

УДК 537.868.4

PACS: 75.78.-n, 77.84.-s

Резонансное рассеяние плоских электромагнитных волн диэлектрическим эллипсом

В. Я. Печеркин, Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин, Т. С. Костюченко,
Ю. М. Куликов, П. А. Привалов, А. Б. Шварцбург

Исследованы рассеяние и волновые свойства субволновых диэлектрических элементов в виде плоских тонких эллипсов, возбуждаемых токами смещения при различных углах падения плоской электромагнитной волны СВЧ-диапазона. Измеренные основные магнитные резонансы в спектре электромагнитных полей плоского эллипса совпадают с рассчитанными резонансными частотами. Вихревые токи смещения приводят к появлению магнитного диполя и возникновению отрицательной магнитной восприимчивости у эллипса. Измерено распределение магнитного поля в ближней волновой зоне эллипса на частоте основного магнитного резонанса. Обнаружена анизотропия рассеяния магнитного поля при различной ориентации эллипса относительно волнового вектора падающей волны.

Ключевые слова: метаматериалы, диэлектрический магнитный диполь, отрицательный магнитный отклик, диэлектрический эллипс, плоская электромагнитная волна, резонанс, ток смещения.

Ссылка: Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Костюченко Т. С., Куликов Ю. М., Привалов П. А., Шварцбург А. Б. // Прикладная физика. 2019. № 4. С. 5.

Reference: V. Ya. Pecherkin, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, T. S. Kostyuchenko, Yu. M. Kulikov, P. A. Privalov, and A. B. Shvartsburg, Prikl. Fiz., No. 4, 5 (2019).

Введение

Искусственные материалы с отрицательной магнитной $\mu < 0$ и диэлектрической проницаемостями $\varepsilon < 0$ (метаматериалы) обладают уникальными электродинамическими свойствами, отсутствующими у природных материалов [1–3]. На основе метаматериалов могут быть созданы магнитные зеркала или суперлинзы с разрешением выше дифракционного

предела [3, 4], а также плоские компактные диэлектрические антенны и фазированные решетки [5–9]. Необычность свойств диэлектрических метаматериалов связана с сильным резонансным взаимодействием электромагнитной волны со структурами, представляющими собой открытые объемные диэлектрические резонаторы, свойства которых зависят от их размеров и формы.

Печеркин Владимир Яковлевич¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

Василяк Леонид Михайлович^{1,4}, гл.н.с., д.ф.-м.н.

Ветчинин Сергей Петрович¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

Костюченко Татьяна Сергеевна², аспирант.

Куликов Юрий Матвеевич¹, н.с., к.ф.-м.н.

Привалов Петр Андреевич³, студент.

Шварцбург Александр Борисович¹, гл.н.с., д.ф.-м.н.

¹ Объединенный институт высоких температур РАН. Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Тел. +7 (495) 484-18-10. E-mail: vpecherkin@yandex.ru

² Сколковский институт науки и технологий.

Россия, 121205, Москва, Инновационный центр

Сколково, ул. Нобеля, 3.

³ МИРЭА – Российский технологический университет. Москва, 119454, просп. Вернадского, 78.

⁴ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет). Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 2 августа 2019 г.

© Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Костюченко Т. С., Куликов Ю. М., Привалов П. А., Шварцбург А. Б., 2019

Использование материалов с высокой диэлектрической проницаемостью дает возможность разрабатывать метаэлементы, размеры которых существенно меньше длины волны падающего излучения, и продвигаться в область более высоких частот, когда металлические элементы теряют резонансные свойства из-за больших омических потерь [9]. Электродинамика токов смещения представляет новую перспективную область электродинамики сплошных сред и позволяет создавать новые структуры из метаматериалов, используя ближнюю электромагнитную связь между элементами [10]. Изменение параметров диэлектрических структур позволяет контролируемым образом управлять волновыми свойствами электромагнитного поля и использовать их в системах связи, управления и передачи информации.

Электромагнитные характеристики отдельных простейших диэлектрических элементов при их взаимодействии с падающей волной являются основой для управления волновыми процессами и их эффективного применения в прикладных целях. При падении плоской электромагнитной волны на диэлектрические элементы происходит возбуждение резонансных мод различных порядков.

Ранее нами были проведены исследования с тонким диэлектрическим кольцом [11, 12] и было показано, что магнитные поля в таких элементах возбуждаются резонансными вихревыми токами смещения, которые, в отличие от токов проводимости, пропорциональны не электрическому полю, а скорости его изменения и локализованы в диэлектрическом элементе лишь частично. При резонансе изменение магнитного потока создает магнитный момент, поле которого направлено противоположно магнитному полю падающей волны и локализовано в ближней зоне диэлектрического элемента. В спектре собственных колебаний кольцевых резонаторов значительно меньше резонансных частот, чем в спектре сплошных диэлектрических элементов, что дает возможность выделить и экспериментально измерить основную магнитную моду. Основная магнитная мода характеризуется отрицательной величиной магнитного отклика при резонансе и возбуждается током смещения плоской волны при скользющем падении

волны на контур. В диэлектрическом кольце дипольный магнитный момент возбуждается круговым током смещения.

В случае эллипса анизотропия поляризации и электрической индукции во внешнем поле падающей волны приводит к «некруговому» току смещения и к анизотропии возникающего магнитного момента [13]. Анизотропия магнитных свойств эллипса зависит от ориентации его главных осей относительно вектора электрического поля падающей волны. Эллипс отличается не только анизотропией магнитных свойств и диаграммы рассеяния, но также и неоднородным усилением индуцированных полей в ближней волновой зоне.

Волновые свойства искусственных открытых диэлектрических резонаторов могут зависеть не только от их размеров, формы и материалов, из которых они изготовлены, но также и от их ориентации по отношению к падающей волне. Для практических применений необходимы сведения о величине рассеяния и резонансных свойствах отдельных метаэлементов не только при скользщем падении плоской волны, но и при других углах падения. Величина магнитного отклика в случае возбуждения магнитной составляющей должна зависеть от площади контура, поэтому должна меняться при повороте контура относительно вектора магнитного поля.

В данной работе исследуется резонансное взаимодействие линейно-поляризованной электромагнитной волны СВЧ-диапазона с единичным диэлектрическим элементом в виде тонкого плоского эллипса с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 110 \pm 3$ при различных углах падения волны и разных углах между плоскостью эллипса и вектором магнитного поля.

Эксперимент

Схема измерения магнитных полей в ближней волновой зоне диэлектрического эллипса приведена в [10]. Генерация сигналов в заданном диапазоне частот и регистрация электрического сигнала магнитного зонда от исследуемого объекта осуществлялось анализатором радиочастотных цепей Agilent E5071C ENA Network Analyzer с рабочим диапазоном частот от 300 кГц до 20 ГГц. Плоская линейно

поляризованная волна формировалась рупорной антенной (ETS-Lindgren's model 3115) с рабочим диапазоном частот 0,75–18 ГГц. Для увеличения соотношения сигнал-шум и уменьшения влияния эфирных радиопомех в полосе частот 50 МГц – 6 ГГц применялся дополнительный усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ. Магнитные поля измерялись с помощью магнитного зонда BEEHIVE Electronics 100B EMC Probe с внутренним диаметром кольца 3,7 мм. Плоскость кольца магнитного зонда была перпендикулярна вектору магнитного поля падающей волны и параллельна волновому вектору и вектору электрического поля. Перед каждым испытанием проводилось измерение уровня шумов измерительного тракта вместе с соединительными кабелями без зонда и уровня фонового излучения с зондом при наличии падающего излучения в отсутствие тестовых объектов.

Объектом исследования являлся диэлектрический контур в виде эллипса с длиной большой оси 57 мм, малой оси 16 мм и поперечным сечением 5×8 мм. Диэлектрическая проницаемость материала эллипса была равна $\epsilon = 110 \pm 3$. При измерении пространственного распределения рассеянного магнитного поля диэлектрический эллипс помещался в ближней зоне излучения антенны таким образом, чтобы вектор магнитного поля плоской падающей волны \mathbf{H}_0 был перпендикулярен плоскости эллипса, а волновой вектор \mathbf{k} и вектор электрического поля \mathbf{E}_0 были параллельны плоскости эллипса. В этом случае магнитное поле падающей волны возбуждает в диэлектрическом эллипсе резонансные индуцированные магнитные поля различных мод, которые, взаимодействуя с внешним магнитным полем, приводят к его существенному изменению в ближней волновой зоне эллипса. Плоскость кольца магнитного зонда размещалась над плоскостью эллипса на расстоянии 1 мм.

Для изменения угла между волновым вектором и плоскостью эллипса эллипс поворачивался на заданный угол вокруг оси, параллельной вектору электрического поля и соответственно перпендикулярной волновому вектору и вектору магнитного поля. Отметим, что при этом изменяется и угол между вектором магнитного поля и плоскостью эллипса. При изменении угла падения волны изменяет-

ся и угол между вектором магнитного поля падающей волны и плоскостью эллипса, что приводит к изменению амплитуды магнитного отклика зонда. В случае, когда ось вращения эллипса была параллельна волновому вектору, изменялся только угол между магнитным вектором и плоскостью эллипса, что приводило к изменению величины индуцированного магнитного поля. Магнитный зонд всегда помещался на линии оси около противоположной вершины эллипса и был неподвижен.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены экспериментальные спектры резонансных откликов при различных углах плоскости эллипса относительно волнового вектора \mathbf{k} падающей волны и вектора магнитного поля \mathbf{H}_0 . Малая ось эллипса перпендикулярна волновому вектору \mathbf{k} и параллельна вектору электрического поля \mathbf{E}_0 , ось вращения проходит через малую ось эллипса. В начальный момент плоскость эллипса параллельна волновому вектору и перпендикулярна магнитному вектору падающей волны \mathbf{H}_0 . Угол падения волны на рис. 1 измеряется относительно плоскости эллипса, и он равен углу θ между вектором магнитного поля падающей волны \mathbf{H}_0 и нормалью к плоскости эллипса. Видно, что полуширина резонанса и амплитуда отклика зависят от угла. Резонансная частота изменяется незначительно.

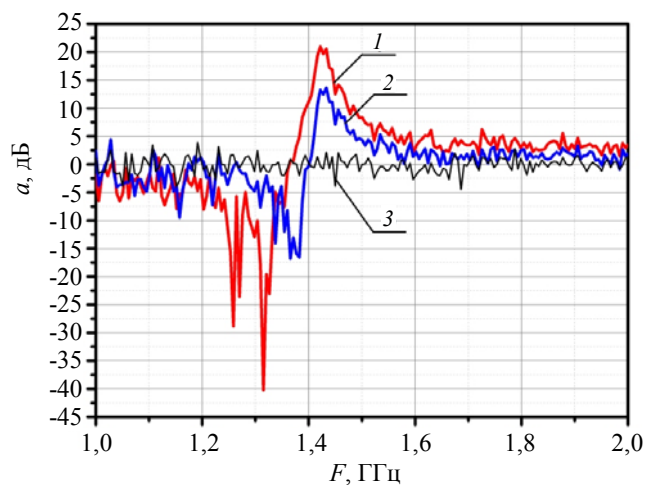


Рис. 1. Резонансные спектры магнитного поля при различных углах падения θ . 1 – 0° , 2 – 40° , 3 – 90° .

На рис. 2 представлены измеренные зависимости величины амплитуды сигнала a в децибелах от датчика магнитного поля при резонансе вблизи вершины диэлектрического эллипса (кривая 1) и изменения резонансной частоты в зависимости от угла θ между вектором магнитного поля падающей волны и нормалью к плоскости эллипса (кривая 2). Погрешность измерения частоты зависит от полуширины резонанса и его амплитуды, поэтому при углах от 0 до 60 градусов погрешность не превышала 1 МГц, а при углах 70, 80 и 90 градусов амплитуда сигнала была мала, на форму сигнала влияли шумы, поэтому погрешность возросла и составляла 5 МГц. Изменение амплитуды магнитного поля рассеяния в зависимости от угла θ подчиняется закону косинуса (рис. 2, кривая 2). Близость кривых 2 и 1 свидетельствует о том, что магнитный момент возбуждается только нормальной составляющей магнитного поля $H_0 \cos \theta$. Увеличение частоты может быть связано с конечной толщиной эллипса, когда происходит «магнитное затенение» части площади эллипса и вихревой ток смещения создаёт магнитный момент только в части эллипса. Это эквивалентно уменьшению индуктивности контура возбуждения и увеличению частоты резонанса.

На рис. 3 видна неоднородность и анизотропия пространственного распределения магнитного поля в ближней волновой зоне эллипса. Для построения распределения магнитного поля бралась величина амплитуды магнитного поля на частоте основного магнитного резонанса, который соответствовал максимальной величине регистрируемого сигнала зонда. Измерения сделаны в центре эллипса и вдоль внешнего контура эллипса на

расстоянии 3 мм от внешнего контура эллипса до центра окружности магнитного зонда. Поскольку диаметр окружности зонда равен 3,7 мм, то приведенные значения распределения являются усреднением по диаметру зонда и фактически представляют собой полосу такой же ширины. Магнитное поле концентрируется и усиливается во внутренней области эллипса. Анизотропия особенно заметна на рис. 3, а, где с внешней стороны эллипса, если смотреть со стороны падающей волны, видны темные зоны вблизи краев эллипса, когда магнитное поле падает почти до нуля. В этих зонах магнитное поле наведенного магнитного диполя наиболее сильное и противоположно магнитному полю падающей волны.

Отрицательный магнитный момент имеет сильную анизотропию, связанную с анизотропией поляризации и электрической индукции в эллипсе. Величина магнитного момента, когда вектор \mathbf{k} параллелен большой оси эллипса (рис. 3, б), существенно меньше, чем в предыдущем случае, и темная зона наблюдается только с внешней стороны эллипса по направлению вектора \mathbf{k} .

Максимальное значение магнитное поле имеет внутри эллипса, где падающее и индуцированное магнитные поля складываются. Магнитное поле внутри эллипса примерно на порядок больше, чем поле в падающей волне. Увеличение интенсивности магнитного поля с внешней стороны эллипса (рис. 3, а) примерно на 10 дБ вдоль вектора \mathbf{k} (выделено желтым цветом) связано с усилением поля в ближней зоне, ограниченной расстоянием $\approx \lambda/2\pi$, может трактоваться как возникновение гало [14]. На рис. 3, б, когда вектор \mathbf{k} направлен вдоль большой оси, такого гало не наблюдается, так как эта область сосредоточена внутри эллипса.

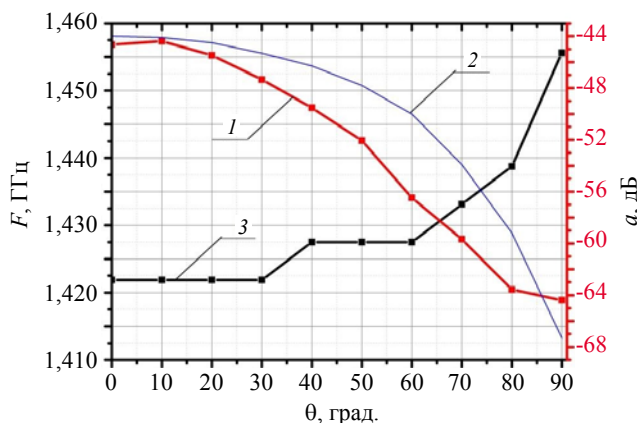


Рис. 2. Изменение величины магнитного поля (1) и частоты основного магнитного резонанса (3) от угла падения плоской волны θ (2) – Нормированная составляющая магнитного поля $H(0)\cos\theta$, где $H(0)$ – магнитное поле при угле падения волны, равном θ градусов.

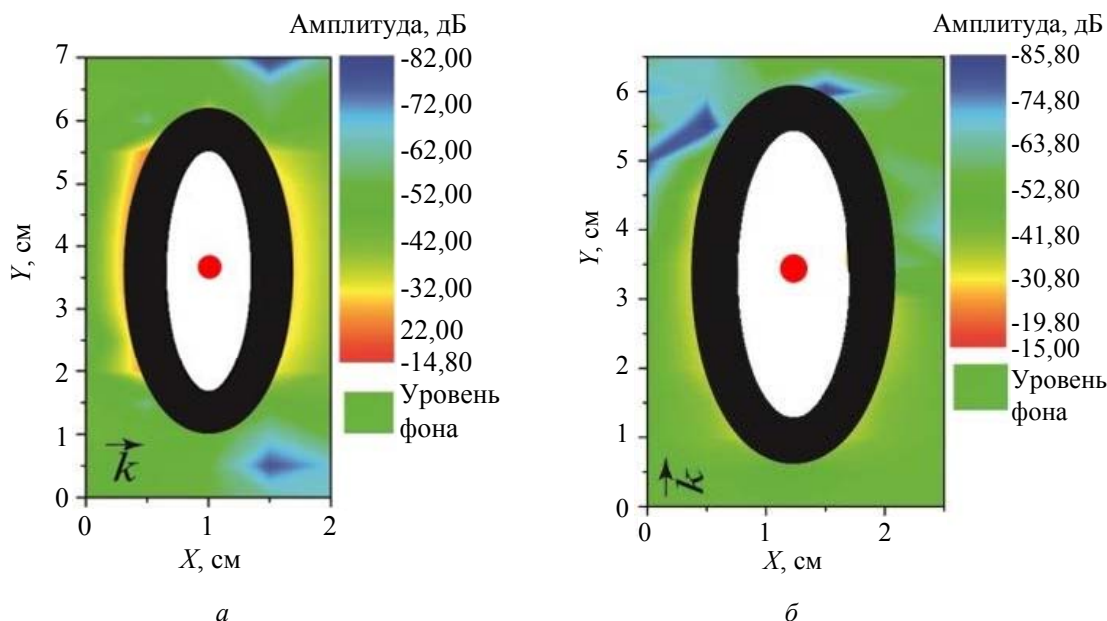


Рис. 3. Распределение магнитного поля в ближней зоне эллипса при скользящем падении плоской электромагнитной волны. а – волновой вектор k параллелен малой оси эллипса; б – волновой вектор k параллелен большой оси эллипса. Внутри эллипса измерения проведены в одной точке в центре.

Заключение

Экспериментально измеренные распределения резонансного магнитного поля в ближней волновой зоне диэлектрического эллипса, возбуждаемого магнитным полем плоской волны, являются неоднородными и анизотропными, как и следует из теоретического рассмотрения. Распределения магнитного поля и анизотропия зависят от ориентации большой оси эллипса относительно вектора магнитного поля.

Изменение амплитуды магнитного поля рассеяния в зависимости от угла между вектором магнитного поля падающей волны и нормалью к плоскости эллипса подчиняется закону косинуса, что полностью соответствует теоретической модели возбуждения магнитного диэлектрического диполя.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-08-00633 А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веселаго В. Г. // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 1201.
2. Вендик И. Б., Вендик О. Г. // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 1. С. 3.

3. Zhao Q., Du Bo, Kang Lei, Zhao H., Xie Q., Bo Li, Zhang X., Zhou Ji, Li L., and Meng Y. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. 051106.
4. Jahani S., Jacob Z. // Nature Nanotechnology. 2016. Vol. 11. P. 23.
5. Слюсар Д. В., Слюсар В. И. // Электроника: НТБ. 2011. № 6 (00112). С. 74.
6. Liu S., Sinclair M. B., Saravi S., Keeler G. A., Yang Y., Reno J., G Peake. M., Setzpfandt F., Staude I., Pertsch T., Brener I. // Nano Lett. 2016. Vol. 16. P. 5426.
7. Schmidt M. K., Esteban R., Sáenz J. Suárez-Lacalle J., Mackowski I., Aizpurua S. and J. // Opt. Express. 2012. Vol. 20. No. 13. P. 13636.
8. Filonov D. S., Krasnok A. E., Slobozhanyuk A. P., Kapitanova P. V., Nenasheva E. A., Kivshar Y. S., and Belov P. A. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. P. 201113.
9. Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., Kivshar Y. S., Luk'yanchuk B. // Science. 2016. Vol. 354. Issue 6314. P. aag2472.
10. Шварцбург А. Б., Печёркин В. Я., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Форттов В. Е. // УФН. 2018. Т. 188. № 7. С. 780.
11. Shvartsburg A. B., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P. and Fortov V. E. // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 2180.
12. Печеркин В. Я., Шварцбург А. Б., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Костюченко Т. С., Панов В. А. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 3. С. 191.
13. Shvartsburg A. B., Pecherkin V. Ya., Jiménez S., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Vázquez L. and Fortov V. E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. Vol. 51. P. 475001.
14. Semouchkina E., Werner D. H., Semouchkin G. B., Pantano C. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 233503.

Resonant scattering of plane electromagnetic waves by a dielectric ellipse

V. Ya. Pecherkin¹, L. M. Vasilyak^{1,4}, S. P. Vetchinin¹, T. S. Kostyuchenko²,
Yu. M. Kulikov¹, P. A. Privalov³, A. B. Shvartsburg¹

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bld. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia
E-mail: vpecherkin@yandex.ru

² Skolkovo Institute of Science and Technology
Bld. 3, Nobelya st., Moscow, 121205, Russia

³ MIREA – Russian Technological University
78 Vernadsky Ave., Moscow, 119454, Russia

⁴ Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

Received August 2, 2019

Scattering of GHz microwaves on the sub wavelength dielectric thin plane elliptically – shaped elements excited by the displacement currents is examined for the different angles of wave incidence. The fundamental magnetic resonances measured in the spectra of scattered waves are close to the computed values of resonant frequencies. The curl – like displacement currents are shown to stipulate the formation of magnetic dipoles and the appearance of negative magnetic permeability of the elliptically – shaped element. Distribution of the magnetic field in the near zone of resonant magnetic dipole is measured. The anisotropy of scattered field, dependent upon the angle between the ellipse’s axes and the direction of incident wave propagation is visualized.

Keywords: metamaterial, dielectric magnetic dipole, negative magnetic response, dielectric ellipse, plane polarized electromagnetic wave, resonance, displacement current.

REFERENCES

1. V. G. Veselago, Phys. Usp. **54**, 1161 (2011).
2. I. B. Vendik and O. G. Vendik, Technical Physics **58** (1), 1 (2013).
3. Q. Zhao, Bo Du, L. Kang, H. Zhao, Q. Xie, Bo Li, X. Zhang, Ji Zhou, L. Li, and Y. Meng, Appl. Phys. Lett. **92**, 051106 (2008).
4. S. Jahani and Z. Jacob, Nature Nanotechnology **11**, 23 (2016).
5. D. V. Sliusar and V. I. Sliusar, Electronica: NTB, No. 6 (00112), 74 (2011).
6. S. S. Liu, M. B. Sinclair, S. Saravi, G. A. Keeler, Y. Yang, J. Reno, G. M. Peake, F. Setzpfandt, I. Staude, T. Pertsch, and I. Brener, Nano Lett. **16**, 5426 (2016).
7. M. K. Schmidt, R. Esteban, J. J. Sáenz, I. Suárez-Lacalle, S. Mackowski, and J. Aizpurua, Opt. Express **20** (13), 13636 (2012).
8. D. S. Filonov, A. E. Krasnok, A. P. Slobozhanyuk, P. V. Kapitanova, E. A. Nenasheva, Y. S. Kivshar, and P. A. Belov, Appl. Phys. Lett. **100**, 201113 (2012).
9. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroschnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, Science **354**, aag2472 (2016).
10. A. B. Shvartsburg, V. Ya. Pecherkin, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, and V. E. Fortov, Phys. Usp. **61**, 698 (2018).
11. A. B. Shvartsburg, V. Ya. Pecherkin, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, and V. E. Fortov, Sci. Rep. **7**, 2180 (2017).
12. V. Ya. Pecherkin, A. B. Shvartsburg, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, T. S. Kostyuchenko, and V. A. Panov, Usp. Prikl. Fiz. **6** (3), 191 (2018).
13. A. B. Shvartsburg, V. Ya. Pecherkin, S. Jiménez, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, L. Vázquez, and V. E. Fortov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 475001 (2018).
14. E. Semouchkina, D. H. Werner, G. B. Semouchkin, and Carlo Pantano, Appl. Phys. Lett. **96**, 233503 (2010).