на единицу длины, d – расстояние между осями цилиндрических магнитов, R – радиус сечения. Для половинок плюсами и минусами обозначены фиктивные поверхностные магнитные заряды, поверхностную плотность которых можно выразить через нормальную составляющую вектора намагниченности [14] как

$$\sigma = (\vec{M} \cdot \vec{n}) = M \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = M \sin \varphi, \quad (2)$$

где $\vec{n}$ и φ – соответственно единичная нормаль к поверхности центрального (порядковый номер этого магнита равен нулю) цилиндра ($|\vec{n}| = 1$) и угол, которые также показаны на рис. 1.

Для простоты осуществления расчетов можно полагать, что все цилиндры, кроме центрального, являются сплошными (без воздушных разрезов) в силу того, что такой вычислительный прием, как разрез, или “виртуальный” воздушный зазор, используется часто при выполнении вычислений методом фиктивных магнитных зарядов и не оказывает влияния на результат вычислительной операции [15, 16]. Таким образом, была поставлена и решена следующая задача: вычислить силу магнитного воздействия поля всех боковых цилиндров (порядковые номера у них отличны от нуля) на центральный, которая является суперпозицией силы воздействия на внешние заряды (закругленную поверхность), внутренние заряды (плоскую поверхность) верхней половинки центрального магнита со стороны всех боковых, а также силы воздействия на верхний полуцилиндр центрального элемента со стороны нижнего полуцилиндра.

Сделаем расчет взаимодействия намагниченных половинок цилиндров и запишем выражение для проекции на ось OZ пондеромоторной силы на единицу длины вдоль оси OX (оси цилиндров) f_z^{own} , которая действует на верхнюю половинку (верхний полуцилиндр) центрального магнита со стороны его нижней части (нижнего полуцилиндра). Назовем эту силу собственной силой взаимодействия и запишем выражение для ее проекции на ось аппликат:

$$f_z^{\text{own}} = -\frac{2}{3}\pi M^2 R. \quad (3)$$

Для достижения цели, то есть для отыскания выражений для проекций на ось OZ пондеромоторных сил на единицу длины вдоль осей цилиндров $f_z^1(n)$ и $f_z^2(n)$, которые соответственно действуют на внешние положительные заряды закругленной поверхности и внутренние отрицательные заряды плоской поверхности верхней половинки центрального магнита со стороны бокового ци-

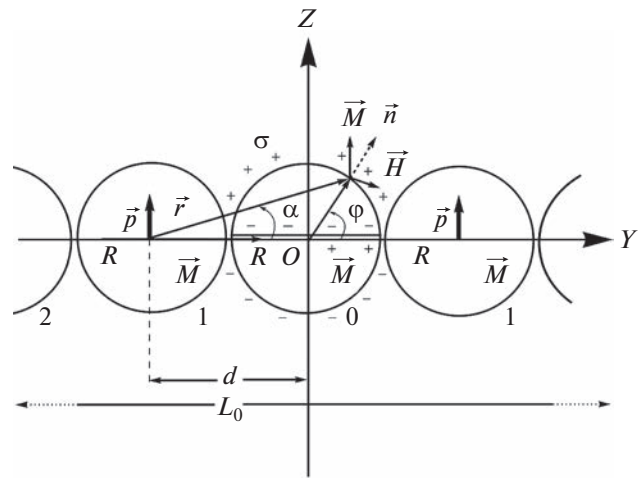


Рис. 1. Взаимодействующие профилированные магнитные решетки.

линдра под номером n , поля снаружи цилиндров считали эквивалентными полям двумерных диполей, помещенных в центр каждого из магнитов, с напряженностями (в гауссовой системе единиц)

$$\vec{H} = 2 \left(\frac{2(\vec{p} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r}}{r^4} - \frac{\vec{p}}{r^2} \right), \quad (4)$$

где $\vec{r}$ – вектор, показанный на рис. 1.

Приняли во внимание геометрические соотношения

$$r^2 = (nd)^2 + R^2 - 2ndR \cos(\pi - \varphi) = (nd)^2 + R^2 + 2ndR \cos \varphi, \quad (5)$$

$$R^2 = r^2 + (nd)^2 - 2rnd \cos \alpha, \quad (6)$$

$$(\vec{p} \cdot \vec{r}) = pr \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = pr \sin \alpha, \quad (7)$$

где α и $\vec{p}$ – соответственно угол и вектор дипольного момента на единицу длины, показанные на рис. 1, а также спроецировали вектор напряженности поля (4) на соответствующую ось как

$$H_z = \frac{(\vec{H} \cdot \vec{M})}{M} = \frac{(\vec{H} \cdot \vec{p})}{p}, \quad (8)$$

где учтено направление вектора намагниченности и дипольного момента на единицу длины.

Путем соответствующего интегрирования по плоской и закругленной поверхностям верхней половинки центрального магнита, с учетом соотношений (2) и (4)–(8), а также с учетом связи

$$p = MS = M\pi R^2 \quad (9)$$

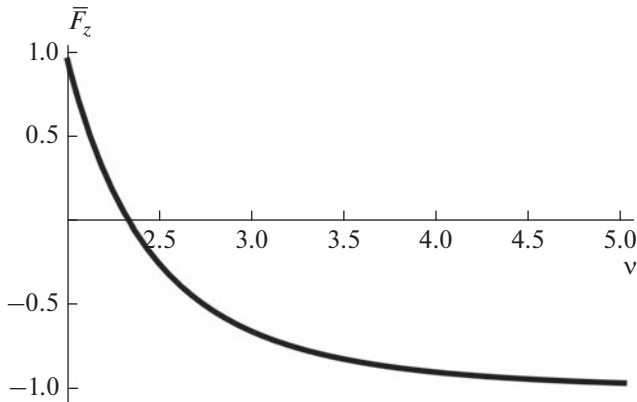


Рис. 2. Зависимость проекции плотности пондеромоторной силы взаимодействия решеток полуцилиндров.

получили следующие итоговые размерные выражения для $f_z^1(n)$ и $f_z^2(n)$:

$$\begin{aligned} f_z^1(n) &= -2\pi M^2 R \frac{R^2}{(nd)^2} \left(2 - \frac{R}{nd} \ln \frac{nd + R}{nd - R} \right), \\ f_z^2(n) &= 4\pi M^2 R \frac{R^2}{(nd)^2 - R^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Представим выражения (3) и (10) в безразмерном виде путем введения параметра $v = \frac{d}{R}$ и нормирования на проекцию собственной силы (3), взятой по модулю, то есть на выражение

$$|f_z^{\text{own}}| = \left| -\frac{2}{3} \pi M^2 R \right| = \frac{2}{3} \pi M^2 R. \quad (11)$$

Получили следующие безразмерные выражения для проекций сил $\bar{f}_z^{\text{own}}$, $\bar{f}_z^1(n)$ и $\bar{f}_z^2(n)$:

$$\begin{aligned} \bar{f}_z^{\text{own}} &= -1, \\ \bar{f}_z^1(n) &= -\frac{3}{(nv)^2} \left(2 - \frac{1}{nv} \ln \frac{nv + 1}{nv - 1} \right), \\ \bar{f}_z^2(n) &= \frac{6}{(nv)^2 - 1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Учитывая те факты, что магниты расположены симметрично относительно вертикальной оси (проекция суммарных сил на эту ось со стороны левых и правых боковых цилиндров равны), суммируя по n от 1 до N с учетом (12), мы получаем выражение для полной проекции на вертикальную ось OZ силы, приходящейся на единицу длины вдоль оси цилиндра (то есть вдоль оси OX) и действующей со стороны всех половинок цилиндров (в обеих решетках) на верхнюю половинку центрального магнита, за исключением, конеч-

но, самой этой половинки. Оно выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{F}_z &= \bar{f}_z^{\text{own}} + 2 \sum_{n=1}^N (\bar{f}_z^1(n) + \bar{f}_z^2(n)) = \\ &= -1 + 2 \sum_{n=1}^N \left(-\frac{3}{(nv)^2} \left(2 - \frac{1}{nv} \ln \frac{nv + 1}{nv - 1} \right) + \frac{6}{(nv)^2 - 1} \right) = (13) \\ &= -1 + 12 \sum_{n=1}^N \left(-\frac{1}{(nv)^2} \left(1 - \frac{1}{2nv} \ln \frac{nv + 1}{nv - 1} \right) + \frac{1}{(nv)^2 - 1} \right). \end{aligned}$$

Если число магнитов в решетке велико, то есть $N \gg 1$, то можно пренебречь влиянием магнитов вблизи границ решетки. Тогда для всех остальных ее магнитов сила взаимодействия будет определяться формулой (13). Соответственно, сила взаимодействия всей решетки с другой при $N \rightarrow \infty$ в $2N + 1$ раз больше силы (13). Тогда сила взаимодействия пленок, нормированная на силу взаимодействия $2N + 1$ изолированных цилиндрических магнитов (11), то есть на

$$(2N + 1) \frac{2}{3} \pi M^2 R, \quad (14)$$

определяется той же формулой (13).

По полученному соотношению (13) построена зависимость безразмерной силы от безразмерного расстояния между цилиндрами при $N = 10\,000$, изображенная на рис. 2.

Анализируя полученный результат, можно заключить следующее. Во-первых, из полученного графика видно, что при достаточно больших расстояниях между элементами плотность силы, точнее, ее величина стремится к -1 . Это означает, что можно рассматривать взаимодействие только половинок цилиндрических магнитов, не учитывая влияния всех остальных элементов в профилированной решетке. Во-вторых, в этом случае знак проекции положительный, то есть решетки притягиваются друг к другу. В-третьих, если симметрично сближать магниты друг к другу, то сила притяжения решеток начинает уменьшаться и при некотором значении расстояния между магнитами становится равной нулю. При дальнейшем сближении магнитов сила взаимодействия решеток становится силой отталкивания. Характер взаимодействия пленок, таким образом, радикально меняется. В-четвертых, расстояние, при котором происходит изменение притяжения на отталкивание, определяется значением

$$v = 2.33. \quad (15)$$

Наконец, при дальнейшем сближении сила отталкивания монотонно увеличивается и достигает своего максимума при минимально возможном расстоянии между элементами решетки $v = 2$, равного

$$\bar{F}_z = -0.95. \quad (16)$$

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nozaki T., Yamamoto T., Miwa S. et al.* // *Micromachines*. 2019. V. 10. No. 5. Art. No. 327.
2. *Беляев Б.А., Бабицкий А.Н., Боев Н.М., Галеев Р.Г.* // *Изв. вузов. Физика*. 2016. Т. 58. № 8/2. С. 75.
3. *An Z., Han X., Mauger M. et al.* // *IEEE TPEL*. 2022. V. 37. No. 10. P. 12391.
4. *Brearton R., Burn D.M., Haghighirad A.A. et al.* // *Phys. Rev. B*. 2022. V. 106. Art. No. 214404.
5. *Фролов Г.И.* // *ЖТФ*. 2001. Т. 71. № 12. С. 50; *Frolov G.I.* // *Tech. Phys.* 2001. V. 46. No. 12. P. 1537.
6. *Edwards B.F., Johnson B.A., Edwards J.M.* // *Chaos*. 2020. V. 30. No. 1. Art. No. 013146.
7. *Edwards B.F., Johnson B.A., Edwards J.M.* // *Chaos*. 2020. V. 30. No. 1. Art. No. 013131.
8. *Edwards B.F., Edwards J.M.* // *Eur. J. Phys.* 2017. V. 38. No. 1. Art. No. 015205.
9. *Robertson W., Cazzolato B., Zander A.* // *IEEE Trans. Magn.* 2011. V. 47. No. 8. P. 2045.
10. *Vokoun D., Beleggia M., Heller L., Sittner P.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 2009. V. 321. No. 22. P. 3758.
11. *Пятаков М.А., Поляков П.А., Русакова Н.Е.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 5. С. 719; *Piatakov M.A., Polyakov P.A., Rusakova N.E.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. No. 5. P. 593.
12. *Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 11. С. 1568; *Piatakov M.A., Akimov M.L., Polyakov P.A.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 11. P. 1230.
13. *Акимов М.Л., Пятаков М.А., Поляков О.П., Поляков П.А.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2022. Т. 86. № 9. С. 1251; *Akimov M.L., Piatakov M.A., Polyakov O.P., Polyakov P.A.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2022. V. 86. No. 9. P. 1037.
14. *Алиев И.Н., Копылов И.С.* // *Вестн. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”*. 2015. № 6. С. 25.
15. *Choi H.S., Park I.H., Lee S.H.* // *IEEE Trans. Magn.* 2006. V. 42. No. 4. P. 663.
16. *Seo J.H., Choi H.S.* // *IEEE Trans. Magn.* 2014. V. 50. No. 2. Art. No. 7012904.

Features of magnetic ponderomotive interaction of magnetized to saturation profiled magnetic films

M. A. Piatakov^{a, *}, M. L. Akimov^a, P. A. Polyakov^a

^a*Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

^{*}*e-mail: f3326103344444@yandex.ru*

We calculated the force of magnetic ponderomotive interaction between two micromagnetic films having a corrugated semi-cylindrical surface represented as a lattice of half magnets in the form of long cylindrical rods. It is found that the lattice interaction force is substantially determined by the distance between the half-cylinders and, depending on this parameter, can manifest itself as an attraction or repulsion force.