

**Received:** 27.04.2024

**Revised:** 05.06.2024

**Accepted:** 16.08.2024

**DOI:** 10.17804/2410-9908.2024.4.035-046

## AN EQUIVALENT MODEL FOR MICROMAGNETIC SIMULATION OF THE MAGNETIZATION OF FERRIMAGNETIC STRUCTURES

S. V. Batalov<sup>a</sup>, V. D. Bessonov<sup>b</sup>, V. S. Teplov<sup>c</sup>\*, and A. V. Telegin<sup>d</sup>

*M. N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,  
18 S. Kovalevskoy St., Ekaterinburg, 620108, Russia*

<sup>a</sup>  <https://orcid.org/0000-0003-2036-2888>  [svbatalov@gmail.com](mailto:svbatalov@gmail.com);

<sup>b</sup>  <https://orcid.org/0000-0002-7837-4366>  [bessonov.v.d@gmail.com](mailto:bessonov.v.d@gmail.com);

<sup>c</sup>  <https://orcid.org/0000-0002-3986-4768>  [teplov.imp@mail.ru](mailto:teplov.imp@mail.ru);

<sup>d</sup>  <https://orcid.org/0000-0001-7209-4307>  [telegin@imp.uran.ru](mailto:telegin@imp.uran.ru)

\*Corresponding author. Email: [teplov.imp@mail.ru](mailto:teplov.imp@mail.ru)

Address for correspondence: ul. S. Kovalevskoy, 18, Ekaterinburg, 620108, Russia  
Tel.: +7 (343) 378-3743

A model for micromagnetic simulation of the magnetization of a ferrimagnetic film consisting of an alloy of ferromagnetic and rare-earth metals is proposed and discussed. It is shown that the model qualitatively replicates the experimentally observed temperature dependencies of the saturation magnetization of various ferrimagnetic alloys for different percentages of the rare-earth element and that it exhibits a similar magnetic hysteresis loop. The results of the study are of interest for the theoretical analysis of the magnetization behavior of ferromagnetic–heavy-metal film nanostructures, as well as for solving problems of applied materials science and magnetism.

**Keywords:** ferrimagnetic films, micromagnetic simulation, saturation magnetization, magnetic hysteresis, magnetic anisotropy

### Acknowledgment

*The work was supported by the Russian Science Foundation, grant No. 21-72-20160 (<https://rscf.ru/en/project/21-72-20160>). We appreciate the assistance from the shared research facilities center of the FEFU.*

### Conflict of interests

*The authors declare no conflict of interests.*

### References

1. Stashkevich, A.A. Spin-orbitronics a novel trend in spin oriented electronics. *Journal of the Russian Universities. Radioelectronics*, 2019, 22 (6), 45–54. DOI: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-45-54.
2. Ustinov, V.V., Yasyulevich, I.A., and Bebenin, N.G. The chiral spin-orbitronics of a helimagnet–normal metal heterojunction. *Physics of Metals and Metallography*, 2023, 24, 195–204. DOI: 10.1134/S0031918X22601895.
3. Fert, A. and Van Dau, F.N. Spintronics, from giant magnetoresistance to magnetic skyrmions and topological insulators. *Comptes Rendus Physique*, 2019, 20 (7–8), 817–831. DOI: 10.1016/j.crhy.2019.05.020.

4. Tang, J., Kong, L., Wang, W., Du, H., and Tian, M. Lorentz transmission electron microscopy for magnetic skyrmions imaging. *Chinese Physics B*, 2019, 28 (8), 087503. DOI: 10.1088/1674-1056/28/8/087503.
5. Fert, A., Reyren, N., and Cros, V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nature Reviews Materials*, 2017, 2 (7), 1–15. DOI: 10.1038/natrevmats.2017.31.
6. Ding, J., Yang, X., and Zhu, T. Manipulating current induced motion of magnetic skyrmions in the magnetic nanotrack. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2015, 48 (11), 115004. DOI: 10.1088/0022-3727/48/11/115004.
7. Kang, W., Wu, B., Chen, X., Zhu, D., Wang, Z., Zhang, X., Zhou, Y., Zhang, Y., and Zhao, W. A comparative cross-layer study on racetrack memories: domain wall vs skyrmion. *ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems (JETC)*, 2019, 16 (1), 1–17. DOI: 10.1145/3333336.
8. Song, K.M., Jeong, J.S., Pan, B., Zhang, X., Xia, J., Cha, S., Park, T.-E., Kim, K., Finizio, S., Raabe, J., Chang, J., Zhou, Y., Zhao, W., Kang, W., Ju, H., and Woo, S. Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing. *Nature Electronics*, 2020, 3 (3), 148–155. DOI: 10.1038/s41928-020-0385-0.
9. Göbel, B., Mertig, I., and Tretiakov, O.A. Beyond skyrmions: review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles. *Physics Reports*, 2021, 895, 1–28. DOI: 10.1016/j.physrep.2020.10.001.
10. Wei, W.S., He, Z.D., Qu, Z., and Du, H.F. Dzyaloshinsky–Moriya interaction (DMI)-induced magnetic skyrmion materials. *Rare Metals*, 2021, 40 (11), 3076–3090. DOI: 10.1007/s12598-021-01746-9.
11. Ma, M., Pan, Z., and Ma, F. Artificial skyrmion in magnetic multilayers. *Journal of Applied Physics*, 2022, 132 (4), 043906. DOI: 10.1063/5.0095875.
12. Leliaert, J. and Mulkers, J. Tomorrow’s micromagnetic simulations. *Journal of Applied Physics*, 2019, 125 (18), 180901. DOI: 10.1063/1.5093730.
13. Bo, L., Hu, C., Zhao, R., Zhang, X. Micromagnetic manipulation and spin excitation of skyrmionic structures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55 (33), 333001. DOI: 10.1088/1361-6463/ac6cb2.
14. Ognev, A.V., Kolesnikov, A.G., Kim, Y.J., Cha, I.H., Sadovnikov, A.V., Nikitov, S.A., Soldatov, I.V., Talapatra, A., Mohanty, J., Mruzckiewicz, M., Ge, Y., Kerber, N., Dittrich, F., Virnau, P., Klaui, M., Kim, Y.K., and Samardak, A.S. Magnetic direct-write skyrmion nanolithography. *ACS Nano*, 2020, 14 (11), 14960–14970. DOI: 10.1021/acsnano.0c04748.
15. Landau, L. and Lifshits, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability
16. in ferromagnetic bodies. *Phys. Zeitsch. der Sow.*, 1935, 8, 153–169.
17. Gilbert, T.L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Physical Review D*, 1955, 100, 1243.
18. Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., Garcia-Sanchez, F., and Van Waeyenberge, B. The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, 2014, 4 (10), 107133. DOI: 10.1063/1.4899186.
19. Donahue, M.J. and Porter, D.G. *OOMMF User's Guide*, Version 1.0, 1999. DOI: 10.1002/HTTPS://DX.DOI.ORG/10.6028/NIST.IR.6376.
20. Teplov, V.S., Bessonov, V.D., and Telegin, A.V. Numerical simulation of magnetization in PMA films. *Zhurnal Radioelektroniki*, 2022, 7. (In Russian). DOI: https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.7.3. Available at: [http://jre.cplire.ru/jre/jul22/3/abstract\\_e.html](http://jre.cplire.ru/jre/jul22/3/abstract_e.html)
21. Gubanov, V.A., Kruglyak, V.V., Sadovnikov, A.V. Controlling the modes of spin wave propagation in an yttrium iron garnet waveguide by local laser heating. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2023, 87 (3), 362–366. DOI: 10.3103/S1062873822701246.

22. Teplov, V.S., Bessonov, V.D., Batalov, S.V., and Telegin A.V. 150-degree nonlinear magnetic oscillations in YIG films. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 2022, 35 (6), 1389–1395. DOI: 10.1007/s10948-022-06208-6.
23. Ivanov, B.A. Ultrafast spin dynamics and spintronics for ferrimagnets close to the spin compensation point. *Low Temperature Physics*, 2019, 45 (9), 935–963. DOI: 10.1063/1.5121265.
24. Zhang, Y., Feng, X., Zheng, Z., Zhang, Z., Lin, K., Sun, X., Wang, G., Wang, J., Wei, J., Vallobra, P., He, Y., Wang, Z., Chen, L., Zhang, K., Xu, Y., and Zhao, W. Ferrimagnets for spintronic devices: from materials to applications. *Applied J. Physics Reviews*, 2023, 10 (1), 011301. DOI: 10.1063/5.0104618.
25. Kim, S.K., Beach, G.S., Lee, K.J., Ono, T., Rasing, T., and Yang, H. Ferrimagnetic spintronics. *Nature Materials*, 2022, 21 (1), 24–34. DOI: 10.1038/s41563-021-01139-4.
26. Barker, J. and Atxitia, U. A review of modelling in ferrimagnetic spintronics. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2021, 90 (8), 081001. DOI: 10.7566/JPSJ.90.081001.
27. Tanaka, H., Takayama, S., and Fujiwara, T. Electronic-structure calculations for amorphous and crystalline Gd<sub>33</sub>Fe<sub>67</sub> alloys. *Physical Review B*, 1992, 46 (12), 7390.
28. DOI: 10.1103/PhysRevB.46.7390.
29. Steblyi, M.E., Bazrov, M.A., Namsaraev, Z.Z., Letushev, M.E., Kozlov, A.G., Antonov, V.A., Steblyi, E.V., Davydenko, A.V., Ognev, A.V., Shiota, Y., Ono, T., and Samardak, A.S. Nonuniform current-driven formation and displacement of the magnetic compensation point in variable-width nanoscale ferrimagnets. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 2023, 15 (34), 40792-40798. DOI: 10.1021/acsami.3c08979.
30. Schubert, C., Hebler, B., Schletter, H., Liebig, A., Daniel, M., Abrudan, R., Radu, F., and Albrecht, M. Interfacial exchange coupling in Fe-Tb/[Co/Pt] heterostructures. *Physical Review B*, 2013, 87, 054415. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.054415.
31. Hassdenteufel, A., Hebler, B., Schubert, C., Liebig, A., Teich, M., Helm, M., Aeschlimann, M., Manfred, A., and Bratschitsch, R. Thermally assisted all-optical helicity dependent magnetic switching in amorphous Fe<sub>100-x</sub>Tb<sub>x</sub> alloy films. *Advanced Materials*, 2013, 25 (22), 3122–3128. DOI: 10.1002/adma.201300176.
32. Hebler, B., Hassdenteufel, A., Reinhardt, P., Karl, H., and Albrecht, M. Ferrimagnetic Tb–Fe alloy thin films: composition and thickness dependence of magnetic properties and all-optical switching. *Frontiers in Materials*, 2016, 3, 8. DOI: 10.3389/fmats.2016.00008.

Подана в журнал: 27.04.2024

УДК 538.955

DOI: 10.17804/2410-9908.2024.4.035-046

## ЭКВИВАЛЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ МИКРОМАГНИТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРИМАГНИТНЫХ СТРУКТУР

С. В. Баталов<sup>а</sup>, В. Д. Бессонов<sup>б</sup>, В. С. Теплов<sup>в</sup>, \* , А. В. Телегин<sup>г</sup>

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики металлов имени М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,  
ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620108, Россия*

<sup>а</sup>  <https://orcid.org/0000-0003-2036-2888>  [svbatalov@gmail.com](mailto:svbatalov@gmail.com);

<sup>б</sup>  <https://orcid.org/0000-0002-7837-4366>  [bessonov.v.d@gmail.com](mailto:bessonov.v.d@gmail.com);

<sup>в</sup>  <https://orcid.org/0000-0002-3986-4768>  [teplov.imp@mail.ru](mailto:teplov.imp@mail.ru);

<sup>г</sup>  <https://orcid.org/0000-0001-7209-4307>  [telegin@imp.uran.ru](mailto:telegin@imp.uran.ru)

\*Ответственный автор. Электронная почта: [teplov.imp@mail.ru](mailto:teplov.imp@mail.ru)

Адрес для переписки: ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620108, Россия

Тел.: +7 (343) 378-37-43

Предложена и рассмотрена модель микромагнитного моделирования намагниченности ферримагнитной пленки, состоящей из сплава ферромагнитного и редкоземельного металлов. Показано, что модель качественно повторяет экспериментально наблюдаемые температурные зависимости намагниченности насыщения ферримагнитных сплавов для разного процентного содержания редкоземельного элемента, а также имеет аналогичную петлю магнитного гистерезиса. Результаты работы представляют интерес для теоретического анализа особенностей поведения намагниченности пленочных металлических наноструктур типа «ферримагнетик – тяжелый металл» и решения задач прикладного материаловедения и магнетизма.

**Ключевые слова:** ферримагнитные пленки, микромагнитное моделирование, намагниченность насыщения, магнитный гистерезис, магнитная анизотропия

### 1. Введение

В настоящее время активно исследуются эффекты спинтроники на тонкопленочных наноструктурах типа «ферромагнетик – тяжелый металл» с нарушенной симметрией инверсии, которые обладают сильным спин-орбитальным взаимодействием на интерфейсе толщиной в несколько атомных слоев [1, 2]. В таких наноструктурах наблюдается заметный вклад антисимметричного взаимодействия Дзялошинского – Мории, в результате чего в них могут возникать локализованные магнитные вихри (скирмионы) размером от нескольких нанометров до одного микрона [3–5]. На основе скирмионов был предложен новый тип памяти в виде элементов нейронной сети, трекерной записи и т. п. [6–8]. Однако до сих пор не до конца ясны механизмы передвижения и стабилизации скирмионов в металлических магнитных наногетероструктурах. Для этого необходимо понимать фундаментальные причины, обуславливающие особенности магнитных и спинтранспортных свойств наноструктур, а также иметь способы эффективного управления их функциональными характеристиками, что является предметом большого количества теоретических и экспериментальных исследований [9–11]. Благодаря развитию компьютерных технологий фундаментальные исследования магнетизма низкоразмерных наноструктур, решение прикладных задач неразрушающего контроля, материаловедческий анализ, применяемые для прогнозирования ресурса материалов и металлоконструкций, успешно проводятся численными методами [12–14]. Например, микромагнитное моделирование сегодня фактически является стандартным методом

для определения равновесной конфигурации намагниченности и расчета ее динамики для различных нанообъектов. При этом наиболее распространенным является подход, основанный на интегрировании динамического уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) [15, 16]. Программные пакеты для микромагнитного моделирования, такие как MuMax<sup>3</sup> [17] и OOMMF [18], позволяют эффективно решать уравнение ЛЛГ для ферромагнетиков различной геометрии при заданных внешних полях и взаимодействиях между магнитными моментами [19–21]. Базовой концепцией микромагнитной теории является переход от дискретного рассмотрения магнитных моментов отдельного атома моделируемого образца к непрерывной функции распределения намагниченности. При этом предполагается, что длина вектора намагниченности остается постоянной, что невыполнимо в случае ферримагнитных структур с несколькими магнитными подрешетками. Вместе с тем исследования последних лет показали, что ферримагнетики обладают большим потенциалом для изучения и применения топологических магнитных структур, чем ферромагнетики, благодаря лучшим параметрам устойчивости основного состояния, минимального размера спиновых текстур, быстродействия, энергоэффективности и т. д. [22–25]. Отметим, что стандартная модель расчета в MuMax<sup>3</sup> ориентирована на однородные магнитные материалы. В ферримагнетике с двумя подрешетками, магнитные моменты которых противоположно направлены, каждая из подрешеток будет иметь свою намагниченность насыщения, обменную жесткость и т. д., что сложно смоделировать без кастомизированных расширений и требует специальной настройки. Поэтому решение задачи о равновесном распределении намагниченности в ферримагнетике численными методами является актуальным.

В работе предложено аппроксимировать ферримагнетик как двухслойную систему с эффективными значениями магнитных параметров слоев, которая отражает компромисс между различными физическими свойствами двух подсистем реального ферримагнетика. Показано, что предложенная полуэмпирическая модель численного расчета поведения намагниченности ферримагнитных структур методами микромагнитного моделирования хорошо согласуется с известными экспериментальными данными. Тем не менее данный подход является упрощенным и не может полностью отразить все нюансы поведения реального ферримагнетика, особенно если важны взаимодействия между подрешетками.

## 2. Описание модели ферримагнетика

Ферримагнетики (ФИМ) – магнитоупорядоченные среды, магнитную структуру которых можно представить двумя вложенными магнитными подрешетками. В простейшем случае это аморфный сплав двух материалов, например ферромагнитного (ФМ) – Co, Fe – и редкоземельного (РЗ) – Tb, Gd, Dy – ионов металла. В сплаве Co–Tb магнитная подрешетка Co образована спиновыми магнитными моментами 3d-электронов, а подрешетка Tb – орбитальными магнитными моментами 4f-электронов. Разная природа магнитных моментов делает подрешетки неравнозначными: обменным взаимодействием 4f-электронов Tb можно пренебречь, так как оно значительно меньше обменного взаимодействия между 3d-электронами Co, а их магнитное упорядочение является следствием косвенного обменного взаимодействия с подрешеткой Co. При этом реализуется антиферромагнитное упорядочение между магнитными подрешетками Co и Tb, и результирующая намагниченность  $M_s$  определяется как  $M_s = M_s \text{Co} - M_s \text{Tb}$ . Изменяя взаимную концентрацию атомов, можно переходить между условными состояниями (Co-насыщенное и Tb-насыщенное) что отражает преимущественный вклад в  $M_s$  одной из подрешеток. В первом случае вдоль внешнего поля будет ориентирована намагниченность в подрешетке Co, во втором случае – в подрешетке Tb. Обе подрешетки равнозначны с точки зрения вклада в результирующую намагниченность и отклика на действие внешнего магнитного поля. Отметим, что из-за разной природы магнитного момента магнито-транспортные и магнитооптические измерения будут регистрировать в основном только со-

стояние подрешетки Co. Такая особенность связана с тем, что 3d-электроны Co находятся ближе к уровню Ферми, чем 4f-электроны, обуславливающие магнитный момент Tb [26].

В данной работе предложена полуэмпирическая модель для расчета микромагнитной конфигурации ферримагнитных структур в пакете MuMax<sup>3</sup>, основанном на методе конечных разностей. В модели заданное пространство разбивается на идентичные прямоугольные объемы, каждому из которых сопоставляется магнитный момент фиксированной величины. Каждый магнитный момент участвует в ряде взаимодействий: магнитостатическом, обменном (прямом, косвенном, антисимметричном), с кристаллической решеткой, с внешним полем, со спин-поляризованным током и т. д. [17, 27]. Каждое взаимодействие можно характеризовать энергией, а с учетом фиксированного магнитного момента – некоторым эффективным полем [15], действующим на него. Далее программа ищет решения для уравнения ЛЛГ, которое описывает временную эволюцию системы под действием эффективного поля. В случае поиска стационарного решения программа определяет конфигурацию магнитных моментов, соответствующую минимальной суммарной энергии системы  $E_{\text{tot}}$  (1). Однако для описания ФИМ необходимо учесть дополнительные магнитные подрешетки. В случае ФИМ в среде задается два слоя одинаковой и фиксированной толщины, один из которых выполняет функцию ФМ, а второй – РЗ. Для слоя ФМ задаются намагниченность насыщения  $M_{s1}$ , энергия обменного взаимодействия  $E_{\text{ex}}^{1-1}$ , энергия перпендикулярной магнитной анизотропии  $E_u$  и прочие взаимодействия, характерные для рассматриваемой задачи (например, энергия взаимодействия Дзялошинского – Морие  $E_{\text{DM}}$ , если моделируется динамика скирмионов). Для слоя РЗ задается только намагниченность насыщения  $M_{s2}$  и отрицательная энергия межслоевого обменного взаимодействия  $E_{\text{ex}}^{1-2} < 0$ , все прочие энергии равны нулю.

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}}^{1-1} + E_{\text{DM}} + E_u + E_{\text{ex}}^{1-2}. \quad (1)$$

В большинстве экспериментальных работ рассматриваются ФИМ-структуры на основе аморфных сплавов, полученных в результате одновременного распыления ФМ- и РЗ-материалов. Для изменения процентного отношения материалов изменяется скорость распыления одного из материалов и общее время напыления, так чтобы толщина структуры оставалась постоянной. Таким образом, величины  $M_{s1}$  и  $M_{s2}$  находятся в некоторой взаимосвязи. Для установления этой связи был использован полуэмпирический подход на основе экспериментальных данных. В работе [27] была изучена зависимость намагниченности насыщения пленок  $\text{Co}_{100-x}\text{Tb}_x$  с разным процентным отношением атомов при постоянной толщине пленки, равной 4 нм, от концентрации Tb (рис. 1 а). На основе этой зависимости можно сделать три важных для нашей модели вывода: зависимость линейная; концентрация, при которой суммарная намагниченность равна нулю, составляет ~20 % (при комнатной температуре); значение намагниченности насыщения  $M_0$  чистого Co, полученное в результате экстраполяции –  $M_0 \approx 10^6$  А/м, что меньше величины  $1,42 \cdot 10^6$  А/м, характерной для объемного кобальта. В работе [28] были проведены аналогичные измерения в пленках  $\text{Fe}_{100-x}\text{Tb}_x$  толщиной 20 нм. Интересно отметить, что в этом случае компенсация намагниченности также происходит при содержании Tb ~20 %, а экстраполированное значение намагниченности насыщения Fe меньше, чем в объемных образцах.

Таким образом, в нашей модели намагниченность насыщения  $M_s$  определяется линейной разностью вкладов подрешеток  $M_s = M_{s1} - M_{s2}$ . Намагниченность насыщения подрешеток  $M_{s1}$  и  $M_{s2}$  зависит от числа атомов каждого сорта  $N_1$  и  $N_2$  и их магнитного момента  $m_1$  и  $m_2$  как  $M_{si} = m_i N_i / V$ . Взаимосвязь между числом атомов задается процентом содержания атомов второго сорта  $p$ :

$$x = \frac{N_2}{N_1 + N_2}. \quad (2)$$

Тогда отношение суммарной намагниченности к намагниченности первой подрешетки можно выразить только через одну переменную – процент содержания атомов  $N_2$ :

$$\frac{M_s}{M_{s1}} = 1 - \frac{m_2}{m_1} \frac{x}{1-x}. \quad (3)$$

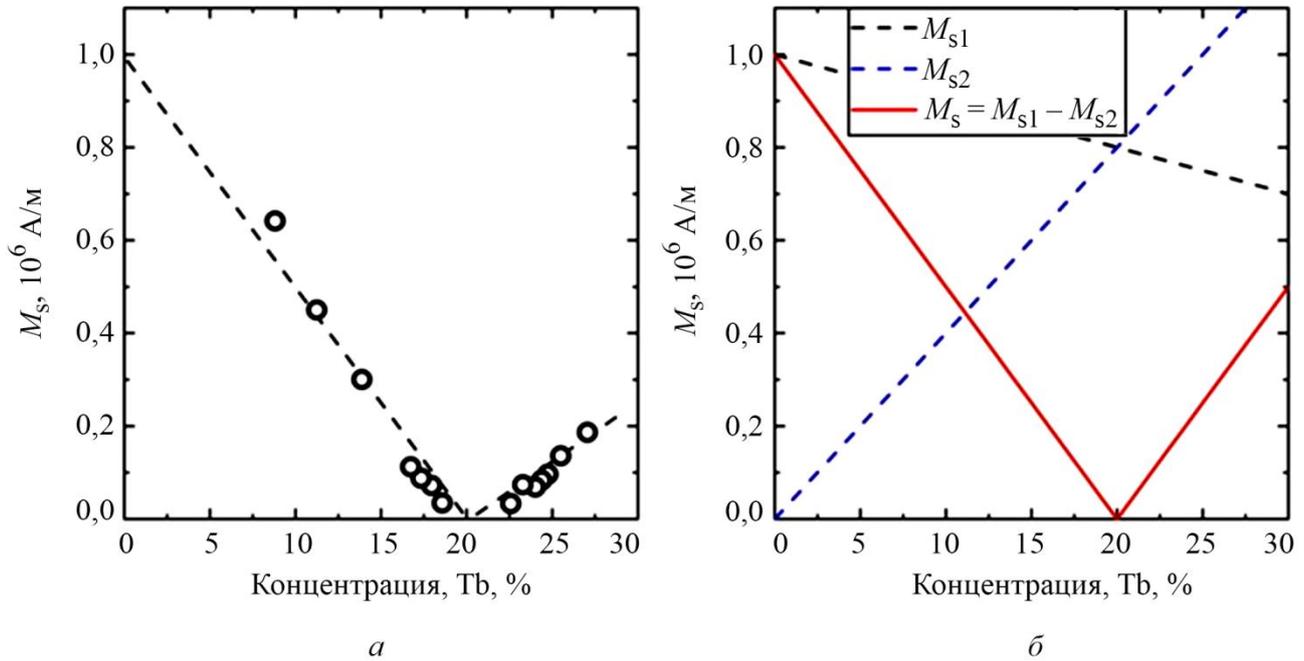


Рис. 1. Экспериментально полученная зависимость (круглые символы) намагниченности насыщения  $M_s$  для ФИМ-структуры W(4 нм)/Co<sub>100-x</sub>Tb<sub>x</sub>(4)/Ru(2) от процентного содержания атомов Tb по данным работы [27] (а); зависимость вкладов (пунктирные линии) каждой из подрешеток в результирующую намагниченность (сплошная линия), полученная на основе предложенной аналитической модели (б)

Из условия  $M_s = 0$  при  $p = 0,2$  (полученного экспериментально) следует, что  $m_2/m_1 = 4$ . Намагниченность сплава Co<sub>100-x</sub>Tb<sub>x</sub> можно выразить линейным соотношением  $M_s = M_0(1 - kx)$ . Тогда намагниченности подрешеток записываются следующим образом:

$$M_{s1} = \frac{M_0(1-kx)}{1 - \frac{m_2}{m_1} \cdot \frac{x}{1-x}}, \quad (4)$$

$$M_{s2} = \frac{M_0(1-kx)}{\frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{1-x}{x} - 1}. \quad (5)$$

При  $x = 0,2$  происходит компенсация намагниченностей подрешеток (рис. 1 а), из чего получаем  $k = 5$ . На рис. 1 б приведены зависимости намагниченностей насыщения для каждой подрешетки и для их разности. Так как знак перед намагниченностью имеет относительный характер, то результирующее значение приведено в виде модуля.

Таким образом, простая стехиометрическая модель позволяет производить микромагнитное моделирование тонкопленочных ФИМ-систем с заданной концентрацией РЗ-атомов. Для этого исследуемая пленка заменяется двумя слоями с различными величинами  $M_{s1}$  и  $M_{s2}$ , полученными из соотношений (4) и (5) при заданной величине  $x$ .

### 3. Проверка применимости модели

Далее, для проверки предложенной модели было проведено компьютерное моделирование характерных для ФИМ зависимостей намагниченности от приложенного внешнего поля и от температуры. Экспериментальные исследования показывают, что с изменением температуры результирующий магнитный момент ФИМ сильно изменяется, вплоть до изменения типа насыщения. Такое поведение может быть обусловлено тем, что магнитные моменты РЗ-атомов имеют сперимагнитное упорядочение: образуют конус вдоль оси ориентации моментов ФМ [29]. С увеличением температуры в результате термодинамических флуктуаций раствор этого конуса увеличивается, и проекция на ось ФМ уменьшается, что равнозначно уменьшению вклада от второй подрешетки. С уменьшением температуры происходит обратный процесс. На рис. 2 а приведены температурные зависимости  $M_s$  для трех составов ФИМ, полученные на основе предложенной модели. Модель демонстрирует хорошее повторение зависимостей, наблюдаемых, например, в сплавах CoTb [27] и FeTb [28, 29]: изменение температуры приводит к переходу из состояния РЗ-насыщенное в ФМ-насыщенное при фиксированном составе; с ростом концентрации атомов РЗ температура компенсации увеличивается; в окрестностях точки компенсации намагниченность изменяется линейно от температуры. На рис. 2 б приведена визуализация магнитной структуры в слоях для разных значений температуры. При нулевой температуре слой 2 (РЗ) имеет больший магнитный момент, поэтому намагниченность в нем была бы выстроена вдоль внешнего магнитного поля, а в слое 1 – в противоположном направлении (1). При увеличении температуры термодинамические флуктуации нарушают магнитное упорядочение во втором слое гораздо сильнее из-за отсутствия прямого обменного взаимодействия (3). При некотором значении температуры это приведет к тому, что результирующая намагниченность в слое 2 вдоль оси  $z$  станет меньше, чем результирующая намагниченность в слое 1. Структура перейдет из состояния РЗ-насыщения в состояние ФМ-насыщения, после чего действие поля приведет к изменению ориентаций намагниченностей в слоях на противоположные (4).

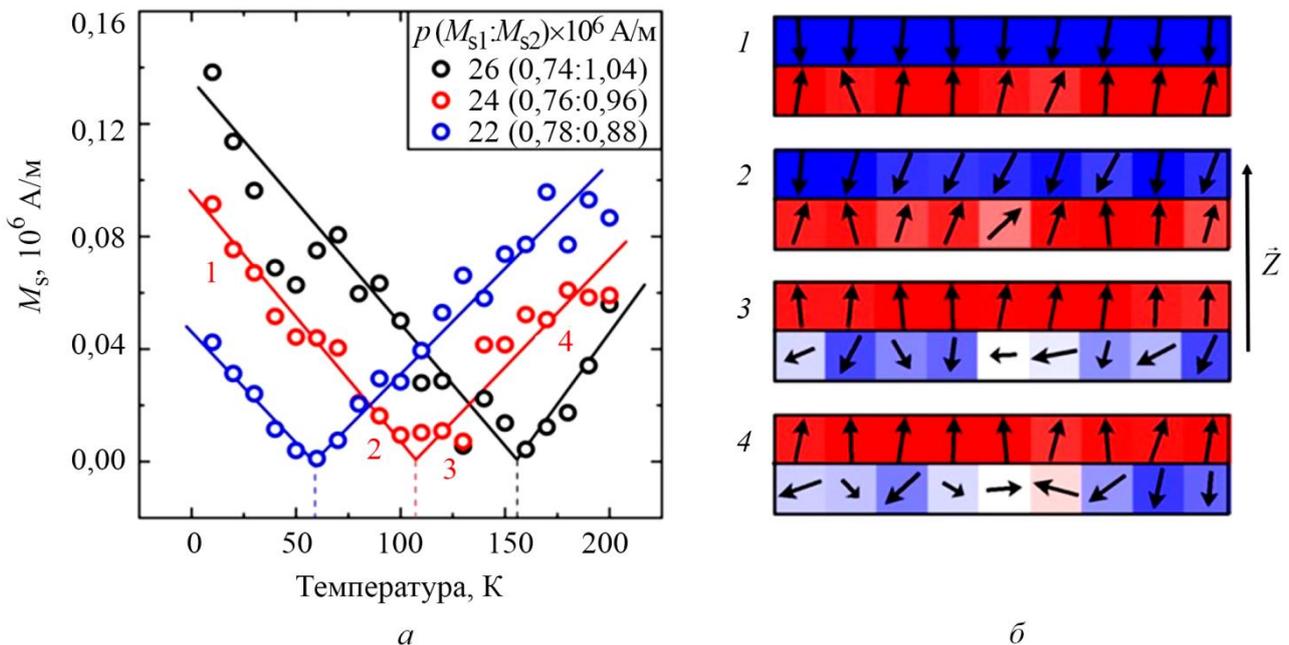


Рис. 2. Полученные в результате моделирования температурные зависимости намагниченности насыщения  $M_s$  (круглые символы) сплавов  $Co_{1-x}Tb_x$  (а); поперечные срезы магнитной структуры для разных областей температур (отмечены цифрами 1–4 на графике) при фиксированном составе и наличии намагничивающего поля в направлении  $+z$  (б)

Проведен характерный для магнетиков эксперимент – исследование петли магнитного гистерезиса. На рис. 3 *а* приведена экспериментальная петля гистерезиса для сплава FeTb в диапазоне полей до 7 Тл [30]. Как было показано авторами, в малых полях происходит переключение направления намагниченности в подрешетках на противоположное. В результате в центральной части зависимости наблюдается прямоугольная петля. При дальнейшем увеличении поля магнитная структура находится в квазистационарном состоянии (пунктирная линия на рис. 3 *а*): подрешетка с большим магнитным моментом выстроена по направлению поля, а с меньшим – противоположно полю из-за антиферромагнитного обменного взаимодействия.

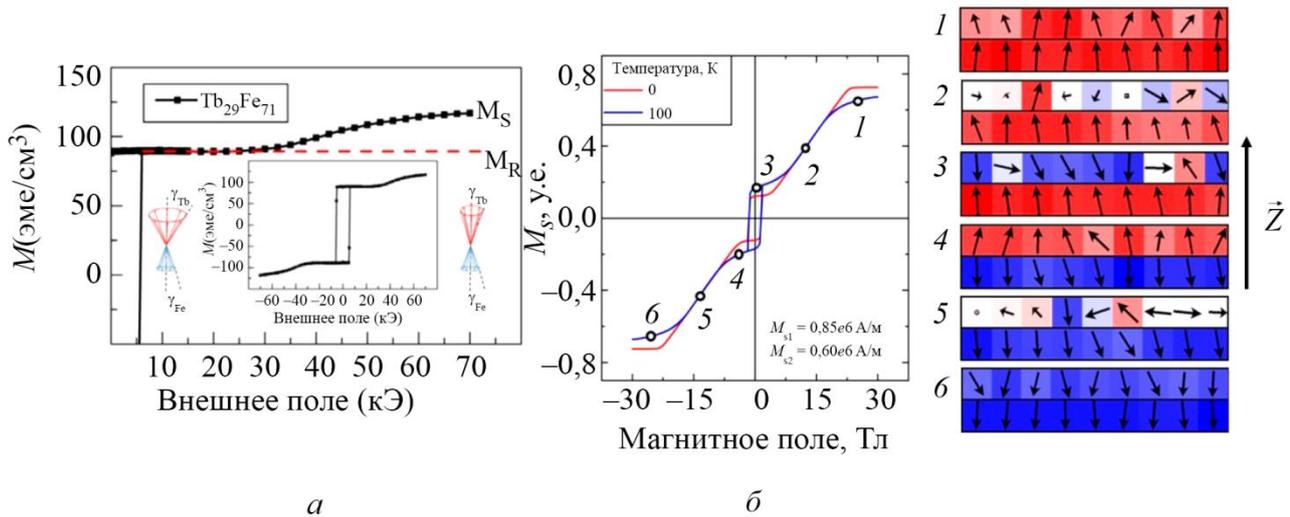


Рис. 3. Экспериментальная петля магнитного гистерезиса сплава Fe–Tb, полученная в диапазоне до 7 Тл (рисунок взят из работы [30]) (*а*); результаты микромагнитного моделирования петель гистерезиса намагниченности  $M$  по предложенной модели для разных значений температуры при содержании Tb  $x = 15\%$  (*б*). Справа приведены вертикальные срезы магнитной структуры при разных значениях внешнего поля.

Однако при некотором значении внешнее поле становится больше эффективного поля обменного взаимодействия, и в системе нарушается коллинеарное упорядочение: намагниченность в подрешетке с меньшим магнитным моментом начинает плавно поворачиваться вдоль поля. Это приводит к характерному плавному увеличению намагниченности в высоких полях. Предложенная модель ФИМ позволила качественно повторить зависимости, наблюдаемые в эксперименте. Результаты численного моделирования петли магнитного гистерезиса при концентрации Tb 15 % для температур 0 и 100 К приведены на рис. 3 *б*. Последовательное увеличение поля приводит сначала к переключению ориентации намагниченности в подрешетках (точка 3 для положительного поля и точка 4 для отрицательного), затем к нарушению коллинеарного упорядочения (точки 2 и 5) и дальнейшему выстраиванию вдоль поля (точки 1 и 6). Видно, что с увеличением температуры характеристические поля уменьшаются, а переход в состояние насыщения происходит более плавно, что качественно совпадает с экспериментальными результатами. Справа на рис. 3 *б* приведена визуализация спиновой структуры ФИМ на перечисленных этапах процесса при температуре 100 К. Неоднородное распределение намагниченности в конечных точках (точки 1 и 6) обусловлено термодинамическими флуктуациями.

#### 4. Заключение

В работе рассмотрена полуэмпирическая модель для микромагнитного моделирования намагниченности тонкопленочного ферримагнетика, которая дает качественное совпадение с результатами экспериментов для аморфных ферримагнитных сплавов, например CoTb и FeTb, широко используемых в различных материаловедческих технологиях. Предложенная эквивалентная модель позволяет удовлетворительно описать зависимость результирующего магнитного момента сплава от взаимной концентрации атомов переходного и редкоземельного металлов в слоях структуры, изменение результирующего магнитного момента сплава в зависимости от температуры при разных концентрациях редкоземельного металла, поведение петли магнитного гистерезиса, в том числе в больших полях. Разработанная модель может быть предложена для моделирования, например, поведения киральных спиновых текстур (скирмионов и т. п.) в многослойных металлических пленочных наноструктурах типа «ферримагнетик – тяжелый металл». На основании полученных результатов можно сделать вывод о перспективности внедрения новых технологий и методик исследования, таких как компьютерное моделирование, для более точного и эффективного анализа структуры и свойств магнитных материалов, прогнозирования и выявления оптимальных способов улучшения их характеристик.

#### Благодарность

*Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20160 (<https://rscf.ru/en/project/21-72-20160>). Авторы также благодарят за помощь в работе ЦКП ДВФУ.*

#### Конфликт интересов

*Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.*

#### Литература

1. Stashkevich A. A. Spin-orbitronics a novel trend in spin oriented electronics // Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. – 2019. – Vol. 22 (6). – P. 45–54. – DOI: 10.32603/1993-8985-2019-22-6-45-54.
2. Ustinov V. V., Yasyulevich I. A., Bebenin N. G. The chiral spin-orbitronics of a helimagnet–normal metal heterojunction // Physics of Metals and Metallography. – 2023. – Vol. 24. – P. 195–204. – DOI: 10.1134/S0031918X22601895.
3. Fert A., Van Dau F. N. Spintronics, from giant magnetoresistance to magnetic skyrmions and topological insulators // Comptes Rendus Physique. – 2019. – Vol. 20, Nos. 7–8. – P. 817–831. – DOI: 10.1016/j.crhy.2019.05.020.
4. Lorentz transmission electron microscopy for magnetic skyrmions imaging / J. Tang, L. Kong, W. Wang, Du H., M. Tian // Chinese Physics B. – 2019. – Vol. 28, No. 8. – P. 087503. – DOI: 10.1088/1674-1056/28/8/087503.
5. Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // Nature Reviews Materials. – 2017. – Vol. 2, No. 7. – P. 1–15. – DOI: 10.1038/natrevmats.2017.31.
6. Ding J., Yang X., Zhu T. Manipulating current induced motion of magnetic skyrmions in the magnetic nanotrack // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2015. – Vol. 48, No. 11. – P. 115004. – DOI: 10.1088/0022-3727/48/11/115004.
7. A comparative cross-layer study on racetrack memories: domain wall vs skyrmion / W. Kang, B. Wu, X. Chen, D. Zhu, Z. Wang, X. Zhang, Y. Zhou, Y. Zhang, W. Zhao // ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems (JETC). – 2019. – Vol. 16, No. 1. – P. 1–17. – DOI: 10.1145/3333336.

8. Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing / 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, S. Woo // *Nature Electronics*. – 2020. – Vol. 3, No. 3. – P. 148–155. – DOI: 10.1038/s41928-020-0385-0.
9. Göbel B., Mertig I., Tretiakov O. A. Beyond skyrmions: review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles // *Physics Reports*. – 2021. – Vol. 895. – P. 1–28. – DOI: 10.1016/j.physrep.2020.10.001.
10. Dzyaloshinsky–Moriya interaction (DMI)-induced magnetic skyrmion materials / W.-S. Wei, Z.-D. He, Z. Qu, H.-F. Du // *Rare Metals*. – 2021. – Vol. 40, No. 11. – P. 3076–3090. – DOI: 10.1007/s12598-021-01746-9.
11. Ma M., Pan Z., Ma F. Artificial skyrmion in magnetic multilayers // *Journal of Applied Physics*. – 2022. – Vol. 132, No. 4. – P. 043906. – DOI: 10.1063/5.0095875.
12. Leliaert J., Mulkers J. Tomorrow's micromagnetic simulations // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 125, No. 18. – P. 180901. – DOI: 10.1063/1.5093730.
13. Micromagnetic manipulation and spin excitation of skyrmionic structures / L. Bo, C. Hu, R. Zhao, X. Zhang // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2022. – Vol. 55, No. 33. – P. 333001. – DOI: 10.1088/1361-6463/ac6cb2.
14. Magnetic direct-write skyrmion nanolithography / A. V. Ognev, A. G. Kolesnikov, Y. J. Kim, I. H. Cha, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov, I. V. Soldatov, A. Talapatra, J. Mohanty, M. Mruczkiewicz, Y. Ge, N. Kerber, F. Dittrich, P. Virnau, M. Klaui, Y. K. Kim, A. S. Samardak // *ACS Nano*. – 2020. – Vol. 14, No. 11. – P. 14960–14970. – DOI: 10.1021/acsnano.0c04748.
15. Landau L., Lifshits E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Zeitsch. der Sow.* – 1935. – 8. – P. 153–169.
16. Gilbert T. L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field // *Physical Review D*. – 1955. – Vol. 100. – P. 1243.
17. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Hellesen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge // *AIP Advances*. – 2014. – Vol. 4, No. 10. – P. 107133. – DOI: 10.1063/1.4899186.
18. Donahue M. J., Porter D. G. OOMMF User's Guide, Version 1.0. – 1999. – DOI: 10.1002/HTTPS://DX.DOI.ORG/10.6028/NIST.IR.6376.
19. Теплов В. С., Бессонов В. Д., Телегин А. В. Численное моделирование поведения намагниченности в одноосных магнитных пленках // *Журнал радиоэлектроники*. – 2022. – No. 7. – DOI: 10.30898/1684-1719.2022.7.3. – URL: [http://jre.cplire.ru/jre/jul22/3/abstract\\_e.html](http://jre.cplire.ru/jre/jul22/3/abstract_e.html)
20. Gubanov V. A., Kruglyak V. V., Sadovnikov A. V. Controlling the modes of spin wave propagation in an yttrium iron garnet waveguide by local laser heating // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2023. – Vol. 87, No. 3. – P. 362–366. – DOI: 10.3103/S1062873822701246.
21. 150-degree nonlinear magnetic oscillations in YIG films / V. S. Teplov, V. D. Bessonov, S. V. Batalov, A. V. Telegin // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. – 2022. – Vol. 35, No. 6. – P. 1389–1395. – DOI: 10.1007/s10948-022-06208-6.
22. Ivanov B. A. Ultrafast spin dynamics and spintronics for ferrimagnets close to the spin compensation point // *Low Temperature Physics*. – 2019. – Vol. 45, No. 9. – P. 935–963. – DOI: 10.1063/1.5121265.
23. Ferrimagnets for spintronic devices: from materials to applications / Y. Zhang, X. Feng, Z. Zheng, Z. Zhang, K. Lin, X. Sun, G. Wang, J. Wang, J. Wei, P. Vallobra, Y. He, Z. Wang, L. Chen, K. Zhang, Y. Xu, W. Zhao // *Applied J. Physics Reviews*. – 2023. – Vol. 10, No. 1. – P. 011301. – DOI: 10.1063/5.0104618.
24. Ferrimagnetic spintronics / S. K. Kim, G. S. Beach, K. J. Lee, T. Ono, T. Rasing, H. Yang // *Nature Materials*. – 2022. – Vol. 21 (1). – P. 24–34. – DOI: 10.1038/s41563-021-01139-4.

25. Barker J., Atxitia U. A review of modelling in ferrimagnetic spintronics // Journal of the Physical Society of Japan. – 2021. – Vol. 90 (8). – P. 081001. – DOI: 10.7566/JPSJ.90.081001.
26. Tanaka H., Takayama S., Fujiwara T. Electronic-structure calculations for amorphous and crystalline  $Gd_{33}Fe_{67}$  alloys // Physical Review B. – 1992. – Vol. 46 (12). – P. 7390. – DOI: 10.1103/PhysRevB.46.7390.
27. Nonuniform current-driven formation and displacement of the magnetic compensation point in variable-width nanoscale ferrimagnets / M. E. Stebliy, M. A. Bazrov, Z. Z. Namsaraev, M. E. Letushev, A. G. Kozlov, V. A. Antonov, E. V. Stebliy, A. V. Davydenko, A. V. Ognev, Y. Shiota, T. Ono, A. S. Samardak // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2023. – Vol. 15 (34). – P. 40792–40798. – DOI: 10.1021/acsami.3c08979.
28. Interfacial exchange coupling in Fe–Tb/[Co/Pt] heterostructures / C. Schubert, B. Hebler, H. Schletter, A. Liebig, M. Daniel, R. Abrudan, F. Radu, M. Albrecht // Physical Review B. – 2013. – Vol. 87. – P. 054415. – DOI: 10.1103/PhysRevB.87.054415.
29. Thermally assisted all-optical helicity dependent magnetic switching in amorphous  $Fe_{100-x}Tb_x$  alloy films / A. Hassdenteufel, B. Hebler, C. Schubert, A. Liebig, M. Teich, M. Helm, M. Aeschlimann, A. Manfred, R. Bratschitsch // Advanced Materials. – 2013. – Vol. 25 (22). – P. 3122–3128. – DOI: 10.1002/adma.201300176.
30. Ferrimagnetic Tb–Fe alloy thin films: composition and thickness dependence of magnetic properties and all-optical switching / B. Hebler, A. Hassdenteufel, P. Reinhardt, H. Karl, M. Albrecht // Frontiers in Materials. – 2016. – Vol. 3. – P. 8. – DOI: 10.3389/fmats.2016.00008.