Мультипольные эффекты в тороидном перестраиваемом планарном метаматериале

И. В. Стенищев[+*], *М. В. Кожокарь*[+*], *В. И. Чугуевский*[×], *А. А. Башарин*[+*1)]

[+]*Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[*]*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия*

[×]*Воронежский государственный технический университет, 394006 Воронеж, Россия*

Поступила в редакцию 30 сентября 2021 г.
После переработки 9 ноября 2021 г.
Принята к публикации 9 ноября 2021 г.

В работе теоретически и экспериментально исследуется перестраиваемый планарный метаматериал, с высоким вкладом тороидного дипольного момента в СВЧ диапазоне. Свойства, достигаемые в такой структуре, управляются за счет включения PiN-диода. Показано, что в зависимости от сопротивления PiN-диода, метаматериал может быть прозрачным или отражающим. Такой метаматериал актуален для широкого спектра областей, например, способа снижения радиолокационной заметности, подавления рассеяния и для создания высокочувствительных датчиков и сенсоров электромагнитных полей.

DOI: 10.31857/S1234567821240083

1. Введение. Невидимость – один из интригующих эффектов современной электродинамики. Первая интерпретация была сделана Вудом в 1902 г. В частности, им было указано: "Прозрачное тело, независимо от его формы, является невидимым, если оно помещено в среду, имеющую такой же коэффициент преломления, как и само тело" [1]. Следующим шагом в развитие теории невидимости являлась трансформационная оптика [2] и [3]. Этот подход позволяет скрыть объекты простой геометрии за счет их покрытия многослойной структурой. Причем коэффициент преломления каждого слоя выбран так, чтобы падающий на систему свет преломлялся на каждом слое и огибал скрываемый объект. Этот подход получил название "*cloaking*", т.е. устройство маскировки. Дальнейшее развитие устройства маскировки получили в области скрытия объектов за счет изменения их поверхностного импеданса, были продемонстрированы плазмонный клокинг, метаповерхностный клокинг (*mantle cloaking*) – индуцирование противофазных токов в оболочке и в скрываемом объекте, а также мультипольный клокинг (интерференция мультиполей со схожей диаграммой рассеяния) [4].

Очевидно, что подходы бурно развивающейся области теории невидимости найдут применения для решения задач уменьшения радиолокационной заметности воздухозаборников, кабины пилота и, что наиболее важно, – радара и антенных систем, которые являются "глазами" любой летательной техники [5]. Соответственно к экранам антенных систем предъявляется требование быть одновременно прозрачными и поглощающими, что взаимоисключает друг друга. Для корпусов и других пассивных частей используются радиопоглощающие материалы. Помимо использования адаптивных и цифровых антенных решеток, эффективным решением для снижения заметности антенных систем является применение управляемых экранов с переменной радиопрозрачностью.

Хорошей базой для построения таких экранов являются метаматериалы, которые представляют собой искусственные среды, обладающие свойствами, недостижимыми в природных материалах [6–9]. Особый класс метаматериалов – метаматериалы с тороидным откликом [10–22]. Это метаматериалы особой геометрии, в каждой метамолекуле которых конфигурация токов напоминает конфигурацию токов в соленоиде, что обеспечивает возбуждение тороидного дипольного момента, сравнимого по интенсивности с электрическим. Так как диаграммы направленности электрического и тороидного моментов неразличимы в дальней зоне, тороидные метаматериалы дают возможность для возбуждения неизлучающей конфигурации – анаполя. К применениям анапольных метаматериалов относятся электромагнитно-индуцированная прозрачность, клокинг, а также демонстрация динамического эф-

1)e-mail: alexey.basharin@gmail.com

фекта Ааронова–Бома [12–16]. Из-за необходимости возбуждения сложной конфигурации токов тороидные метаматериалы долгое время представляли собой объемные среды. Однако в 2017 г. была предложена первая геометрия планарного высокодобротного тороидного метаматериала в микроволновом диапазоне частот с сильной локализацией электрического поля в субволновой области [14], а в 2021 г. – его инвертированный вариант, фокусирующий магнитное поле [15]. Среди свойств метаматериалов, предложенных в этих работах, можно выделить сверхсильную локализацию полей в малых объемах, что позволяет менять (перестраивать) свойства метаматериала с помощью помещения в окрестности полей нелинейных элементов, которые чувствительны к минимальному внешнему воздействию: оптическая накачка или изменение их электрических свойств за счет подачи внешнего напряжения или тока.

В данной работе мы экспериментально и численно исследуем метаматериал с тороидным откликом, который за счет высокой добротности дает возможность его использования в качестве перестраиваемого экрана для задач невидимости, в том числе в качестве управляемых экранов для задач управления радиолокационной заметностью.

Отправным пунктом для создания тороидной метамолекулы стала конфигурация токов на поверхности структуры. Для простоты экспериментального воспроизведения образца объект должен быть планарным. Тороидная мода может быть получена в ряде структур, но наиболее предпочтительной для нашего приложения является дизайн с двумя контурами токов. Мы получили ее на базе двух проводящих полуколец с перемычкой, для которых характерна высокая величина тороидного дипольного момента, за счет которого такая структура имеет высокую добротность и низкие радиационные потери. Такая структура позволяет локализовать сильные магнитные поля в районе центральной перемычки (рис. 1), что в свою очередь означает сильный ток, который индуцируется падающим полем в перемычке. Таким образом, в работе предложен микроволновый метаматериал, изображенный на рис. 1b и обладающий тороидным откликом.

Сложная форма резонатора объясняется необходимостью получения тороидного дипольного момента. Такая мода возникает за счет возбуждения двух замкнутых контуров с токами, протекающими через центральную перемычку и боковые полуокружности, которые гальванически связаны между собой. Мы предполагаем, что за счет такой геометрии тороидной метамолекулы, падающая плоская электромаг-

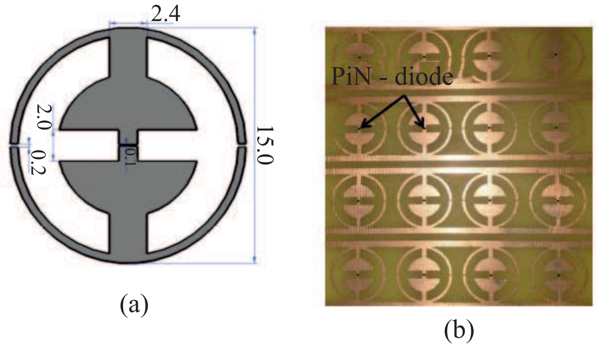

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Геометрия метамолекулы, все размеры указаны в миллиметрах. (b) – Периодический метаматериал с интегрированными PiN-диодами на центральный мостик

нитная волна с вектором **E**, поляризованным вдоль центральной перемычки, возникают сильные токи. В свою очередь установленный в область сильного тока нелинейный элемент приведет к изменению резонансных свойств метаматериала. В качестве такого элемента рассмотрен PiN-диод HSMP-3892, работающий в диапазоне частот 1–5 ГГц. Данный диод, HSMP-3892, управляется с помощью контактной линии (рис. 1b), соединяющей все метамолекулы параллельно, на которую подается управляющее внешнее напряжение. Так как контактные линии перпендикулярны плоскости вектора **E** падающей волны, они не оказывают существенного влияния на резонансные характеристики структуры. Подобная модернизация позволяет изменять сопротивление на всех метамолекулах параллельно в диапазоне значений PiN-диода посредством измерения прямого тока от 1 до 100 мА.

Для исследования электромагнитных свойств метаматериала была разработана модель (рис. 1a) в программе электродинамического моделирования CST Microwave Studio с применением периодических граничных условий. Размеры метамолекул определяются внешним диаметром окружности $D_{\text{out}} = 14.95$ мм, ширина полуколец 5 мм, разрезанных полосой 1.2 мм. Внутренняя окружность, дающая большой емкостной вклад в отклик метамолекулы диаметром $D_{\text{in}} = 5$ мм, разделена на две части перемычкой 0.6 мм. В центральную перемычку был помещен PiN-диод, который задавался в виде *Lumped element* с различными значениями сопротивления 1–100 Ом, что имитирует свойства PiN-диода. Анализ, проведенный методом конечных элементов, показал на спектре отражения минимум, который соответствует полному прохождению электромагнитной волны через метаматериал (рис. 2a). Мы исследовали спектр в диапазоне частот 2.8–

3.6 ГГц. Кривая отражения (S11) в этой точке имеет минимум, провал, который достигает −50 дБ, что свидетельствует о том, что метаматериал является прозрачным в районе частоты 3.4 ГГц для малых значений сопротивления 1 Ом. Однако при измерении сопротивления на PiN-диоде до 100 Ом спектр отражения сглаживается, что характеризует структурные изменения токов на метамолекуле, и метаматериал становится отражающим.

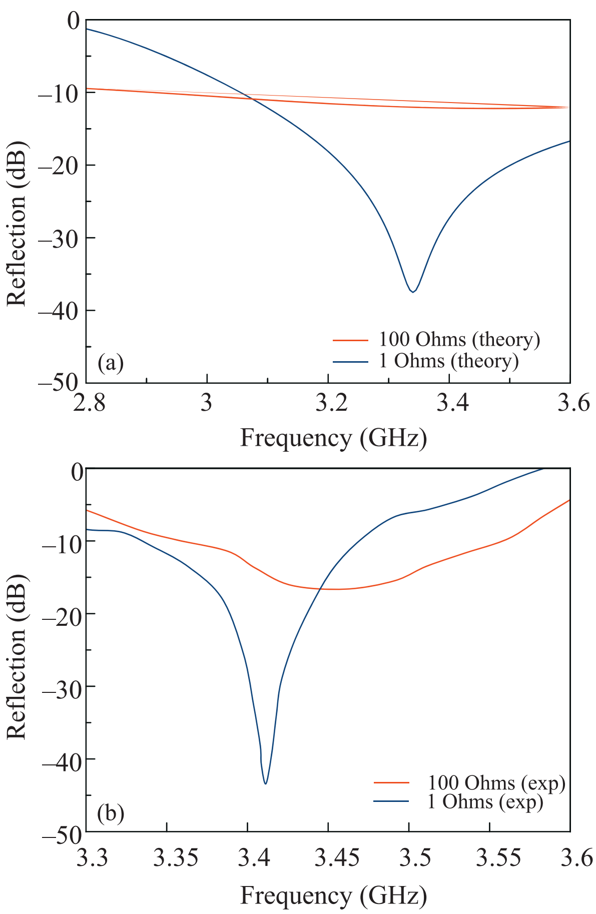

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Теоретически полученный спектр отражения S11 метаматериала (синяя кривая соответствует минимальному, красная – максимальному сопротивлению PiN-диода). (b) – Экспериментальный спектр отражения

Симуляция позволяет оценить токи (рис. 3a), наведенные в структуре и сопоставить полученную моду с ожидаемым результатом. Полученное распределение токов характеризуется двумя замкнутыми контурами. Вихрь магнитного поля локализован и вращается вокруг центральной перемычки (рис. 3b), что порождает тороидный момент. Напряженность магнитного поля в центре метамолекулы к напряженности падающей волны составляет $H/H_0 = 10^4$.

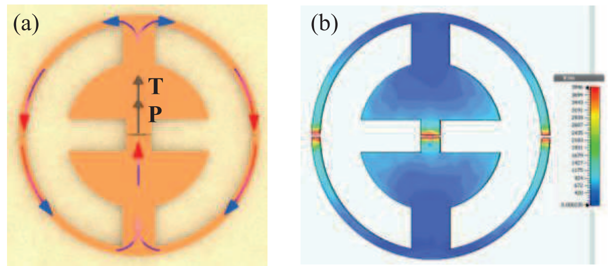

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Распределение токов в дизайне. (b) – Тепловая карта распределения электрического поля в структуре. Красным цветом отмечены точки с наибольше концентрацией поля

Один из видов электродинамического анализа – мультипольная декомпозиция. Это разложение токов в источнике на элементарные гармоники, позволяющее описать кривую отражения/прохождения через комбинацию мультиполей. Это бесконечный ряд возбуждений, но в работе мы рассмотрим 5 основных вкладов мультиполей в интенсивность их рассеяния, это электрический **P**, магнитный **M**, и тороидный **T** диполи, а также их квадруполи **Qe**, **Qm**. Набор этих мультиполей достаточен для электродинамического описания отклика метаматериала в данном диапазоне частот. При интегрировании необходимо обратить внимание на расположение дизайна в плоскостях координат, так как формулы (1) и (2) имеют разную зависимость от r. Электрический диполь выражается интегралом тока по объему:

$$\mathbf{P} = \frac{2\omega^4}{3c^2}\left(\left|\frac{1}{i\omega}\int \mathbf{j} d^3\mathbf{r}\right|^2\right), \tag{1}$$

где ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме. Формула расчета энергии тороидного дипольного момента немного сложнее:

$$T = \frac{2\omega^6}{3c^5}\left(\left|\frac{1}{10c}\int [(\mathbf{r}\cdot\mathbf{j})\mathbf{r} - 2\mathbf{j}\mathbf{r}^2] d^3\mathbf{r}\right|^2\right) \tag{2}$$

в случае, когда интенсивность излучения электрического диполя **P** численно равна интенсивности тороидного диполя **T**, будет иметь смысл рассматривать интерференционные члены рассеяния. Для оценки интерференции можно сложить гармоники, имеющие схожие диаграммы рассеяния в дальней зоне, например **P** + **T**. Мощность магнитного дипольного момента

$$\mathbf{M} = \frac{2\omega^4}{3c^3}\left(\left|\frac{1}{2c}\int (\mathbf{r}\times\mathbf{j}) d^3\mathbf{r}\right|^2\right) \tag{3}$$

является важной характеристикой резонанса, его вклад может превалировать в структурах из разорванных колец на собственных модах. Однако если мы имеем дело с небольшим вкладом дипольных моментов, важно учесть мультиполи более высоких порядков, например, квадруполи. Электрический квадруполь образован системой зарядов и его высокий вклад в мощность рассеяния характерен для сложных систем. Его мощность вычисляется по следующей формуле.

$$\mathbf{Qe} = \frac{\omega^6}{20c^5}\left(\left|\frac{i}{\omega}\int(r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3}\delta_{\alpha\beta}(\mathbf{r}\cdot\mathbf{j}))d^3\mathbf{r}\right|^2\right). \tag{4}$$

Для оценки резонансных характеристик в полной мере проанализируем мощность квадруполя магнитного типа:

$$\mathbf{Qm} = \frac{\omega^6}{20c^5}\left(\left|\frac{1}{3c}\int((\mathbf{r}\times\mathbf{j})_\alpha r_\beta + (\mathbf{r}\times\mathbf{j})_\beta r_\alpha)d^3\mathbf{r}\right|^2\right). \tag{5}$$

Важно заметить, что при анализе необходимо правильно выбрать точку отсчета, так как мощности магнитного, тороидного диполя и мультиполей старших порядков имеют разную зависимость от r.

Полученный спектр интенсивностей мультиполей для режима с минимальным сопротивлением в PiN-диоде (рис. 4a) хорошо описывает амплитудно-частотную характеристику метаматериала. Минимум отражения электромагнитной волны связан с минимальным вкладом электрического дипольного момента и максимальным вкладом тороидного дипольного момента в рассеяние. В случае отсутствия разности потенциалов на ножках диода спектр сглаживается (рис. 4b) и пропадает ярко выраженное превосходство среди мультиполей. Магнитный дипольный момент, а также квадрупольные эффекты не дают вклада в резонансную картину метаматериала такой структуры.

Для подтверждения полученных результатов был изготовлен образец метаматериала методом химического травления (рис. 1b). В качестве проводящего слоя мы использовали медное напыление на листе текстолита, что позволило изготовить образец метаматериала с большим количеством метамолекул. Такие параметры исключают краевые эффекты, связанные с интерференцией на границе метаматериала. Для экспериментальных исследований использовался метод двух рупорных антенн. Спектры отражения измерялись двумя антеннами с помощью векторного анализатора цепей Rohde & Schwarz ZVB20 в безэховой камере, при этом образец располагался в дальней зоне на расстоянии $\sim 4\lambda$. График, полученный экспериментально (рис. 2b) в значительной степени повторяет результат моделирования. Небольшое отличие резонансных частот связано, в первую очередь, с диэлектрической проницаемостью подложки. Наблюдаемое переключение между режимами прохождение (синяя кривая)/отражение (красная кривая) в районе частоты 3.4 ГГц осуществлялось путем изменения сопротивления PiN-диода.

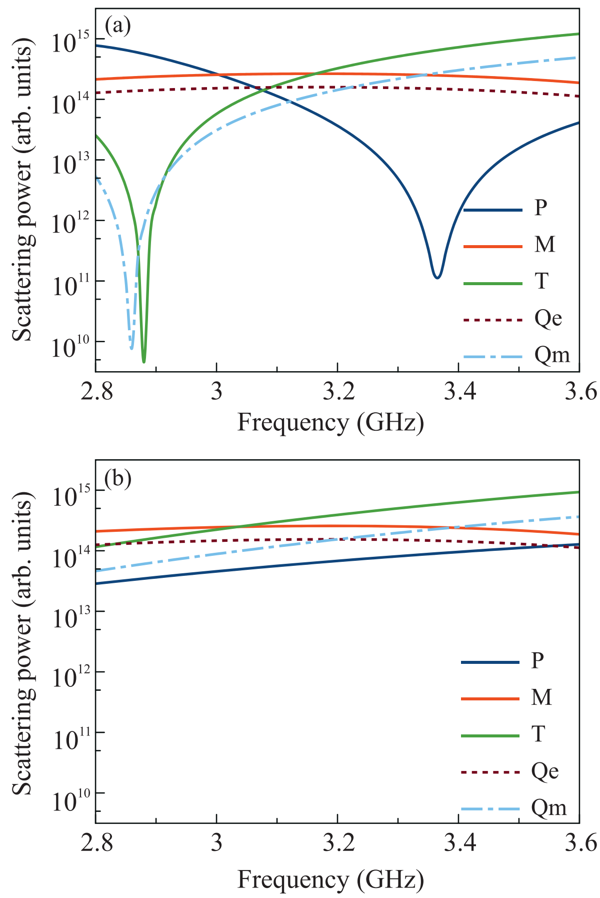

Рис. 4. (Цветной онлайн) Мультипольная декомпозиция. Спектр интенсивностей, включающий 5 основных мультипольных вкладов: (a) – режим с минимальным сопротивлением PiN-диода; (b) – режим с максимальным сопротивлением

Таким образом, мы исследовали спектральные характеристики метаматериала в СВЧ диапазоне. За счет предложенной топологии, метаматериал обладает сильной концентрацией токов и характеризуется тороидным дипольным моментом, который определяет спектральный отклик системы. Соответственно, помещение в конструкцию метамолекул метаматериала нелинейного элемента, свойства которого могут изменяться внешними воздействиями, такими как напряжение/ток или за счет оптической накачки, дает возможность манипулировать его свойствами для создания модуляторов, управляемых экранов различных диапазонов волн. Наш пример использования PiN-диодов показал, что спектральные свойства метаматериала можно переключать в режиме прохождение/отражение. Такие метаматериалы будут перспективны для создания элементов клокинга и экранов для задач электромагнитной совместимости. Одно из применений метаматериала может быть в области создания высокочувствительных сенсоров электромагнитных полей различного диапазона.

Экспериментальная часть работы выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-32-90153), мультипольное разложение и моделирование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект # 21-19-00138).

1. R. W. Wood, Phys. Rev. **15**, 123 (1902).
2. U. Leonhardt, Science **312**, 1777 (2006).
3. J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, Science **312**, 1780 (2006).
4. F. Romain, M. Francesco, and A. Andrea, Phys. Rev. Applied **4**, 037001 (2015).
5. А. Н. Лагарьков, М. А. Погосян, Вестник Российской академии наук **73**, 779 (2003).
6. А. П. Слобожанюк, П. В. Капитанова, И. В. Шадривов, П. А. Белов, Ю. С. Кившарь, Письма в ЖЭТФ **95**(12), 693 (2012).
7. В. Г. Веселаго, УФН **92**, 517 (1967).
8. А. А. Комар, Д. Н. Нешев, А. Е. Мирошниченко, Письма в ЖЭТФ **106**(11), 677 (2017).
9. Е. Э. Маслова, М. Ф. Лимонов, М. В. Рыбин, Письма в ЖЭТФ **109**(5), 347 (2019).
10. T. Kaelberer, V. A. Fedotov, N. Papasimakis, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev, Science **330**, 1510 (2010).
11. N. Papasimakis, V. A. Fedotov, V. Savinov, T. A. Raybould, and N. I. Zheludev, Nat. Mater. **15**, 263 (2016).
12. V. A. Fedotov, A. V. Rogacheva, V. Savinov, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev, Sci. Rep. **3**, 2967 (2013).
13. N. A. Nemkov, A. A. Basharin, and V. A. Fedotov, Phys. Rev. B **95**, 165134 (2016).
14. A. A. Basharin, V. Chuguevsky, N. Volsky, M. Kafesaki, and E. N. Economou, Phys. Rev. B **95**, 035104 (2017).
15. M. V. Cojocari, A. K. Ospanova, V. I. Chichkov, M. Navarro-Cia, A. Gorodetsky, and A. A. Basharin, Phys. Rev. B **104**, 075408 (2021).
16. A. E. Miroshnichenko, A. B. Evlyukhin, Y. F. Yu, R. M. Bakker, A. Chipouline, A. I. Kuznetsov, B. Luk'yanchuk, B. N. Chichkov, and Y. S. Kivshar, Nat. Commun. **6**, 8069 (2015).
17. A. C. Tasolamprou, O. Tsilipakos, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. N. Economou, Phys. Rev. B **94**, 205433 (2016).
18. A. B. Evlyukhin, T. Fischer, C. Reinhardt, and B. N. Chichkov, Phys. Rev. B **94**, 205434 (2016).
19. H. Xiang, L. Ge, L. Liu, T. Jiang, Z. Q. Zhang, C. T. Chan, and D. Han, Phys. Rev. B **95**, 045403 (2017).
20. Y. Fan, Z. Wei, H. Li, H. Chen, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B **87**, 115417 (2013).
21. M. Gupta, V. Savinov, N. Xu, L. Cong, G. Dayal, S. Wang, W. Zhang, N. I. Zheludev, and R. Singh, Adv. Mater. **28**, 8206 (2016).
22. V. Savinov, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, Phys. Rev. B **89**, 205112 (2014).