

УДК 537.621

УПРАВЛЕНИЕ РЕЖИМАМИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДЕ ИЗ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА ПОСРЕДСТВОМ ЛОКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА

© 2023 г. В. А. Губанов¹ *, В. В. Кругляк², А. В. Садовников¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского”,
Саратов, Россия

²Факультет физики и астрономии, Эксетерский университет, Эксетер, Великобритания

*E-mail: vladmeen@gmail.com

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 27.10.2022 г.

Принята к публикации 25.11.2022 г.

Представлены результаты микромагнитного моделирования магнитной структуры на поверхности пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), где создавалась область измененной намагниченности насыщения путем фокусированного лазерного излучения. На основе построенных амплитудно-частотных характеристик прохождения сигнала через магнитную структуру с областью нагрева показана возможность реализации режимов фильтрации спин-волнового сигнала при изменении диаметра нагреваемой области на поверхности ЖИГ.

DOI: 10.31857/S0367676522700739, EDN: HGRFAB

В настоящий момент отчетливо проявились недостатки существующей компонентной базы систем обработки информационных сигналов, основанных на полупроводниковой электронике. Сложности, ограничивающие рост тактовых частот полупроводниковых микросхем, связаны с повышением тепловыделения за счет увеличения плотности транзисторов как в латеральном направлении отдельно взятого слоя интегральной микросхемы, так и за счет увеличения количества слоев и элементов межсоединений в ультра больших интегральных схемах [1, 2]. Использование магнонов — квантов спиновых волн (СВ) — позволяет в одном модуле устройства совместить узлы генерации, передачи и обработки информационного сигнала, при этом обработки без выделения тепла ввиду отсутствия переноса электрического заряда [3–7].

В последнее время большой интерес представляет интеграция магнитных логических устройств с полупроводниковыми для создания нового класса логических устройств. Первым шагом такой интеграции можно назвать развитие технологий создания ферромагнитных структур на полупроводниковых подложках [8, 9]. В полупроводниковой электронике создаются трехмерные логические устройства, то перспективным является создание комплементарной базы для создания многомерных топологических систем (МТС). МТС созда-

ются из примитивных функциональных блоков с частотными и/или пространственными режимами селекции распространения сигнала и могут лежать в основе парадигмы устройств обработки данных следующего поколения [10]. Материалом, который может быть применим для решения данных задач, могут выступать пленки ЖИГ [11] за счет сверхнизкого затухания спиновых волн, и как следствие, значительно большим значением длины распространения СВ по сравнению с проводящими ферромагнитными материалами, используемыми в магнотронике (NiFe, CoFeB, Co) [12].

Свойства СВ в многомерных системах определяются дипольными и обменными взаимодействиями и могут управляться, к примеру, при использовании упругих деформаций [9, 13], лазерного излучения для изменения свойств ферритовых пленок [8] или лазерного излучения для локального лазерного нагрева структуры [14]. Последняя концепция основана на механизме поглощения лазерного излучения и локального нагрева, приводящему к изменению величины намагниченности насыщения и созданию нерегулярного спин-волнового канала в магнитных волноводах. В работе [15] показан эффект управления характеристиками передачи спиновой волны и формы сигнала при быстром нагреве и медленном охлаждении ферромагнитной пленки. Создаваемая область нагрева может иметь разные формы:

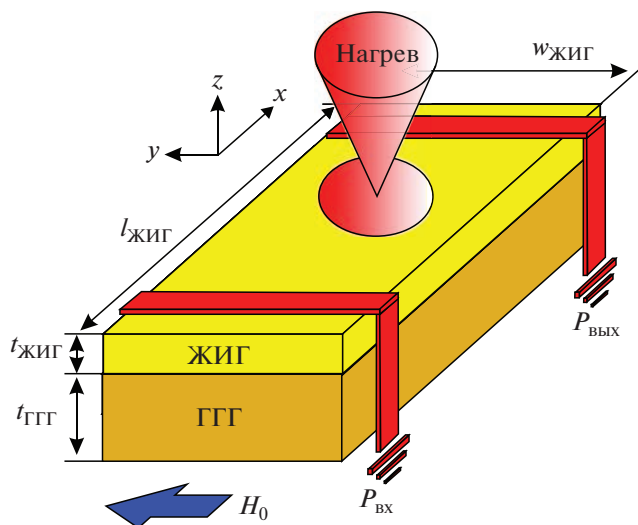


Рис. 1. Схематическое представление исследуемой структуры с локальным лазерным нагревом.

в виде прямоугольника, треугольника [16] и виде круга [17].

В волноводной системе ферромагнитных волноводов возможно создавать многогодное распространение спиновых волн в конфигурации Дэймона–Эшбаха (ДЭ) [18]. Раздельное возбуждение мод СВ является сложной задачей, т.к. источником в большинстве случаев является микрополосковая антенна, которая возбуждает всевозможные моды вдоль ширины волновода [19, 20]. Каждая ширинная мода обладает своей дисперсией и, как следствие, они обладают различными частотными диапазонами при одинаковых волновых числах (и наоборот). Для распространения определенной ширинной моды СВ могут использоваться L и T образные волноводы [21, 22], в которых при переходе из разных сегментов структуры могут трансформироваться типы СВ, и таким образом проводить модовую селекцию спиновых волн.

В данной работе показана возможность перестройки при помощи лазерного излучения режима распространения СВ в пленке ЖИГ. Показано, как при изменении величины локального лазерного нагрева и диаметра нагреваемой области, наблюдается трансформация передаточной характеристики СВ и структуре возникает режим непропускания спин-волнового сигнала. Предложенный метод управления изменением коэффициента передачи и фазы спин-волнового сигнала при изменении интенсивности лазерного излучения и диаметра лазерного пятна, сфокусированного на магнотном волноводе, может найти применение для создания устройств магнотной логики.

В качестве исследуемой структуры, приведенной на рис. 1, была использована пленка ЖИГ толщиной $t_{\text{ЖИГ}} = 10$ мкм, сформированная методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ) толщиной $t_{\text{ГГГ}} = 500$ мкм. При помощи метода лазерного скрайбирования был сформирован волновод шириной $w_{\text{ЖИГ}} = 2$ мм и длиной $l_{\text{ЖИГ}} = 6$ мм. Структура помещалась во внешнее магнитное поле величины 1830 Э, ориентированное вдоль оси y . При таких условиях эффективно возбуждались поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) с помощью микрополоскового преобразователя $P_{\text{ВХ}}$ шириной 30 мкм и принимались выходной микрополосковой антенной $P_{\text{ВЫХ}}$.

На расстоянии в 4.25 мм от левого края волновода формировался центр лазерного пятна, при помощи которого создавалась область с измененной намагниченностью насыщения M_S . Для изменения M_S от температуры нагрева T используется следующее соотношение:

$$M_{S(x,y)} \approx M_0 - \beta [T(x,y) - T_{RT}], \quad (1)$$

где $\beta = 313$ А/К·м, $M_0 = 140$ кА/м — намагниченность насыщения при комнатной температуре, $T(x,y)$ — температура нагрева, T_{RT} — комнатная температура окружающей среды.

Было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 [23], в котором решается уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта при помощи метода конечных разностей:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{H}_{\text{eff}} \cdot \vec{M}] + \frac{\alpha}{M_{S(x,y)}} \left[\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad (2)$$

где $\vec{M}$ — вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ — параметр затухания пленки ЖИГ, $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{\text{demag}} + \vec{H}_{\text{ex}} + \vec{H}_a$ — эффективное магнитное поле, $\vec{H}_0$ — внешнее магнитное поле, $\vec{H}_{\text{demag}}$ — поле размагничивания, $\vec{H}_{\text{ex}}$ — обменное поле, $\vec{H}_a$ — поле анизотропии, $\gamma = 2.8$ МГц/Э — гиромагнитное отношение.

Первым этапом было проведено экспериментальное измерение степени нагрева при помощи лазера Excelsior (Spectra Physics) EXLSR-532-200-CDRH с длиной волны 532 нм и мощностью 200 мВт, лазерное пятно которого наводилось на пленку ЖИГ. Полученные результаты лазерного нагрева были использованы для микромагнитного моделирования. По формуле (1) была пересчитана M_S в области нагрева пленки ЖИГ. В дальнейшем вводится безразмерный параметр

$$\delta = M_S / M_{RT}, \quad (3)$$

который описывает изменение намагниченности насыщения.

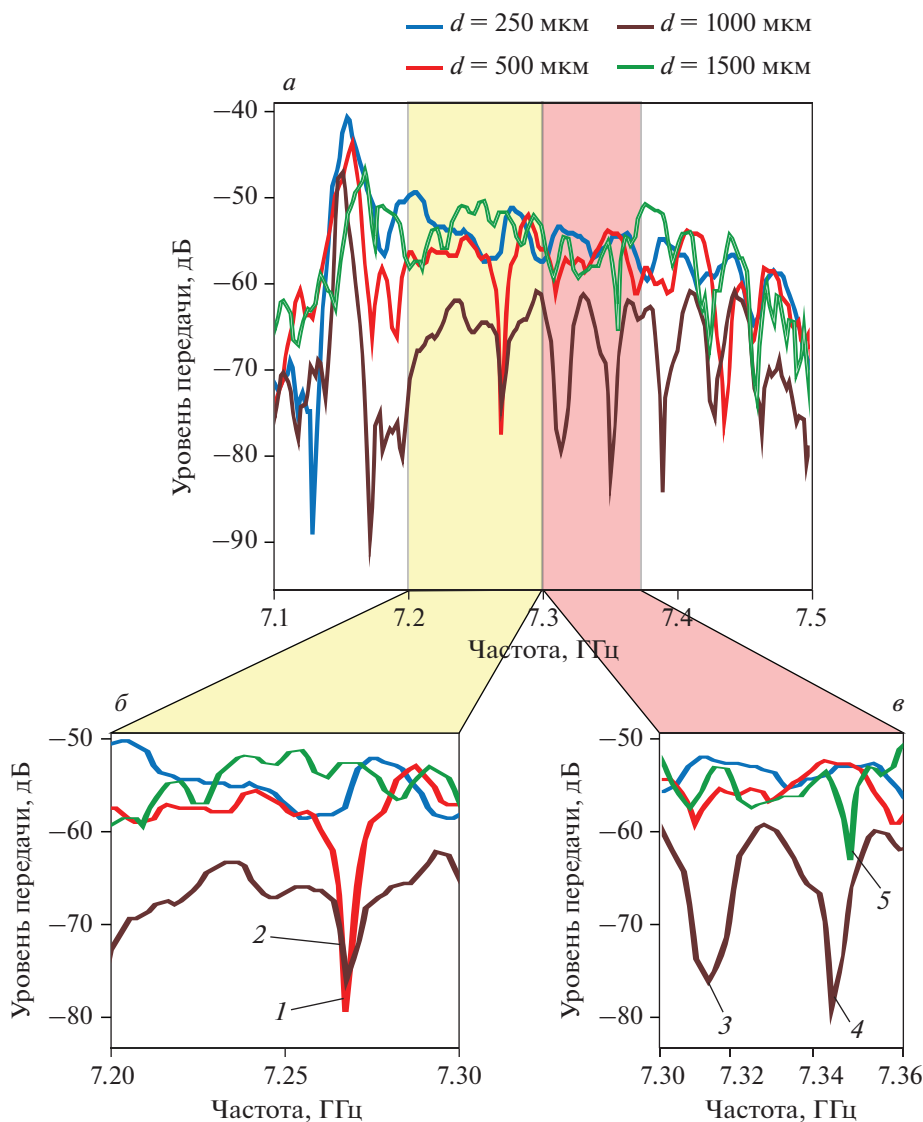


Рис. 2. Передаточные характеристики спиновой волны для случаев разных диаметров создаваемых локальным лазерным нагревом (а): $d = 250$ мкм (синяя линия), $d = 500$ мкм (красная линия), $d = 1000$ мкм (коричневая линия), $d = 1500$ мкм (зеленая линия) при изменении намагниченности насыщения $\delta = 0.9$; сегменты передаточных характеристик для частотного диапазона 7.2–7.3 ГГц (б) и 7.3–7.26 ГГц (в). Цифрами на рисунке отмечены провалы на передаточных характеристиках: 1 – 7.26 ГГц для $d = 500$ мкм, 2 – 7.26 ГГц для $d = 1000$ мкм, 3 – 7.31 ГГц для $d = 1000$ мкм, 4 – 7.345 ГГц для $d = 1000$ мкм, 5 – 7.35 ГГц для $d = 1500$ мкм.

На рис. 2 представлены передаточные характеристики, полученные на выходной микрополосковой антенне $P_{\text{вых}}$ для разных диаметров лазерного пятна: $d = 250$ мкм (синяя линия), $d = 500$ мкм (красная линия), $d = 1000$ мкм (коричневая линия) и $d = 1500$ мкм (зеленая линия) при параметре $\delta = 0.9$. Из рис. 2а было выделено два частотных диапазона: 7.2–7.3 ГГц (рис. 2б) и 7.3–7.36 ГГц (рис. 2в). Также на рис. 2б и 2в отмечены цифрами 1–5 провалы на передаточных характеристиках. При диаметре лазерного пятна $d = 250$ мкм провалов передачи сигнала на передаточной характеристике не наблюдаются. Как видно на рис. 2б, на частоте 7.26 ГГц при диаметрах

лазерного пятна $d = 500$ мкм и $d = 1000$ мкм наблюдается провал на АЧХ, при этом уровень провала в случае для пятна $d = 500$ мкм отличается на 10 дБ. Также можно сказать о том, что при увеличении диаметра лазерного пятна происходит снижение среднего уровня прохождения сигнала.

На рис. 2 в детально показаны режимы, при которых на АЧХ наблюдаются провалы для лазерного пятна диаметром 1000 мкм на частотах 7.31 и 7.345 ГГц. Можно говорить о том, что при создании области нагрева с диаметром $d = 1000$ мкм в структуре наблюдается 4 режима непропускания спин волнового сигнала.

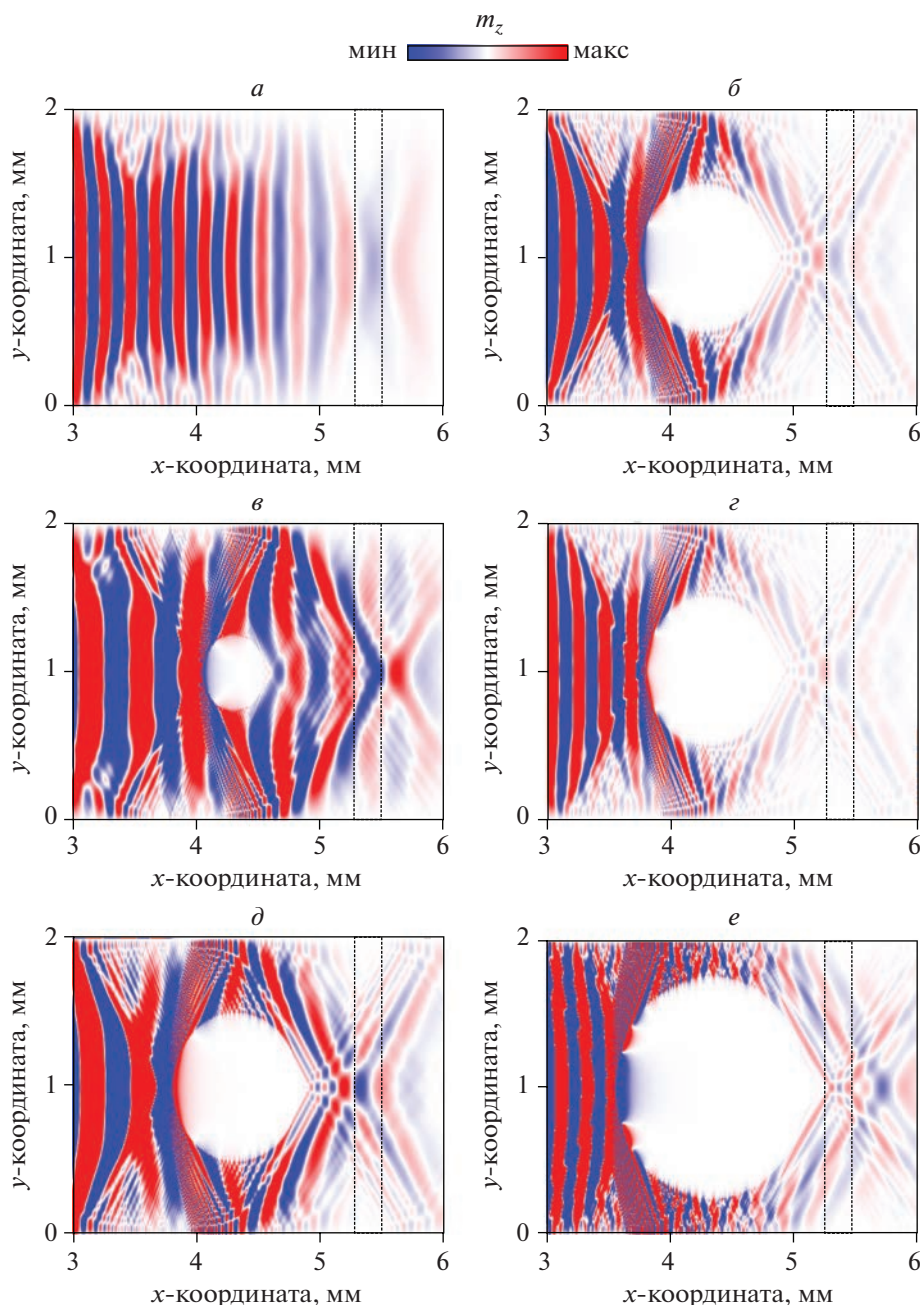


Рис. 3. Карты распределения m_z компоненты намагниченности в структуре в срезе от 3 до 6 мм по x -координате для случаев: $\delta = 1, f = 7.26$ ГГц, $d = 0$ мкм (а); $\delta = 0.9, f = 7.26$ ГГц, $d = 500$ мкм (б); $\delta = 0.9, f = 7.26$ ГГц, $d = 1000$ мкм (в); $\delta = 0.9, f = 7.31$ ГГц, $d = 1000$ мкм (г); $\delta = 0.9, f = 7.345$ ГГц, $d = 1000$ мкм (д); $\delta = 0.9, f = 7.35$ ГГц, $d = 1500$ мкм (е). Пунктирной линией отмечена область выходной микрополосковой антенны $P_{\text{вых}}$.

Для объяснения режимов непропускания спин-волнового сигнала были построены карты распределения m_z компоненты намагниченности СВ для выбранных частот, представленных на рис. 3: $\delta = 1, f = 7.26$ ГГц, $d = 0$ мкм (а); $\delta = 0.9, f = 7.26$ ГГц, $d = 500$ мкм (б); $\delta = 0.9, f = 7.26$ ГГц, $d = 1000$ мкм (в); $\delta = 0.9, f = 7.31$ ГГц, $d = 1000$ мкм (г); $\delta = 0.9, f = 7.345$ ГГц, $d = 1000$ мкм (д); $\delta = 0.9, f = 7.35$ ГГц, $d = 1500$ мкм (е).

Видно, что для случая $\delta = 1, f = 7.26$ ГГц, $d = 0$ мкм (рис. 3а) в области выходной антенны $P_{\text{вых}}$ распространяется первая ширинная мода и при этом достигается максимальный режим пропускания СВ. Для дальнейших случаев, при которых на передаточных характеристиках наблюдаются провалы, в рассматриваемой структуре возникают условия распространения третьей ширинной моды за счет огибания СВ об-

ласти нагрева. При этом интегральное значение компоненты намагниченности m_z , полученное в области выходной микрополосковой антенны $P_{\text{вых}}$ (от 5.25 до 5.5 мм вдоль x -координаты – обозначено пунктирной линией), становится ниже, чем в случае распространения первой шириновой моды без приложения локального лазерного нагрева. Необходимо отметить, что при параметрах $d = 0.9$, $f = 7.26$ ГГц, $d = 500$ мкм (рис. 3б) влияние лазерного нагрева на модовый состав минимально и поэтому на передаточной характеристике не наблюдаются провалы. Для остальных случаев уровень передачи падает за счет распространения третьей шириновой моды. При этом наблюдаются две пучности с отрицательным направлением и одна пучность с положительным направлением m_z компоненты намагниченности. Именно такое распределение дает в интегральном значении уменьшение уровня передачи СВ.

Таким образом, показана возможность управления режимами распространения СВ в планарном ЖИГ волноводе посредством локального лазерного нагрева. Были получены режимы распространения СВ при изменении диаметра лазерного пятна и величины нагрева. Приведены передаточные характеристики и карты распределения m_z компоненты намагниченности, описывающие характер распространения СВ и возникновение трансформации первой шириновой моды в третью шириновую моду за счет локального лазерного нагрева приводящие к появлению в спектре передаточных характеристик провалов. Предложенный метод управления при изменении коэффициента передачи и фазы спин-волнового сигнала в структуре из пленки ЖИГ может найти применение для создания устройств магنونной логики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-37-90020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* // J. Phys. D. 2010. V. 43. No. 26. Art. No. 264001.
2. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. No. 20. Art. No. 202405.
3. *Barman A., Gubbiotti G., Ladak S.* // J. Phys. Cond. Matt. 2021. V. 33. No. 41. Art. No. 413001.
4. *Neisser M., Wurm S.* // Adv. Opt. Tech. 2015. V. 4. No. 4. P. 235.
5. *Beginin E.N., Kalyabin D.V., Popov P.A. et al.* // In: Three-dimensional magnonics. N.Y.: Jenny Stanford Publishing, 2019. P. 67.
6. *Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* // Nature Phys. 2015. V. 11. No. 6. P. 453.
7. *Wang Q., Pirro P., Verba R. et al.* // Sci. Advances. 2018. V. 4. No. 1. Art. No. e1701517.
8. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E. et al.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. No. 5. Art. No. 054424.
9. *Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Serdobintsev A.A. et al.* // IEEE Magn. Lett. 2019. V. 10. Art. No. 5506405.
10. *Нукитов С.А., Сафин А.Р., Калябин Д.В. и др.* // УФН. 2020. Т. 190. № 10. С. 1009; *Nikitov S.A., Safin A.R., Kalyabin D.V. et al.* // Phys. Usp. 2020. V. 63. No. 10. P. 945.
11. *Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V.* // Phys. Reports. 1993. V. 229. No. 3. P. 81.
12. *Gurevich A.G., Melkov G.A.* Magnetization oscillations and waves. London: CRC Press, Boca Raton, 1996. 464 p.
13. *Gusev N.S., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. No. 15. Art. No. 157202.
14. *Borys P., Kolokoltsev O., Gomez-Arista. I. et al.* // JMM. 2020. V. 498. Art. No. 166154.
15. *Fetisov Y.K., Makovkin A.V.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. No. 8. P. 5721.
16. *Vogel M., Aßmann R., Pirro P. et al.* // Sci. Reports. 2018. V. 8. Art. No. 11099.
17. *Whitehead N.J., Horsley S.A.R., Philbin T.G., Kruglyak V.V.* // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. No. 21. Art. No. 212404.
18. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. No. 3–4. P. 308.
19. *O'keeffe T.W., Patterson R.W.* // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. No. 9. P. 4886.
20. *Bajpai S.N.* // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. No. 2. P. 910.
21. *Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. No. 6. Art. No. 060401.
22. *Brächer T., Pirro P., Westermann J. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. No. 13. Art. No. 132411.
23. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al.* // AIP Advances. 2014. V. 4. Art. No. 107133.

Control of spin wave propagation modes in the yttrium iron garnet waveguide by means of local laser heating

V. A. Gubanov^{a, *}, V. V. Kruglyak^b, A. V. Sadovnikov^a

^a Saratov State University, Saratov, 410012 Russia

^b University of Exeter, Exeter, EX4 4QL United Kingdom

*e-mail: vladmeen@gmail.com

The results of micromagnetic modeling of the magnetic structure on the surface of a film of yttrium iron garnet (YIG) are presented, where a region of altered saturation magnetization was created by focused laser radiation. Based on the constructed amplitude-frequency characteristics of signal transmission through a magnon structure with a heating region, the possibility of implementing spin-wave signal filtering modes with a change in the diameter of the heated region on the YIG surface is shown.