

07

Анализ и управление параметрами терагерцевого излучения в структурах CoFeB/(Pt, W, Ta)

© А.В. Горбатова¹, П.Ю. Авдеев¹, Е.Д. Лебедева¹, А.М. Буряков¹, Н.В. Безвиконный¹,
Н. Тирселен², В.Л. Преображенский^{1,3}, Е.Д. Мишина¹

¹ МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия

² University Lille, CNRS, Centrale Lille, University Polytechnique Hauts-de-France, Lille, France

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

E-mail: gorbatova@mirea.ru

Поступило в Редакцию 24 мая 2024 г.

В окончательной редакции 23 июня 2024 г.

Принято к публикации 27 июня 2024 г.

Представлены результаты сравнительного исследования параметров серии спинтронных терагерцевых (THz) эмиттеров на основе двухслойных структур, состоящих из слоев ферромагнитного $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ и тяжелых металлов Pt, W, Ta. Структуры изготовлены в одном технологическом цикле на общей подложке. Результаты подтверждают, что механизм THz-генерации в исследуемой серии обусловлен обратным спиновым эффектом Холла. Показано, что эмиттер с немагнитным слоем Pt генерирует THz-излучение с амплитудой на порядок большей, чем у структур на основе W и Ta, что связано с большим значением спинового угла Холла. Также продемонстрирована возможность контролируемого управления поляризацией THz-излучения в разработанной серии с помощью внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, спинтронный эмиттер, обратный спиновый эффект Холла, спиновый угол Холла, магнитная анизотропия.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.20.58934.20001

Терагерцевое (THz) излучение ($\sim 0.1\text{--}30\text{ THz}$) обладает уникальными свойствами, которые делают его перспективным для множества приложений [1–3]. Несмотря на значительный прогресс в области THz-технологий, создание эффективных, недорогих и компактных источников THz-излучения остается актуальной задачей. Недавние открытия в области THz-спинтроники привели к созданию концептуально и технологически простых спинтронных THz-эмиттеров (СТЭ) на основе структур из ферромагнитных (ФМ)/немагнитных (НМ) материалов [4]. В основе работы СТЭ лежат процессы сверхбыстрого лазерно-индуцированного размагничивания в ФМ-пленках [5,6] и процессы спин-зарядового преобразования: обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [5,7] и обратного эффекта Рашбы–Эдельштейна [8]. СТЭ отличаются высокой эффективностью и широким диапазоном рабочих частот [9], а также открывают новые возможности для управления поляризацией, амплитудой и частотой THz-излучения [10–12]. Значительная часть ведущихся в настоящее время работ посвящена оптимизации конструкции СТЭ для достижения максимальной эффективности THz-генерации [7,13,14]. В то же время одним из преимуществ СТЭ является возможность управления характеристиками THz-излучения, в частности поляризацией, с помощью магнитных полей. Разработка управляемых СТЭ предполагает формирование необходимых магнитных характеристик спинтронных структур. Так, для реализации поворота поляризации в широком угловом диапазоне эффективны структуры с одноосной

магнитной анизотропией, намагничивание которых перпендикулярно оси анизотропии приводит к спиновой переориентации и повороту THz-поляризации в широком диапазоне углов [10,11].

В настоящей работе представлены результаты исследования эмиссии THz-излучения серии THz-эмиттеров на основе двухслойных ФМ/НМ-структур, изготовленных в одном технологическом цикле на общей подложке. Основные задачи исследования включают: 1) получение сравнительных данных по эффективности THz-эмиссии в структурах с различными НМ-слоями (Pt, W и Ta); 2) анализ механизмов THz-генерации в исследуемой серии эмиттеров; 3) создание одноосной магнитокристаллической анизотропии в ФМ-слое рассматриваемых структур для управления поляризацией THz-излучения; 4) исследование магнитных характеристик структур (петель магнитного THz-гистерезиса, коэрцитивности, полей анизотропии).

Магнитные структуры выращивались на сапфировой подложке методом катодного распыления на установке LEYBOLD Z550. Для создания одноосной магнитной анизотропии в плоскости структуры ФМ-пленка $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ толщиной 1.8 nm осаждалась в магнитном поле из мишени с таким же стехиометрическим составом. Поверхность подложки была разделена на четыре секции. На трех секциях были изготовлены двухслойные ФМ/НМ-структуры с тремя типами немагнитных металлов (Pt, W и Ta) с толщиной НМ-слоя 1.8 nm. Четвертая секция представляла собой однослойный $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ без немагнитного слоя. Выбор толщин ферромагнитного

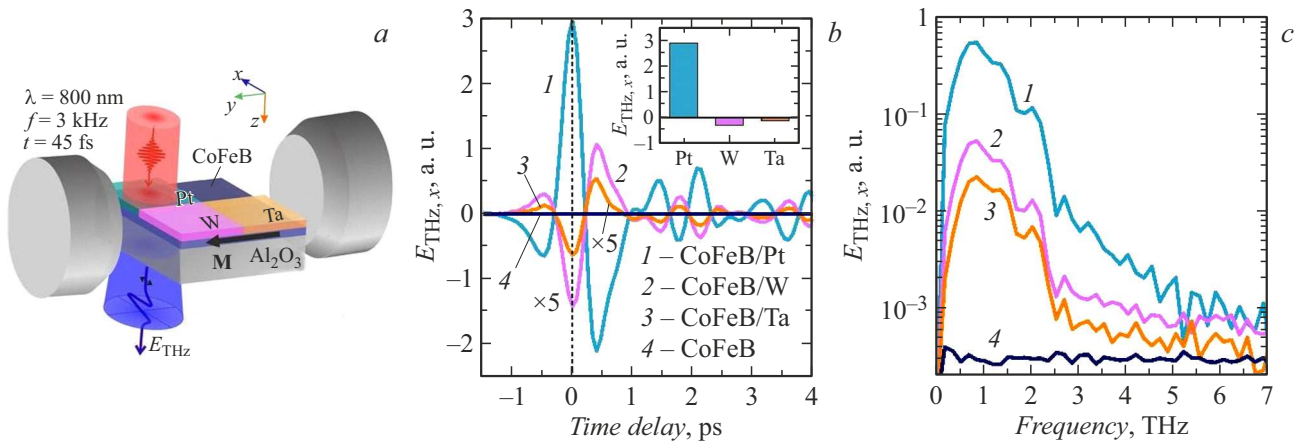


Рис. 1. *a* — схема экспериментального образца и геометрии эксперимента ТГц-спектроскопии с временным разрешением относительно лабораторной системы координат xuz . *b* — временная динамика ТГц-излучения, генерируемого спинтронными эмиттерами при приложении внешнего магнитного поля +2 кОе. На вставке представлена гистограмма, отражающая зависимость максимума амплитуды генерируемого ТГц-излучения (для времени задержки 0 ps) от материала НМ-слоя. *c* — частотные спектры генерируемых ТГц-импульсов, полученные методом преобразования Фурье.

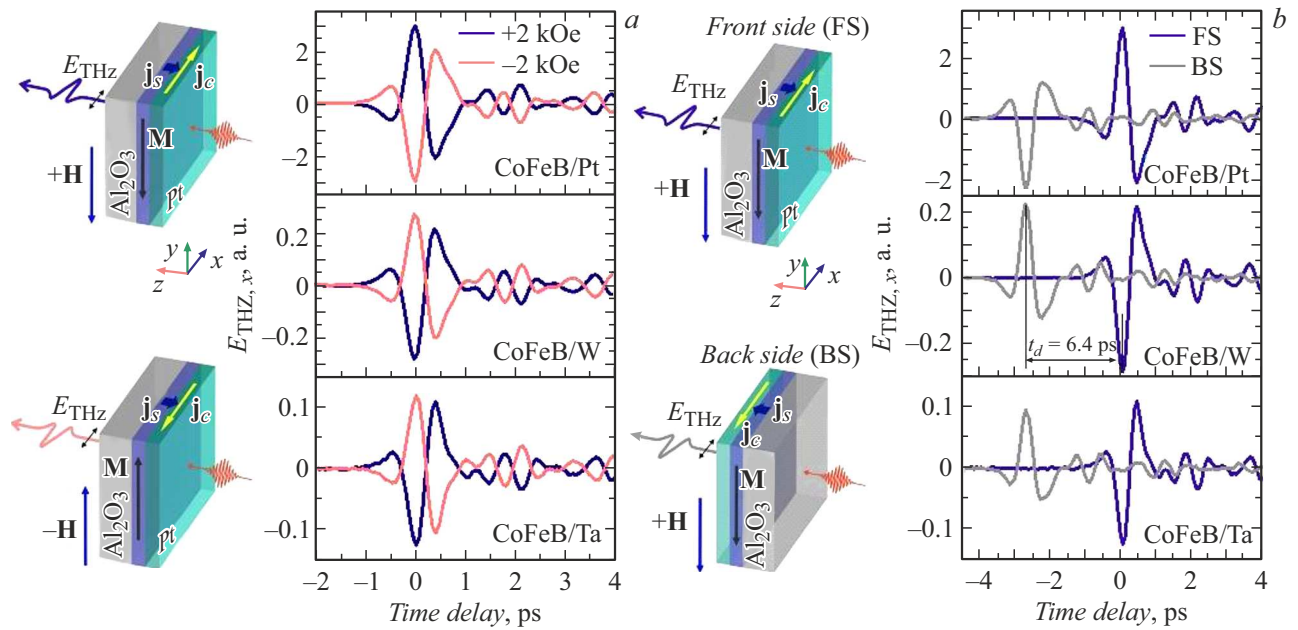


Рис. 2. Анализ механизмов ТГц-генерации в двухслойных структурах CoFeB/(Pt,W,Ta). *a* — исследование влияния полярности внешнего магнитного поля \mathbf{H} на временную динамику ТГц-сигналов; *b* — исследование влияния направления облучения структуры лазерным импульсом на фазу генерируемых ТГц-сигналов в условиях приложения магнитного поля с одинаковой полярностью.

и немагнитных материалов основан на результатах исследования, представленных в работе [7]. Авторы продемонстрировали, что для двухслойного СТЭ амплитуда излучаемого ТГц-импульса достигает максимума при общей толщине структуры ~ 3.6 нм. Схематическое изображение образца представлено на рис. 1, *a*.

Для исследования параметров генерации ТГц-излучения в ФМ/НМ-структурах использовалась схема ТГц-спектроскопии с временным разрешением в конфигурации „на просвет“. Подробное описание метода представлено в [10]. На рис. 1, *b* представлены вре-

менные формы ТГц-импульсов, генерируемых структурами CoFeB/(Pt,W,Ta). ТГц-сигналы измерены в геометрии, когда внешнее магнитное поле \mathbf{H} с напряженностью 2 кОе приложено в направлении оси легкого намагничивания (Е.А. — „легкая“ ось). Плотность энергии лазерной накачки на полувысоте интенсивности 1.28 мВ. Как видно из рис. 1, *b*, наибольший размах ТГц-амплитуды (разница между максимальным и минимальным значениями амплитуды) наблюдается для структуры CoFeB/Pt, его величина в 17 и 22 раза выше,

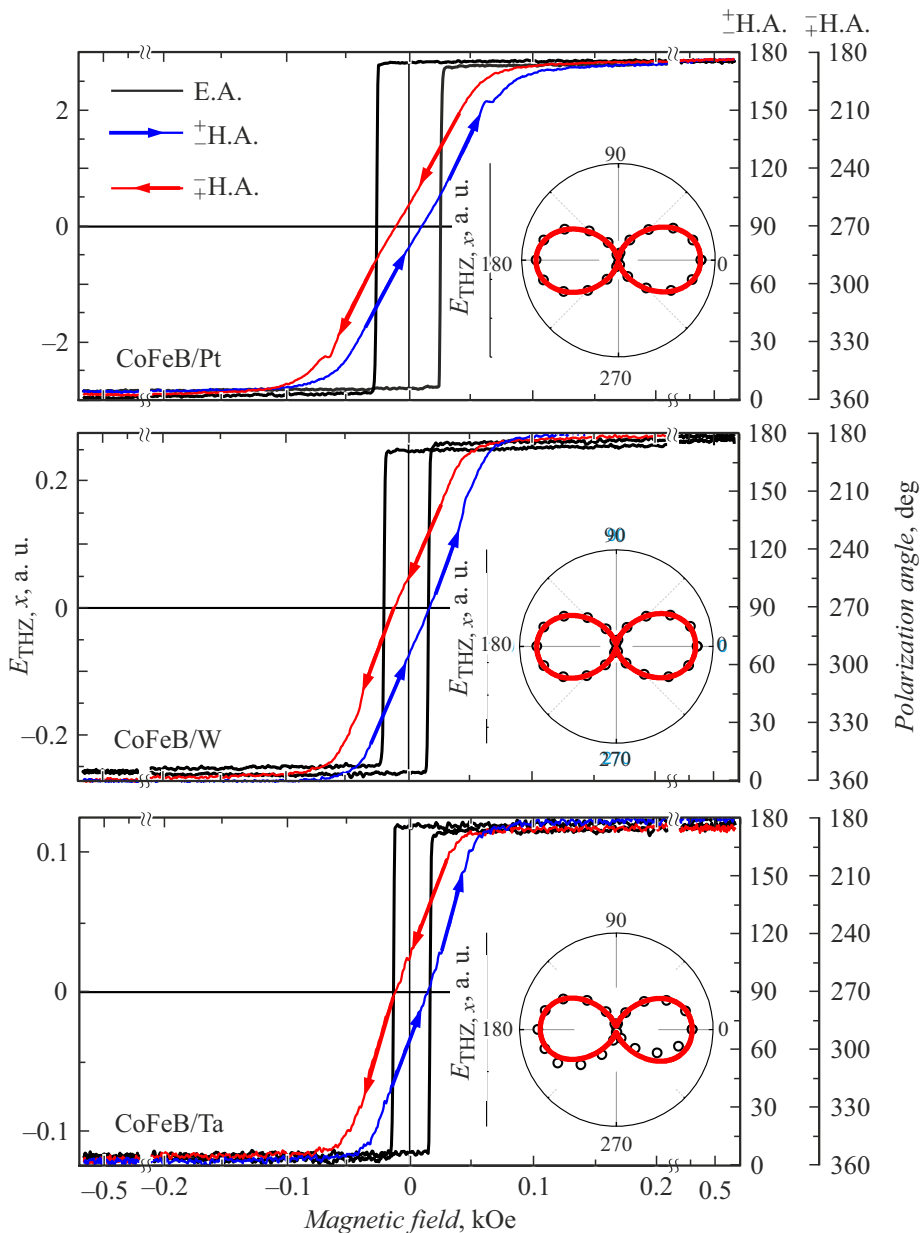


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса THz-сигнала в структурах CoFeB/(Pt,W,Ta). На вставках — поляризационно-угловые зависимости размаха THz-амплитуды E_x , полученные в магнитном поле +2 kOe путем вращения THz-поляризатора.

чем у CoFeB/W и CoFeB/Ta соответственно. Изменение знака THz-сигнала для эмиттеров на основе W и Ta (в сравнении с Pt) (вставка на рис. 1, *b*) обусловлено различием знака спинового угла Холла.

Амплитуду THz-сигнала для ФМ-пленки CoFeB зарегистрировать не удалось (рис. 1, *b*). Отсутствие сигнала мы связываем с тем, что основной механизм THz-генерации в ферромагнетиках (таких как Co, CoFeB и др.) связан с эффектом сверхбыстрого лазерно-индуцированного размагничивания [15,16]. Этот механизм ярко выражен для толстых ФМ-пленок с толщиной ~ 10 nm и практически не проявляется в ультратонких пленках [17]. На рис. 1, *c* приведены частотные

спектры, полученные быстрым преобразованием Фурье временных THz-сигналов. Зарегистрированный диапазон THz-частот не превышает 5 THz, что ограничено порогом чувствительности кристалла детектора ZnTe с толщиной 200 μ m.

На следующем этапе проведены исследования, позволяющие связать генерацию THz-излучения исследуемыми структурами с механизмом ОСЭХ. Зарядовый ток \mathbf{j}_c , возникающий в НМ-слое вследствие ОСЭХ, определяется как $\mathbf{j}_c \propto \theta_{\text{SH}}[\mathbf{j}_s \times \mathbf{M}]$, где θ_{SH} — величина спинового угла Холла пленки НМ, \mathbf{j}_s — величина спинового тока, распространяющегося из ФМ-пленки в НМ-слой, \mathbf{M} — единичный вектор намагниченности

ФМ-пленки. При этом направление зарядового тока определяет поляризацию генерируемой THz-волны.

Проанализировано влияние направления внешнего магнитного поля, ориентированного в плоскости ФМ-пленки, на поляризацию (фазу) THz-волны (рис. 2, *a*). Как видно из рис. 2, *a*, изменение полярности магнитного поля с напряженностью ± 2 кОе сопровождается инвертированием фазы THz-волны, что подтверждает спиновую природу генерируемого THz-излучения. Далее образец был повернут на 180° относительно оси у лабораторной системы координат (рис. 2, *b*). Изменение стороны образца, облучаемой лазерным импульсом, сопровождается изменением направления распространения спинового тока из ФМ- в НМ-слой. Как результат, наблюдается инвертирование фазы THz-импульса (рис. 2, *b*). Образующаяся временная задержка $t_d = 6.4$ ps между THz-импульсами, генерируемыми для двух различных ориентаций образца относительно лазерной накачки, обусловлена разностью в скорости распространения оптического и THz-лучей в материалах подложки и металлических пленок.

На рис. 3 представлены петли магнитного гистерезиса THz-сигнала, полученные в результате измерения зависимости амплитуды THz-сигнала (для $t_d = 0$ ps на рис. 2, *a*) от внешнего магнитного поля в структурах CoFeB/(Pt,W,Ta). Петли магнитного гистерезиса измерены в двух конфигурациях: при приложении магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания (Е.А.) и вдоль оси трудного намагничивания (Н.А. — „трудная“ ось). Измеряется проекция электрического поля THz-излучения на ось x лабораторной системы координат. Полученный гистерезис THz-сигнала отражает изменение направления поляризации THz-излучения в диапазоне углов $\pm 180^\circ$ вследствие поворота магнитного момента в плоскости ФМ-пленки, контролируемого внешним магнитным полем [10].

Как следует из полученных петель гистерезиса, для структур с Pt, W и Ta величина коэрцитивного поля H_c составляет 26, 18 и 15 Ое соответственно. Величины полей насыщения H_s для структур CoFeB/(Pt,W,Ta) составляют ~ 125 , 100 и 50 Ое соответственно. Наличие выраженной оси трудного намагничивания позволяет говорить о возможности прецизионного управления THz-поляризацией внешним магнитным полем в диапазоне малых магнитных полей от -100 до 100 Ое с применением метода, продемонстрированного в работах [10,11].

На вставках к рис. 3 приведены угловые зависимости THz-сигнала, полученные путем вращения THz-поляризатора, установленного в пути THz-луча, при приложении магнитного поля с напряженностью 2 кОе. Положение, соответствующее 0° на угловых диаграммах, соотносится с положением THz-поляризатора, максимально пропускающего x -компоненту THz-поля. Для аппроксимации угловых зависимостей (красные кривые; цветной вариант рисунка представлен в электронной

версии статьи) использовался метод, подробно описанный в работах [11,18]. Хорошее согласование экспериментальных данных и аппроксимации позволяет сделать вывод о линейности THz-поляризации в состоянии насыщения.

Таким образом, показано, что эффективность THz-эмиссии зависит от материала НМ-слоя и величины спинового угла Холла, при этом Pt демонстрирует наибольшую эффективность. Основным механизмом THz-генерации является ОСЭХ, что подтверждается наблюдением инверсии фазы THz-сигнала при изменении полярности внешнего магнитного поля и ориентации образца относительно направления распространения возбуждающей волны. Отсутствие THz-сигнала для однослойной пленки CoFeB объясняется тем, что основным механизмом THz-генерации, связанный со сверхбыстрым лазерно-индуцированным размагничиванием, не проявляется в ультратонких пленках (1.8 nm). Показана возможность прецизионного управления THz-поляризацией с использованием внешнего магнитного поля в диапазоне от -180 до 180° . Управление отличается высокой энергоэффективностью: коэрцитивное поле H_c не превышает 26 Ое, а насыщающие поля H_s и поля анизотропии H_a не превышают 100 Ое. Результаты, полученные на исследованных структурах, объясняются в рамках модели ОСЭХ, качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными других авторов и могут служить ориентиром при разработке спинтронных THz-эмиттеров с управляемыми параметрами.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00849.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y. Peng, C. Shi, X. Wu, Y. Zhu, S. Zhuang, *BME Front.*, **2020**, 2547609 (2020). DOI: 10.34133/2020/2547609
- [2] W. Jiang, Q. Zhou, J. He, M.A. Habibi, S. Melnyk, M. El-Absi, B. Han, M. Di Renzo, H.D. Schotten, F.L. Luo, T.S. El-Bawab, M. Juntti, M. Debbah, V.C.M. Leung, *IEEE Commun. Surv. Tutorials*, Early Access, 1 (2024). DOI: 10.1109/COMST.2024.3385908
- [3] K. Ahi, S. Shahbazmohamadi, N. Asadizanjani, *Opt. Lasers Eng.*, **104**, 274 (2018). DOI: 10.1016/j.optlaseng.2017.07.007
- [4] T. Kampftrath, M. Battiato, P. Maldonado, G. Eilers, J. Nötzold, S. Mährlein, V. Zbarsky, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, M. Wolf, *Nat. Nanotechnol.*, **8** (4), 256 (2013). DOI: 10.1038/nnano.2013.43
- [5] R. Rouzegar, L. Brandt, L. Nádovrník, D.A. Reiss, A.L. Chekhov, O. Gueckstock, C. In, M. Wolf, T.S. Seifert, P.W. Brouwer, G. Woltersdorf, *Phys. Rev. B*, **106** (14), 144427 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevB.106.144427

- [6] А.Н. Юрасов, Д.А. Сайфулина, Т.Н. Бахвалова, *Russ. Technol. J.*, **12** (2), 57 (2024). DOI: 10.32362/2500-316X-2024-12-2-57-66
- [7] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens, J. Hannegan, L. Braun, P. Maldonado, F. Freimuth, A. Kronenberg, J. Henrizi, I. Radu, E. Beaurepaire, *Nat. Photon.*, **10** (7), 483 (2016). DOI: 10.1038/nphoton.2016.91
- [8] J. Pettine, P. Padmanabhan, N. Sirica, R.P. Prasankumar, A.J. Taylor, H.T. Chen, *Light Sci. Appl.*, **12** (1), 133 (2023). DOI: 10.1038/s41377-023-01163-w
- [9] C. Bull, S.M. Hewett, R. Ji, C.-H. Lin, T. Thomson, D.M. Graham, P.W. Nutter, *APL Mater.*, **9** (9), 090701 (2021). DOI: 10.1063/5.0057511
- [10] А.М. Буряков, А.В. Горбатова, П.Ю. Авдеев, Е.Д. Лебедева, К.А. Брехов, А.В. Овчинников, Н.С. Гусев, Е.А. Караштин, М.В. Сапожников, Е.Д. Мишина, N. Tiercelin, V.L. Preobrazhensky, *Appl. Phys. Lett.*, **123** (8), 082404 (2023). DOI: 10.1063/5.0160497
- [11] D. Khusyainov, S. Ovcharenko, M. Gaponov, A. Buryakov, A. Klimov, N. Tiercelin, P. Pernod, V. Nozdryn, E. Mishina, A. Sigov, V. Preobrazhensky, *Sci. Rep.*, **11** (1), 697 (2021). DOI: 10.1038/s41598-020-80781-5
- [12] M. Chen, Y. Wu, Y. Liu, K. Lee, X. Qiu, P. He, J. Yu, H. Yang, *Adv. Opt. Mater.*, **7** (4), 1801608 (2018). DOI: 10.1002/adom.201801608
- [13] G. Torosyan, S. Keller, L. Scheuer, R. Beigang, E.T. Papaioannou, *Sci. Rep.*, **8** (1), 1311 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-19432-9
- [14] E.T. Papaioannou, R. Beigang, *Nanophotonics*, **10** (4), 1243 (2021). DOI: 10.1515/nanoph-2020-0563
- [15] E. Beaurepaire, G.M. Turner, S.M. Harrel, M.C. Beard, J.Y. Bigot, C.A. Schmuttenmaer, *Appl. Phys. Lett.*, **84** (18), 3465 (2004). DOI: 10.1063/1.1737467
- [16] А.М. Буряков, А.В. Горбатова, П.Ю. Авдеев, Н.В. Безвиконый, С.В. Овчаренко, А.А. Климов, К.Л. Станкевич, Е.Д. Мишина, *Письма в ЖТФ*, **48** (18), 19 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.18.53393.19246 [А.М. Буряков, А.В. Горбатова, П.Ю. Авдеев, Н.В. Безвиконый, С.В. Овчаренко, А.А. Климов, К.Л. Станкевич, Е.Д. Мишина, *Tech. Phys. Lett.*, **48** (9), 56 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.09.55084.19246].
- [17] N. Kumar, R.W.A. Hendrikx, A.J.L. Adam, P.C.M. Planken, *Opt. Express*, **23** (11), 14252 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.014252
- [18] Ф.А. Зайнуллин, Д.И. Хусяинов, М.В. Козинцева, А.М. Буряков, *Russ. Technol. J.*, **10** (3), 74 (2022). DOI: 10.32362/2500-316X-2022-10-3-74-84