

УДК 535.3  
ББК 22.343  
ГРНТИ 29.31.21  
ВАК 01.04.05

## Исследование оптического пропускания нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала

К. К. Алтунин , Е. А. Шлёнкина  <sup>1</sup>

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», 432071, Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 12 ноября 2020 года  
После переработки 2 декабря 2020 года  
Опубликована 12 декабря 2020 года

---

**Аннотация.** Исследованы оптические свойства нанокompозитных сред, содержащих включения из тороидальных метаматериалов. Нанокompозитные среды, содержащие включения из тороидальных метаматериалов, являются базой для создания наноантенн и систем скрытной передачи информации. Численные исследования оптического пропускания границы раздела с нанокompозитной средой, содержащей включения из тороидальных метаматериалов показывают, что, изменяя параметры метаматериала, можно эффективно управлять оптическим пропусканием через границу раздела нанокompозитной средой с включениями из тороидального метаматериала. Разработана теоретическая модель, позволяющая рассчитывать основные оптические параметры наноструктуры на основе тороидального метаматериала. В результате численных расчётов найдены значения параметров наноструктуры на основе тороидального метаматериала, позволяющие значительно увеличить оптическое пропускание наноструктуры на основе тороидального метаматериала. В результате численных расчётов обнаружено увеличение оптического пропускания границы раздела с нанокompозитной средой с включениями из тороидального метаматериала. Показано, что оптические и электродинамические свойства нанокompозита с тороидальными метаматериалами определяются не столько структурной организацией, сколько оптическими и электродинамическими характеристиками образующих его компонент.

**Ключевые слова:** метаматериал, тороидальный метаматериал, нанокompозит, нанокompозитная среда, оптическое пропускание, оптическое излучение, ближние продольные поля, длина волны излучения, численные расчёты

---

## Введение

В работе планируется провести теоретическое исследование различных оптических свойств нанокompозитных сред, содержащих включения из тороидальных метаматериалов. Исследование оптических свойств нанокompозитных сред, содержащих систему наноразмерных включений из тороидальных метаматериалов, представляет собой актуальную задачу современной оптики твердотельных наноструктур.

---

<sup>1</sup>E-mail: zmejka123@mail.ru

Нанокompозитные среды, содержащие систему включений различной формы из тороидальных метаматериалов, являются базой для создания новых оптоэлектронных наноразмерных приборов, устройств и систем на основе тороидальных метаматериалов с заданными оптическими, электронными и структурными свойствами, которые определяются размером, формой и упорядоченностью составляющих их наноразмерных включений, а так же факторам заполнения наноразмерными включениями. Оптические и электродинамические свойства искусственно созданной наноструктурной среды из тороидального метаматериала определяются не столько структурной организацией, сколько оптическими и электродинамическими характеристиками образующих его наноразмерных компонент включений из метаматериалов. При этом эффективные характеристики наноструктурной среды из тороидального метаматериала могут значительно отличаться как от характеристик наноразмерных включений, так и диэлектрика матрицы наноструктурной среды, принимая совершенно уникальные значения, которые не встречаются среди природных материалов. Примером таких экзотических характеристик можно назвать эффективные комплексные показатели преломления и поглощения, которые способны изменяться в широких пределах в оптическом диапазоне длин волн. Важное направление в изучении метаматериалов связано с конструированием различных наноструктур из метаматериалов с разными эффективными диэлектрическими проницаемостями и магнитными проницаемостями.

Наноструктуры из метаматериалов, структуры из чередующихся слоёв обычных объёмных материалов, анизотропных материалов, пористых наноматериалов и метаматериалов вызывают необычайный интерес в связи с приложениями в оптических и оптоэлектронных приборах, устройствах и системах.

Актуальность данной темы обусловлена необходимостью создания новых оптоэлектронных приборов на основе наноструктур из тороидальных метаматериалов с уникальными оптическими свойствами и повышенным быстродействием. В настоящее время активно развиваются технологии получения новых метаматериалов и наноматериалов.

Целью работы является теоретическое исследование оптических и электродинамических свойств тороидальных метаматериалов, находящихся во внешнем поле оптического излучения.

Задачи исследования можно сформулировать следующим образом:

1. написание обзора работ по оптическим свойствам планарных и тороидальных метаматериалов,
2. построение теоретической модели оптических процессов в тороидальных метаматериалах,
3. проведение численных расчётов эффективного показателя преломления и энергетического коэффициента оптического пропускания нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала.

Объектом исследованием является тороидальный метаматериал.

Предметом исследованием являются оптические характеристики наноструктурной среды с включениями из тороидальных метаматериалов.

Гипотеза исследования состоит в том, что можно эффективно управлять величиной оптического пропускания и отражения нанокompозитов с включениями из тороидальных метаматериалов в зависимости их от геометрической конструкции.

В качестве методов исследования используются теоретические и численные методы расчёта оптических характеристик тороидальных метаматериалов.

## Обзор научных работ по физическим свойствам планарных и тороидальных метаматериалов

Тороидальные мультиполи являются слагаемыми высокого порядка, присутствующими в стандартном мультипольном разложении потенциалов и напряжённостей электромагнитного поля, но в электрическом дипольном приближении они обычно игнорируются из-за их относительно слабой связи с электромагнитными полями.

В последнее время теоретически исследуются полностью диэлектрические метаматериалы специального класса, представляющие собой простую электромагнитную систему, поддерживающую тороидальные дипольные возбуждения в терагерцовой части электромагнитного спектра. В резонансном пропускании и отражении от тороидальных метаматериалов преобладает тороидальное дипольное рассеяние, пренебрежение которым приведёт к неправильной интерпретации макроскопического отклика метаматериалов. Из-за уникальной конфигурации поля тороидального режима рассматриваемые метаматериалы могут служить платформой для зондирования или усиления поглощения света и оптических нелинейностей [1].

В работе [2] исследовано возбуждение тороидальных мультиполей в метаматериалах для оптимизации тороидальных возбуждений в плоском метаматериале, состоящем из асимметричных расщепленных кольцевых резонаторов. Установлено, что рассеивающая способность тороидального диполя может быть заметно усилена регулировкой такого характеристического параметра как асимметричный фактор. Оптимизация при возбуждении тороидального мультиполя даёт возможность потенциальных применений в маломощной нелинейной обработке субволнового масштаба и чувствительных фотонных приложениях [2].

Анализ оптических свойств плоских метаматериалов путём расчёта мультипольных моментов составляющих их метаатомов выполнен в [3]. В [3] на основе вычисления мультипольных моментов метаатомов, образующих планарный метаматериал, предложен новый метод количественного определения его оптических и поляризационных свойств. Эффективность метода продемонстрирована на примере планарного метаматериала, состоящего из  $H$ -образных наночастиц.

Тороидальный диполь представляет собой своеобразное электромагнитное возбуждение, которое не может быть представлено в терминах стандартных электрических и магнитных мультиполей. В [4] показано, что статический тороидальный диполь приводит к нарушению чётности в атомных спектрах и многим другим необычным электромагнитным явлениям. Существование электромагнитных резонансов тороидальной природы экспериментально было продемонстрировано лишь недавно, сначала в микроволновых метаматериалах, а затем на оптических частотах, где они могли быть важны при спектроскопическом анализе широкого класса сред с составляющими тороидальной симметрии, такими как сложные органические молекулы, фуллерены. Несмотря на экспериментальный прогресс в изучении тороидальных резонансов, прямая связь между микроскопическими тороидальными возбуждениями и характеристиками макроскопического рассеяния среды пока не установлена. Чтобы устранить этот существенный пробел в электромагнитной теории, разработан аналитический подход для расчета пропускающей способности и отражательной способности тонких слоёв материалов, которые проявляют тороидальные дипольные возбуждения [4, 5].

В [6] экспериментально продемонстрирован тороидальный дипольный отклик в метаматериалах на основе кластеров цилиндрических диэлектрических частиц в микроволновом диапазоне частот. Вместо дорогих керамических элементов была использована дистиллированная вода с диэлектрической проницаемостью при комнатной температуре, при этом тангенс диэлектрических потерь не велик на частотах до 4 ГГц, что

открывает возможность применения в оптике с низкоиндексными диэлектриками [6].

В [7] обсуждается новый механизм резонансной электромагнитной прозрачности, который даёт очень узкие изолированные симметричные Лоренцевы линии излучения в тороидальных метаматериалах в условиях включения сильно резонансных взаимодействий, что позволяет значительно улучшить функциональные возможности многих электромагнитных устройств от устройств на фотонных кристаллах и оптических волноводах с мезоскопическими кольцевыми резонаторами до наноразмерных плазмонных и метаматериальных систем, проявляющих интерференционные эффекты, сходные с электромагнитно-индуцированной прозрачностью.

В оптике спектроскопия плазмонно-резонансного поля с поляризационными зондирующими полями эффективно применима для анализа больших биомолекул с хиральными свойствами [8].

На основе метаматериалов уже созданы или разрабатываются суперлинзы и гиперлинзы, сенсоры ближнего поля, идеальные детекторы фотонов и целый ряд других устройств [9–11].

В статье [12] продемонстрирован метод, основанный на фемтосекундной лазерно-индуцированной прозрачности для высокопроизводительной и эффективной обработки периодических многослойных плазмонных метаматериалов.

В [13–16] разрабатываются метаматериалы, в которых показатель преломления достигает квази нулевых и нулевых значений лишь в очень узких диапазонах длин волн.

Подавление отражения света от плоской поверхности было важной технологической проблемой в последние десятилетия. Методы подавления отражения основаны на различных элементах, таких как простые диэлектрические слои четвертьволнового диапазона, наноструктурированные поверхности для захвата света, слои с градиентным индексом и другие [17]. Различные преимущества плазмонных наноструктур были обнаружены недавно [18], и большинство из них связаны с возбуждением интенсивного локализованного поверхностного плазмонного резонанса в металлических наноструктурах и сильным подавлением отражения света в окрестности резонанса [19]. Несмотря на активные исследования по этим темам и большие перспективы применения, практическое использование плазмонных наночастиц всё ещё затруднено многими проблемами, например, необходимо уменьшить большие омические потери плазмонных материалов, которые подавляют резонансы наночастиц, или преодолеть поверхностное окисление, который изменяет оптические свойства наноструктур [20]. Кроме того, локализованный поверхностный плазмонный резонанс зависит от формы конкретной наночастицы, а не от её размера и расстояния между частицами, что делает настройку оптических свойств проблематичной [21]. С недавнего времени полностью диэлектрическая фотоника была предложена в качестве эффективной альтернативы плазмонике [17, 22, 23]. Концепция основана на наноструктурах с высоким показателем преломления, которые наряду с электрическим обладают магнитным резонансом Ми и позволяют одновременно контролировать магнитные и электрические компоненты света на наноуровне [24]. Кремний рассматривается как перспективный материал для полностью диэлектрической фотоники, имеющий один из максимально возможных показателей преломления в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн и относительно небольшие оптические потери одновременно [25]. Спектр резонанса высокоиндексных структур определяется геометрическими параметрами наряду с оптическими свойствами и, следовательно, может быть эффективно настроен в процессе изготовления [26]. Кроме того, внимание исследователей в последнее время привлекают важные особенности наночастиц с высоким индексом: на определенной длине волны они обладают высокой направленностью диаграммы направленности [27, 28], что приводит к сильному рассеянию вперед и назад. Такое поведение было предсказано для частиц с одинаковыми магнитными и

электрическими дипольными моментами Керкером и его коллегами [29], в то время как такие частицы часто называют элементом Гюйгенса [30–34]. Оптические метаповерхности были разработаны в качестве принципиально новой концепции для передовых технологий получения субволновых резонансных наноструктур. Однако потери на отражение и поглощение, а также низкая эффективность преобразования поляризации представляют собой фундаментальное препятствие для достижения высокой эффективности передачи, необходимой для практического применения. Помимо возможных применений в фотовольтаике, элементы Гюйгенса предлагаются в качестве основного элемента метаповерхностей и будущих плоских фотонных устройств для эффективных световых манипуляций на наноуровне [35]. В статье [35] продемонстрированы высокоэффективные полностью диэлектрические метаповерхности с использованием массивов кремниевых нанодисков в качестве метаатомов. Основные характеристики источников Гюйгенса состоят в спектрально перекрывающихся скрещенных электрических и магнитных дипольных резонансов одинаковой силы. Основываясь на полнофазном покрытии в сочетании с высокой эффективностью пропускания, все диэлектрические поверхности Гюйгенса могут стать новой парадигмой для плоских оптических устройств, включая управление лучом, формирование луча и фокусировку, а также голографию и управление дисперсией. В работе [36] рассматриваются основные положения и последние достижения в области перестраиваемых диэлектрических метаповерхностей. В частности, обсуждаются механизмы настройки для метаповерхностей диэлектрика, в том числе изменение геометрии поверхности метазона, изменение материала резонаторов и их окружения. Представлено несколько примеров функциональных перестраиваемых метаустройств на основе диэлектрической метаповерхности, в том числе линзы с перестраиваемым фокусным расстоянием и переключаемые дефлекторы луча.

Проведённый анализ опубликованных за последнее время работ по исследованиям планарных и тороидальных метаматериалов доказывает научную актуальность и огромную практическую значимость затронутых проблем в современной оптике и оптоэлектронике. Это объясняется, прежде всего, тем, что новые материалы и метаматериалы играют особую роль в быстро развивающихся отраслях науки и нанотехнологии, специализирующихся на изучении объектов (существующих в природе, а чаще искусственно приготовленных), для которых принципиально важно наличие наноразмерных структурных блоков. Выявлен ряд теоретических подходов, перспективных с точки зрения исследования и предсказания оптических свойств нанокомпозитов на основе планарных и тороидальных метаматериалов.

### **Теоретическая модель оптических явлений в нанокомпозите с включениями из тороидального метаматериала**

Для описания характеристик нанокомпозитной среды с включениями из тороидальных метаматериалов используем приближение эффективной среды. Эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  нанокомпозитной среды даётся классической формулой Максвелла–Гарнетта:

$$\frac{\varepsilon_i - \varepsilon}{\varepsilon_i + 2\varepsilon} = \frac{\varepsilon_m - \varepsilon}{\varepsilon_m + 2\varepsilon} f_1, \quad (1)$$

где  $f_1$  – фактор заполнения,  $\varepsilon_m$  и  $\varepsilon_i$  – диэлектрическая проницаемость материала матрицы и системы наноразмерных включений соответственно. Эффективная диэлектрическая проницаемость  $\mu$  нанокомпозитной среды даётся формулой:

$$\frac{\mu_i - \mu}{\mu_i + 2\mu} = \frac{\mu_m - \mu}{\mu_m + 2\mu} f_1, \quad (2)$$

где  $\mu_m$  и  $\mu_i$  – диэлектрическая проницаемость материала матрицы и системы наноразмерных включений соответственно.

Рассмотрим тороидальную элементарную ячейку. Следовательно, заполняющая фракция  $f_1$  равна отношению площади поперечного сечения материала матрицы к элементарной ячейке.

Метаматериалы являются сильно диспергирующими средами, в которых резко проявляется нелинейная зависимость частоты от диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной проницаемостей  $\mu$ , а следовательно, от показателя преломления.

Электромагнитные поля излучения, ассоциированного с тороидальным моментом, находятся по формулам

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left( -i\frac{\omega}{c} \frac{3(\mathbf{T} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{T}}{R^3} + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{3(\mathbf{T} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{T}}{R^2} + i\frac{\omega^3}{c^3} \frac{\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})}{R} \right) \times \exp(-i\omega t + ikR) + c.c. , \quad (3)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \left( -\frac{\omega^2}{c^2} \frac{[\mathbf{T}, \mathbf{n}]}{R^2} - i\frac{\omega^3}{c^3} \frac{[\mathbf{T}, \mathbf{n}]}{R} \right) \exp(-i\omega t + ikR) + c.c. \quad (4)$$

Интенсивность излучения в мультипольном разложении имеет вид

$$I = \frac{2\omega^4}{3c^3} |\mathbf{p}|^2 + \frac{2\omega^4}{3c^3} |\boldsymbol{\mu}|^2 + \frac{2\omega^6}{3c^5} |\mathbf{T}|^2 + \frac{\omega^6}{5c^5} \sum |\mathbf{Q}^{(e)}|^2 + \frac{\omega^6}{40c^5} \sum |\mathbf{Q}^{(m)}|^2 + o(\omega) . \quad (5)$$

Магнитный квадрупольный момент

$$M^{ik} = -\frac{4}{3} \mathbf{T} \delta^{ik} , \quad (6)$$

где введён вектор  $\mathbf{T}$  называемый тороидальностью или анапольным моментом

$$\mathbf{T} = \frac{1}{10c} \int_V (\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{j}) - 2r^2\mathbf{j}) d\mathbf{r} = \frac{1}{2} \int_V [\mathbf{r}, \mathbf{M}] d\mathbf{r} , \quad (7)$$

причём

$$\mathbf{j} = c\nabla \times \mathbf{M} , \quad (8)$$

где  $\mathbf{j}$  – вектор плотности электрического тока,  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности среды,  $c$  – скорость света в вакууме.

Диэлектрическая проницаемость метаматериала равна

$$\epsilon_p(\omega) = 1 + \frac{F_e \omega_{pe}^2}{\omega_{0e}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_e} . \quad (9)$$

Магнитная проницаемость метаматериала равна

$$\mu_p(\omega) = 1 + \frac{F_m \omega_{pm}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_m} . \quad (10)$$

Магнитный момент ячейки материала находится по формуле

$$\boldsymbol{\mu} = \pi d^2 I \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{R}{d} \right)^2 \right] \mathbf{n} , \quad (11)$$

где  $d$  – радиус общей формы тороида,  $R$  – радиус образующей окружности круглого сечения тороида. Циклическая частота ячейки из тороидального метаматериала находится по формуле

$$\omega_T = \frac{4c(d+R)}{\pi\sqrt{Rd^{3/2}}} . \quad (12)$$

Для проведения численных расчётов характеристик нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала выбраны следующие параметры материала ячейки из тороидального метаматериала:  $\omega_0 = 0.07\omega_T$ ,  $\omega_{pe} = \omega_{pm} = 1.02\sqrt{2}\omega_0$ ,  $\gamma_e = 5.5 \cdot 10^{-4}\omega_0$ ,  $\gamma_m = 5.5 \cdot 10^{-4}\omega_0$ .

Электрические свойства системы включений нанокompозитной среды, содержащей включения в виде тороидов, моделируются тензором эффективной диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon}_i = \varepsilon_p \left( \hat{\delta} + (\varepsilon_T - 1) \mathbf{nn} \right), \quad (13)$$

$$\varepsilon_T = 1 - \frac{k_{pe}^2}{k_0^2 - k_z^2}, \quad (14)$$

где  $\hat{\delta}$  – единичная матрица,  $k_0 = \omega/c$ .

Дисперсионное уравнение для описания электрических свойств нанокompозитной среды с включениями из тороидальных метаматериалов в этом случае имеет вид

$$k_0^2 \varepsilon_i \varepsilon_p - k_0^2 \frac{\varepsilon_i}{g_{Te}} (1 + \beta_{Te} \varepsilon_i) - \varepsilon_p \left( \frac{\omega_0^2}{c^2} + i \frac{\gamma_e}{c} k_0 \right) = 0, \quad (15)$$

где

$$\beta_{Te} = \frac{\omega^4 \varepsilon_p}{\omega_T^2 \left( \omega^2 \left( 1 + \frac{\omega^2}{3\omega_T^2} \frac{\varepsilon_p}{g_{Te}} \right) - \omega_0^2 + i \gamma_e \omega \right)}. \quad (16)$$

Дисперсионное уравнение для диэлектрической проницаемости системы  $\varepsilon_i$  включений можно переписать в следующем виде

$$\beta_{Te} \varepsilon_i^2 - (\varepsilon_p g_{Te} - 1) \varepsilon_i + \varepsilon_p g_{Te} \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i \frac{\gamma_e}{\omega} \right) = 0, \quad (17)$$

где

$$g_{Te} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2} + \frac{\varepsilon_p \omega^4}{\omega_T^2 \left( \omega^2 \left( 1 + \frac{\omega^2}{3\omega_T^2} \right) - \omega_0^2 \right)}. \quad (18)$$

Уравнение (17) представляет собой квадратное уравнение относительно переменной  $\varepsilon_i$  и решается стандартным образом. Решение уравнения (17) записывается в виде

$$\varepsilon_i = \frac{1}{2\beta_{Te}} \left( \varepsilon_p g_{Te} + \sqrt{(\varepsilon_p g_{Te} - 1)^2 - 4\beta_{Te} \varepsilon_p g_{Te} \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i \frac{\gamma_e}{\omega} \right)} \right), \quad (19)$$

где оставлен положительный знак перед квадратным корнем в силу физического смысла решения.

Магнитные свойства системы включений нанокompозитной среды, содержащей включения в виде тороидов, моделируются тензором эффективной магнитной проницаемости

$$\hat{\mu}_i = \mu_p \left( \hat{\delta} + (\mu_T - 1) \mathbf{nn} \right), \quad (20)$$

$$\mu_T = 1 - \frac{k_{pm}^2}{k_0^2 - k_z^2}, \quad (21)$$

где  $\hat{\delta}$  – единичная матрица,  $k_0 = \omega/c$ .

Дисперсионное уравнение для описания магнитных свойств нанокompозитной среды с включениями из тороидальных метаматериалов в этом случае имеет вид

$$k_0^2 \mu_i \mu_p - k_0^2 \frac{\mu_i}{g_{Tm}} (1 + \beta_{Tm} \mu_i) - \mu_p \left( \frac{\omega_0^2}{c^2} + i \frac{\gamma_m}{c} k_0 \right) = 0, \quad (22)$$

где

$$\beta_{Tm} = \frac{\omega^4 \mu_p}{\omega_T^2 \left( \omega^2 \left( 1 + \frac{\omega^2 \mu_p}{3\omega_T^2 g_{Tm}} \right) - \omega_0^2 + i\gamma_m \omega \right)}. \quad (23)$$

Дисперсионное уравнение для магнитной проницаемости системы  $\mu_i$  включений можно переписать в следующем виде

$$\beta_{Tm} \mu_i^2 - (\mu_p g_{Tm} - 1) \mu_i + \mu_p g_{Tm} \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i \frac{\gamma_m}{\omega} \right) = 0. \quad (24)$$

где

$$g_{Tm} = 1 + \frac{\omega_{pm}^2}{\omega^2 - \omega_{pm}^2} + \frac{\mu_p \omega^4}{\omega_T^2 \left( \omega^2 \left( 1 + \frac{\omega^2}{3\omega_T^2} \right) - \omega_0^2 \right)}. \quad (25)$$

Уравнение (24) представляет собой квадратное уравнение относительно переменной  $\mu_i$  и решается стандартным образом. Решение уравнения (24) записывается в виде

$$\mu_i = \frac{1}{2\beta_{Tm}} \left( \mu_p g_{Tm} + \sqrt{(\mu_p g_{Tm} - 1)^2 - 4\beta_{Tm} \mu_p g_{Tm} \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i \frac{\gamma_m}{\omega} \right)} \right), \quad (26)$$

где оставлен положительный знак перед квадратным корнем в силу физического смысла решения.

Из уравнения (1) эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита с включениями из тороидальных метаматериалов может быть выражена в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_m \frac{\varepsilon_i + \varepsilon_m + 2f_1 (\varepsilon_i - \varepsilon_m)}{\varepsilon_i + \varepsilon_m - f_1 (\varepsilon_i - \varepsilon_m)} \quad (27)$$

или

$$\varepsilon = \varepsilon_m \left( 1 + \frac{3f_1 (\varepsilon_i - \varepsilon_m)}{\varepsilon_i + \varepsilon_m - f_1 (\varepsilon_i - \varepsilon_m)} \right). \quad (28)$$

Из уравнения (2) эффективная магнитная проницаемость нанокompозита с включениями из тороидальных метаматериалов может быть выражена в виде

$$\mu = \mu_m \frac{\mu_i + \mu_m + 2f_1 (\mu_i - \mu_m)}{\mu_i + \mu_m - f_1 (\mu_i - \mu_m)} \quad (29)$$

или

$$\mu = \mu_m \left( 1 + \frac{3f_1 (\mu_i - \mu_m)}{\mu_i + \mu_m - f_1 (\mu_i - \mu_m)} \right). \quad (30)$$

Квадрат эффективного показателя преломления нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала равен

$$n^2(\omega) = \varepsilon(\omega) \mu(\omega). \quad (31)$$

Квадрат эффективного поверхностного импеданса нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала равен

$$\zeta^2(\omega) = \frac{\mu(\omega)}{\varepsilon(\omega)}, \quad (32)$$

где  $\varepsilon(\omega)$  – эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитной среды,  $\mu(\omega)$  – эффективная магнитная проницаемость нанокompозитной среды.

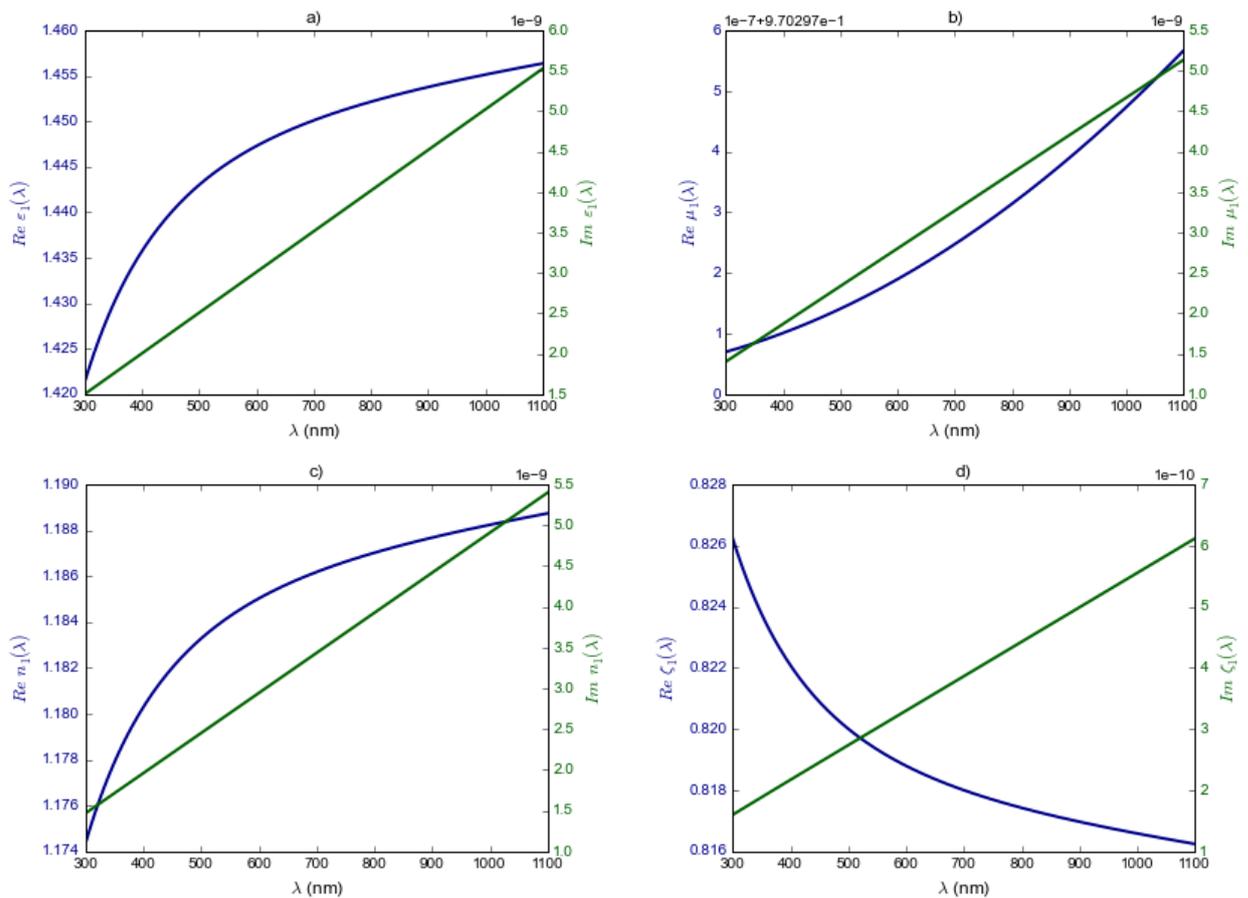


Рис. 1. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости (а), эффективной магнитной проницаемости (b), эффективного показателя преломления (с), эффективного поверхностного импеданса (d) для нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 3\%$ .

Будем рассчитывать оптическое пропускание границы раздела с тороидальным метаматериалом, находящемся во внешнем поле непрерывного оптического излучения. Наноструктуры с включениями из тороидальных метаматериалов, структуры из чередующихся слоёв обычных материалов и метаматериалов вызывают необычайный интерес в связи с приложениями в оптических и оптоэлектронных приборах и системах.

На рис. 1 изображена зависимость эффективной диэлектрической проницаемости (а), эффективной магнитной проницаемости (b), эффективного показателя преломления (с), эффективного поверхностного импеданса (d) для нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 3\%$ .

На рис. 2 изображена зависимость мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости от действительной части эффективной диэлектрической проницаемости (а), мнимой части эффективной магнитной проницаемости от действительной части эффективной магнитной проницаемости (b), мнимой части эффективного показателя преломления от действительной части эффективного показателя преломления (с), мнимой части эффективного поверхностного импеданса от действительной части эффективного поверхностного импеданса (d) для нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор

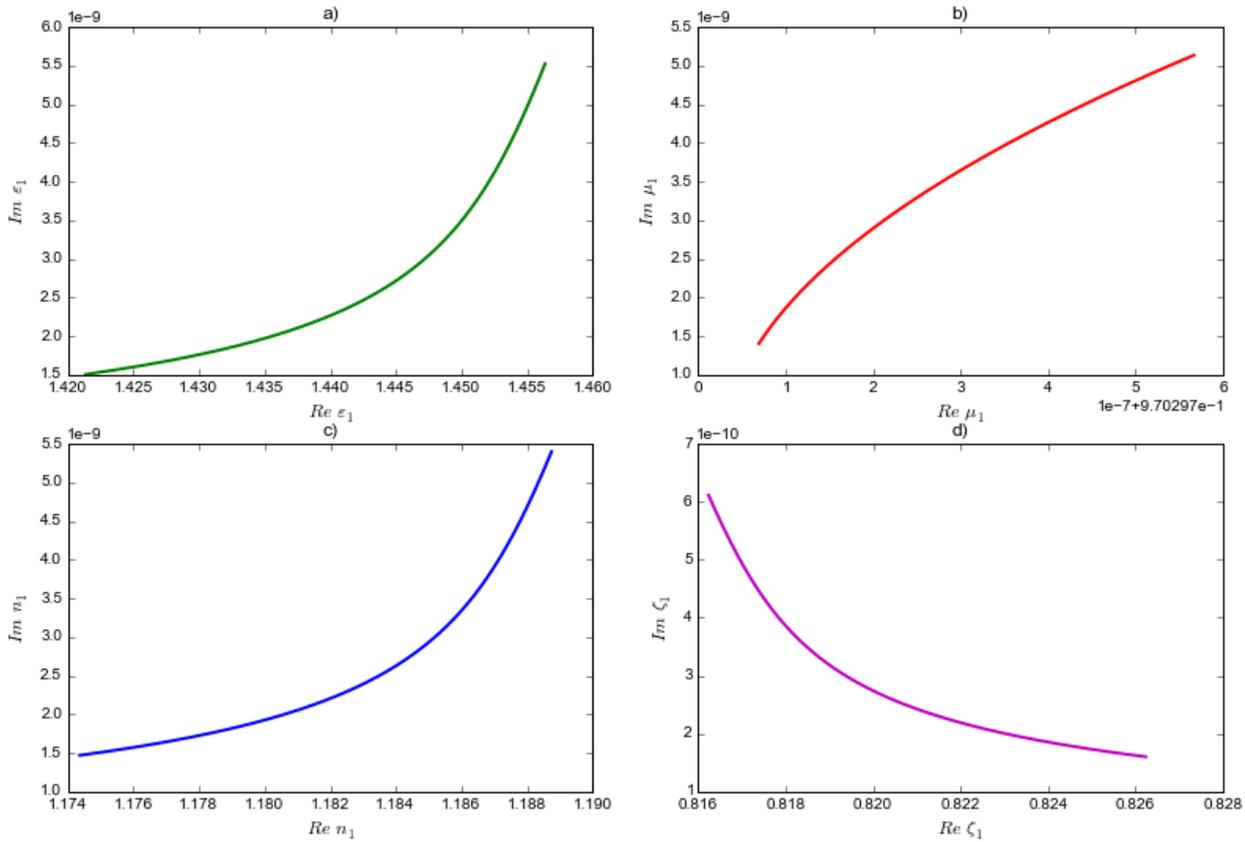


Рис. 2. Зависимость мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости от действительной части эффективной диэлектрической проницаемости (а), мнимой части эффективной магнитной проницаемости от действительной части эффективной магнитной проницаемости (б), мнимой части эффективного показателя преломления от действительной части эффективного показателя преломления (с), мнимой части эффективного поверхностного импеданса от действительной части эффективного поверхностного импеданса (д) для нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 3\%$ .

заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 3\%$ .

На рис. 3 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 0^\circ$ .

На рис. 4 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 20^\circ$ .

На рис. 5 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального ме-

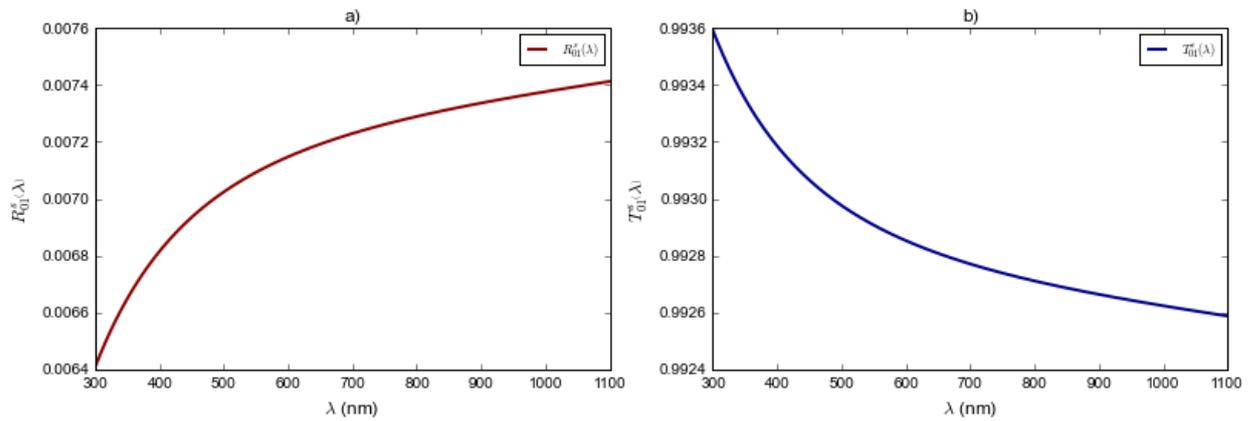


Рис. 3. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 0^\circ$ .

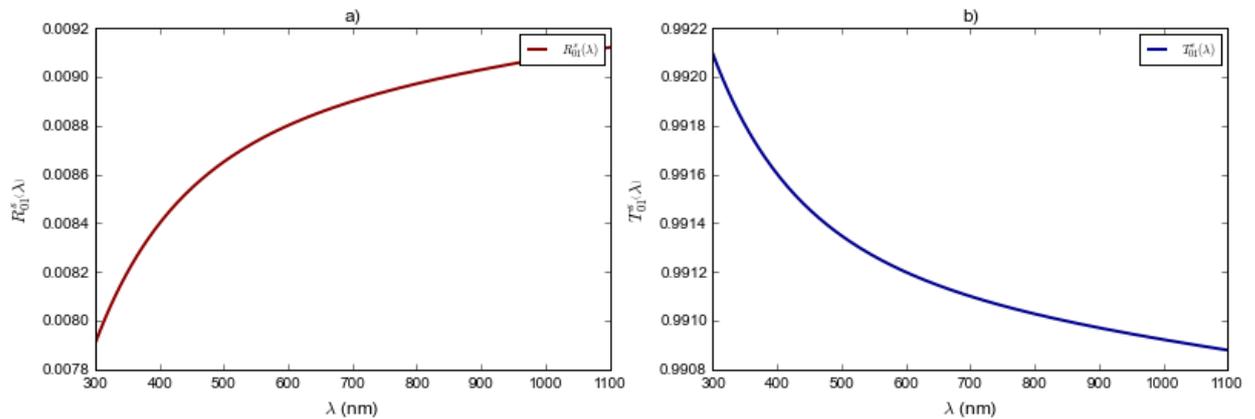


Рис. 4. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 20^\circ$ .

таматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 40^\circ$ .

На рис. 6 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 60^\circ$ .

На рис. 7 изображена зависимость эффективной диэлектрической проницаемости (а), эффективной магнитной проницаемости (б), эффективного показателя преломления (с), эффективного поверхностного импеданса (д) для нанокомпозита с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры торои-

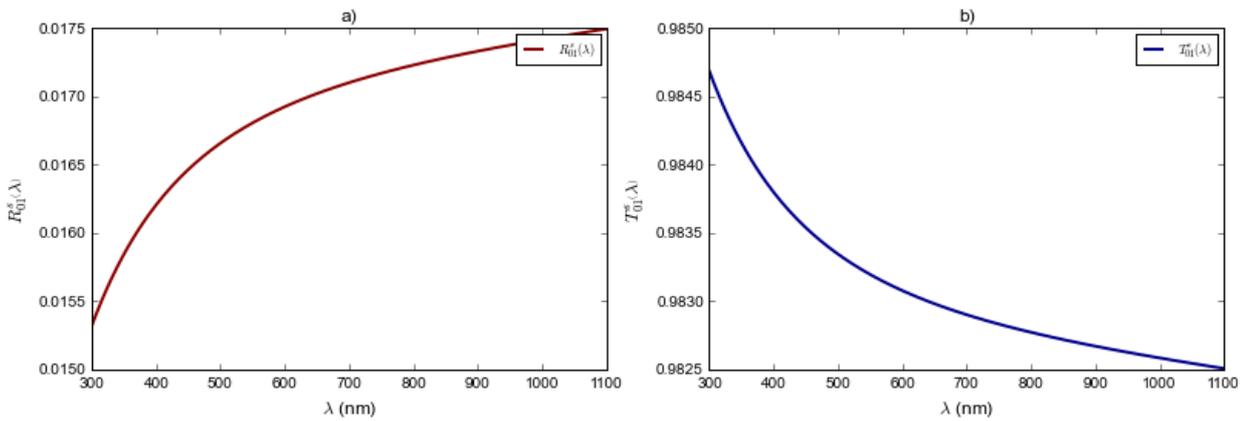


Рис. 5. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 40^\circ$ .

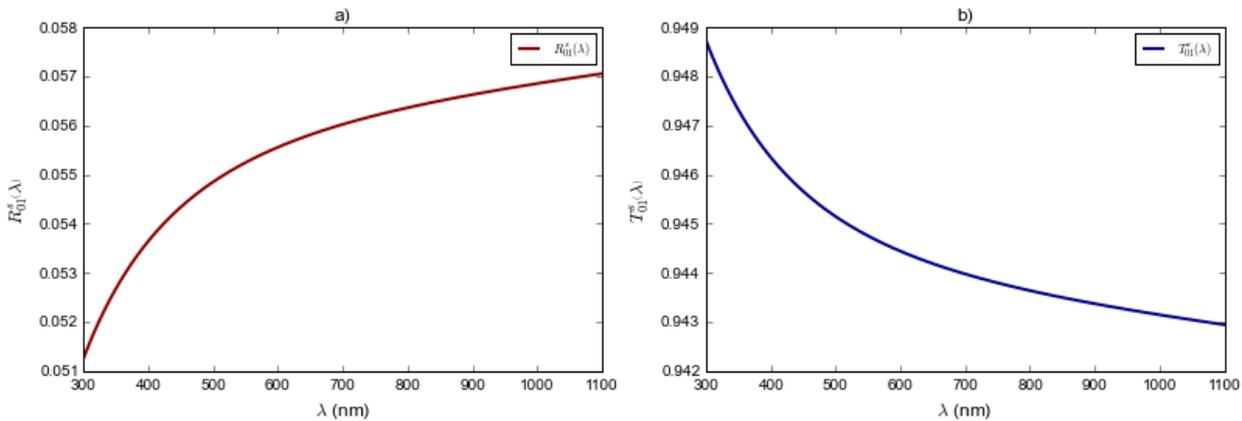


Рис. 6. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 25$  нм,  $d = 70$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 3\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 60^\circ$ .

дального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 7\%$ .

На рис. 8 изображена зависимость мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости от действительной части эффективной диэлектрической проницаемости (а), мнимой части эффективной магнитной проницаемости от действительной части эффективной магнитной проницаемости (б), мнимой части эффективного показателя преломления от действительной части эффективного показателя преломления (с), мнимой части эффективного поверхностного импеданса от действительной части эффективного поверхностного импеданса (д) для нанокомпозита с включениями из тороидального метаматериала. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 7\%$ .

На рис. 9 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического от-

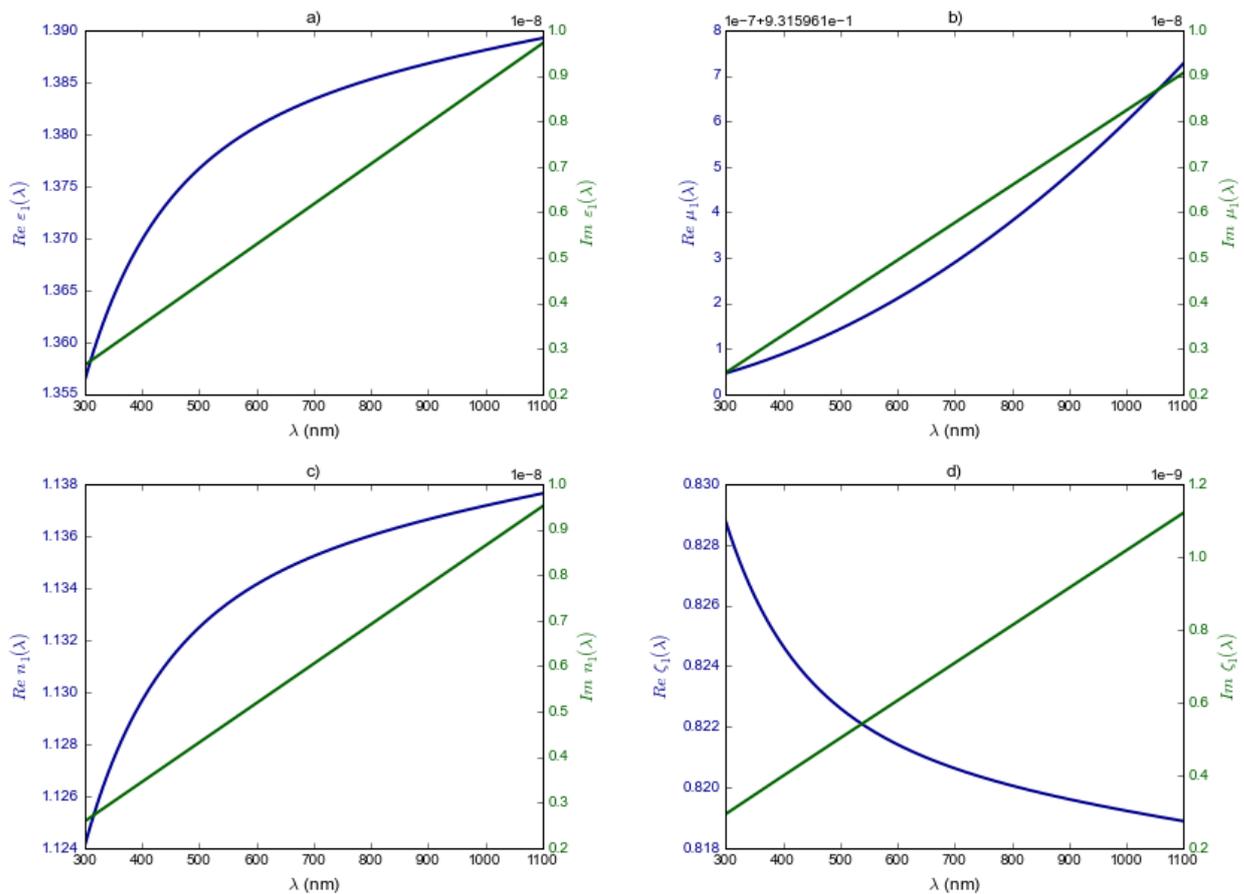


Рис. 7. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости (а), эффективной магнитной проницаемости (b), эффективного показателя преломления (с), эффективно-го поверхностного импеданса (d) для нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ .

ражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (b) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 0^\circ$ .

На рис. 10 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (b) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 20^\circ$ .

На рис. 11 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (b) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 40^\circ$ .

На рис. 12 изображена зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (b) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из торо-

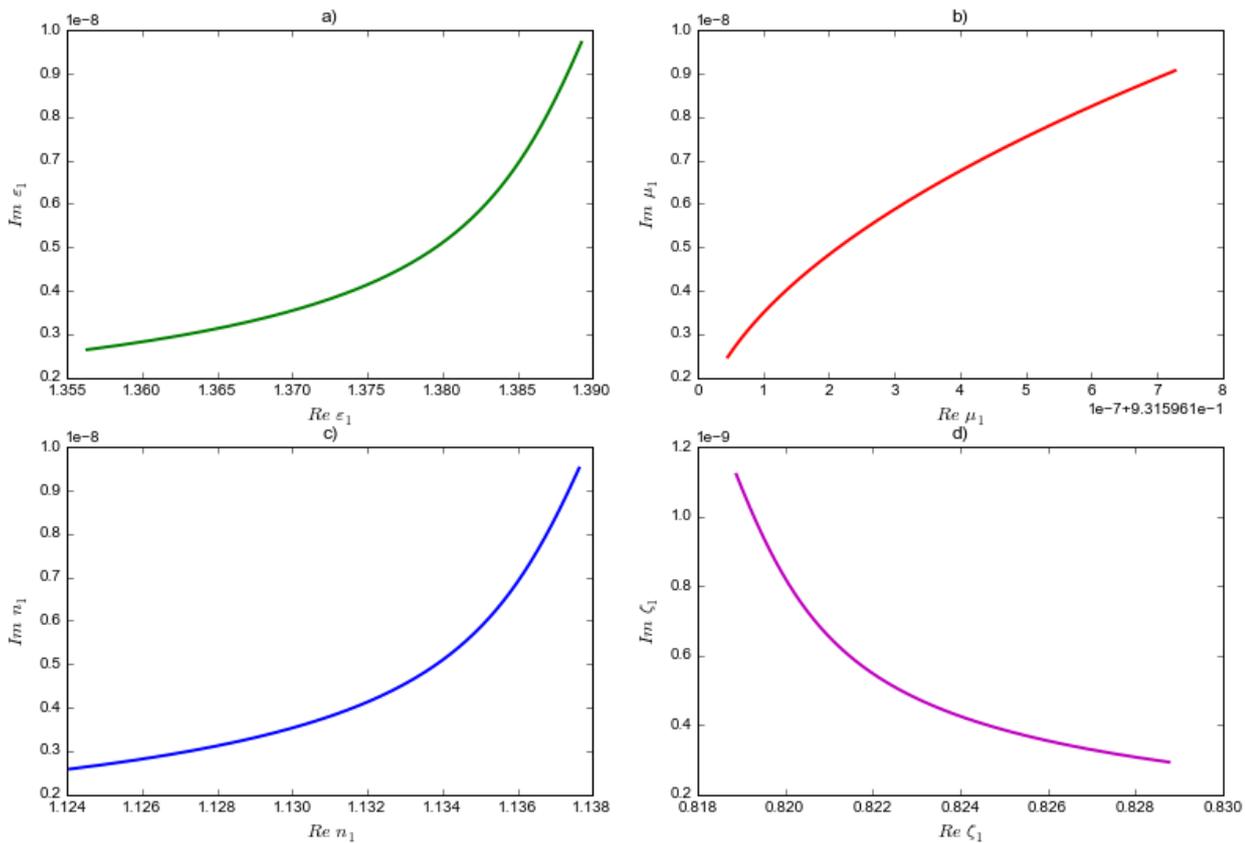


Рис. 8. Зависимость мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости от действительной части эффективной диэлектрической проницаемости (а), мнимой части эффективной магнитной проницаемости от действительной части эффективной магнитной проницаемости (б), мнимой части эффективного показателя преломления от действительной части эффективного показателя преломления (с), мнимой части эффективного поверхностного импеданса от действительной части эффективного поверхностного импеданса (д) для нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ .

идального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 60^\circ$ .

Численные исследования оптического пропускания границы раздела с тороидальным метаматериалом показывают, что, изменяя параметры метаматериала, можно эффективно управлять оптическим пропусканием через границу раздела с тороидальным метаматериалом. При попытках теоретического описания оптических свойств метаматериалов возникают значительные трудности, обусловленные сложной формой составляющих их наночастиц, а также тем, что существенную роль на наномасштабах играют ближние продольные поля, описать которые аналитически в большинстве случаев не представляется возможным.

## Заключение

В работе проведено теоретическое исследование оптических свойств нанокompозитных сред, содержащих включения из тороидальных метаматериалов. Нанокompозитные среды, содержащие включения из тороидальных метаматериалов, являются базой для создания нанополупроводников и систем скрытной передачи информации. Показано, что оп-

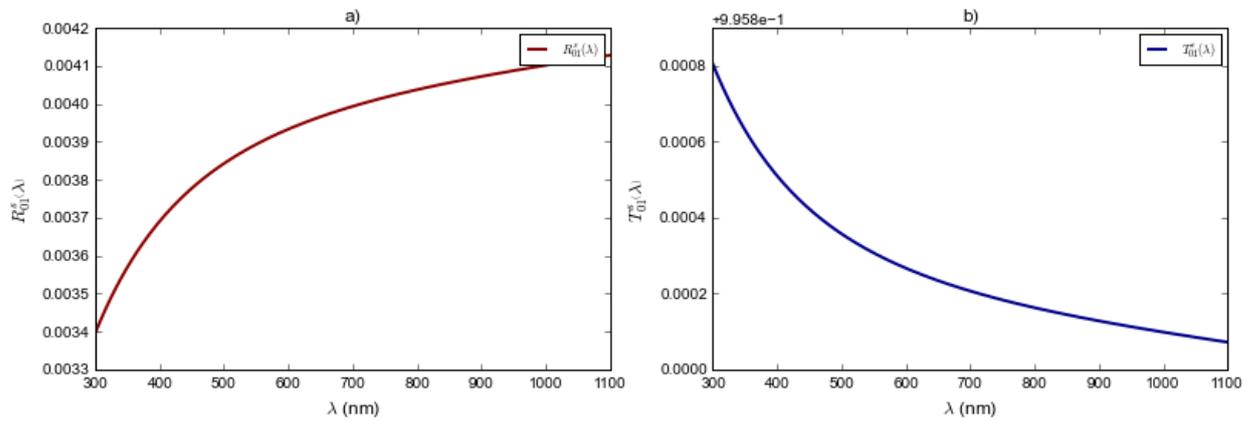


Рис. 9. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 0^\circ$ .

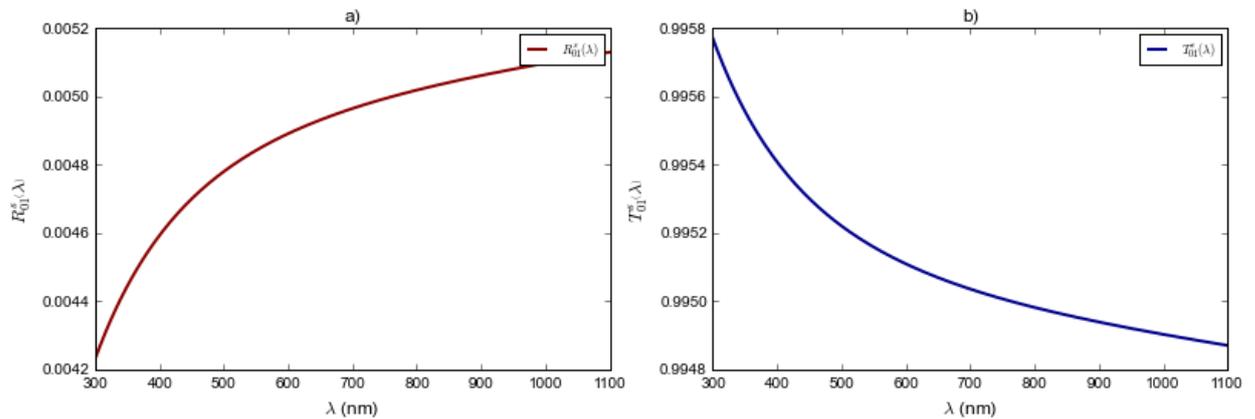


Рис. 10. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокомпозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокомпозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 20^\circ$ .

тические и электродинамические свойства нанокомпозита с тороидальными метаматериалами определяются не столько структурной организацией, сколько оптическими и электродинамическими характеристиками образующих его компонент.

По результатам анализа работ по тороидальным материалам выбран оптимальный диапазон параметров для увеличения оптического пропускания наноструктуры на основе тороидального метаматериала. Разработана теоретическая модель, позволяющая рассчитывать основные оптические параметры наноструктуры на основе тороидального метаматериала. В результате численных расчётов найдены значения параметров наноструктуры на основе тороидального метаматериала, позволяющие значительно увеличить оптическое пропускание. В результате численных расчётов обнаружено увеличение оптического пропускания границы раздела с нанокомпозитной средой, содержащей наноразмерные включения из тороидальных метаматериалов.

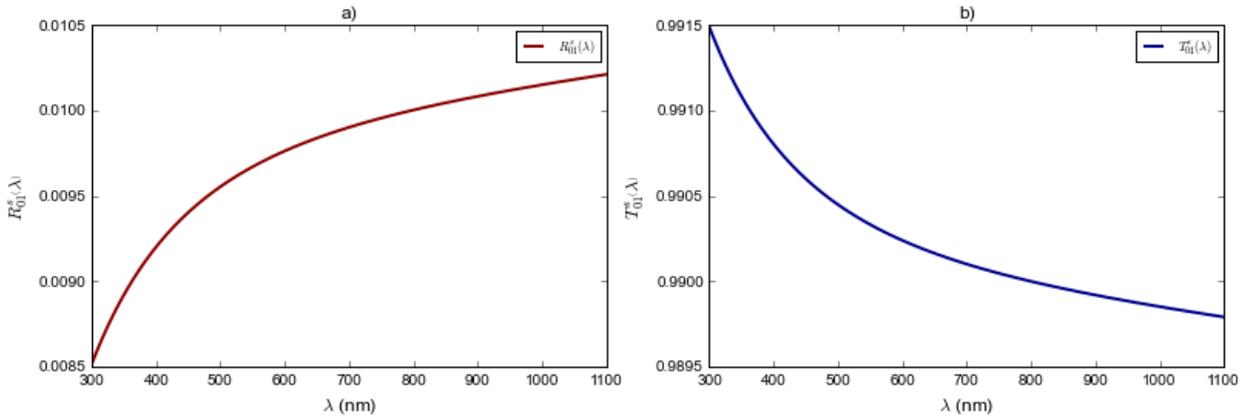


Рис. 11. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 40^\circ$ .

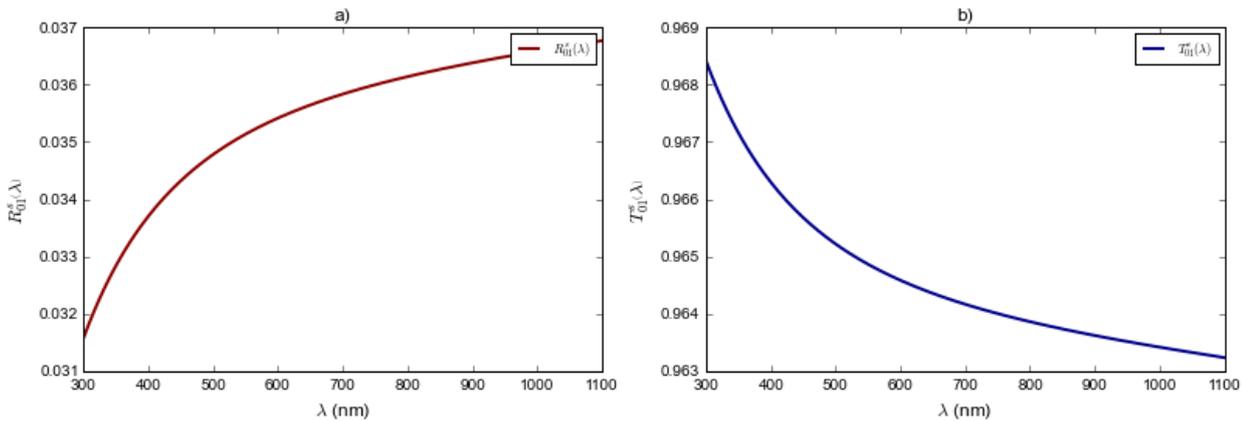


Рис. 12. Зависимость энергетического коэффициента оптического отражения (а) и энергетического коэффициента оптического пропускания (б) границы раздела воздуха и полубесконечной нанокompозитной среды с включениями из тороидального метаматериала от длины волны излучения. Параметры тороидального метаматериала:  $R = 40$  нм,  $d = 120$  нм. Фактор заполнения нанокompозита включениями  $f_1 = 7\%$ . Угол падения внешнего оптического излучения  $\theta_0 = 60^\circ$ .

Итак, в работе решена граничная задача взаимодействия оптической волны с границей раздела нанокompозита с включениями из тороидального метаматериала. Обнаружено увеличение оптического пропускания границы раздела с тороидальным метаматериалом. При попытках теоретического описания оптических свойств нанокompозитов с включениями из тороидальных метаматериалов возникают значительные трудности, обусловленные сложной формой включений, а также тем, что существенную роль на наномасштабах играют ближние продольные поля, описать которые аналитически в большинстве случаев не представляется возможным.

Гипотеза исследования, состоящая в том, что можно эффективно управлять величиной оптического пропускания и отражения нанокompозитов с включениями из тороидальных метаматериалов в зависимости их от геометрической конструкции, подтверждена полностью.

В работе проведено исследование нанокompозитов, содержащих включения из тороидальных метаматериалов, при помощи теоретических методов оптики наноструктур и численных методов, применяемых для вычисления коэффициентов оптического пропускания и отражения нанокompозитов, содержащих включения из тороидальных метаматериалов.

#### Список использованных источников

1. Dielectric Metamaterials with Toroidal Dipolar Response / Alexey A. Basharin [et al.] // *Physical Review X*. — 2015. — mar. — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevx.5.011036>.
2. Achieving a high- $Q$  response in metamaterials by manipulating the toroidal excitations / Yu. Fan [et al.] // *Physical Review A*. — 2018. — mar. — Vol. 97, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.97.033816>.
3. Analysis of optical properties of planar metamaterials by calculating multipole moments of their constituent meta-atoms / A. A. Pavlov [et al.] // *Quantum Electronics*. — 2013. — may. — Vol. 43, no. 5. — P. 496–501. — URL: <https://doi.org/10.1070/qe2013v043n05abeh015057>.
4. Savinov V., Fedotov V. A., Zheludev N. I. Toroidal dipolar excitation and macroscopic electromagnetic properties of metamaterials // *Physical Review B*. — 2014. — . — Vol. 89, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.89.205112>.
5. Toroidal photonic metamaterial / V. Savinov [et al.] // *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*. — OSA, 2012. — URL: <https://doi.org/10.1364/qels.2012.qm2e.5>.
6. Stenishchev I. V., Basharin A. A. Toroidal response in all-dielectric metamaterials based on water // *Scientific Reports*. — 2017. — aug. — Vol. 7, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-07399-y>.
7. Resonant Transparency and Non-Trivial Non-Radiating Excitations in Toroidal Metamaterials / V. A. Fedotov [et al.] // *Scientific Reports*. — 2013. — oct. — Vol. 3, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep02967>.
8. Hollander E., Kamenetskii E. O., Shavit R. Microwave chirality discrimination in enantiomeric liquids // *Journal of Applied Physics*. — 2017. — jul. — Vol. 122, no. 3. — P. 034901. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4994273>.
9. Klimov V. V., Guzatov D. V., Ducloy M. Engineering of radiation of optically active molecules with chiral nano-meta-particles // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2012. — feb. — Vol. 97, no. 4. — P. 47004. — URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/97/47004>.
10. Klimov V. V., Sun Sh., Guo G.-Yu. Coherent perfect nanoabsorbers based on negative refraction // *Optics Express*. — 2012. — may. — Vol. 20, no. 12. — P. 13071. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.20.013071>.
11. Guzatov D. V., Klimov V. V. Focusing of dipole radiation by a negative index chiral layer. 2. A thin layer as compared with the wavelength // *Quantum Electronics*. — 2014. — dec. — Vol. 44, no. 12. — P. 1112–1118. — URL: <https://doi.org/10.1070/qe2014v044n12abeh015559>.

12. Fabrication of multilayer metamaterials by femtosecond laser-induced forward-transfer technique / M. L. Tseng [et al.] // *Laser & Photonics Reviews*. — 2012. — jul. — Vol. 6, no. 5. — P. 702–707. — URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.201200029>.
13. Enhanced lens by  $\varepsilon$  and  $\mu$  near-zero metamaterial boosted by extraordinary optical transmission / M. Navarro-Cía [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2011. — mar. — Vol. 83, no. 11. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.83.115112>.
14. Tao B., Fu-Li L. Controlling thermal radiation by photonic quantum well structure with zero-averaged-refractive-index gap // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2008. — dec. — Vol. 26, no. 1. — P. 96. — URL: <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.26.000096>.
15. Nguyen V. C., Chen L., Halterman K. Total transmission and total reflection by zero index metamaterials with defects // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — dec. — Vol. 105, no. 23. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.233908>.
16. Kalachev A. A., Kocharovskaya O. A. Superradiance in media with a near-zero refractive index // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2012. — mar. — Vol. 76, no. 3. — P. 252–255. — URL: <http://dx.doi.org/10.3103/S1062873812030136>.
17. Anti-reflective coatings: A critical, in-depth review / Hemant Kumar Raut [et al.] // *Energy & Environmental Science*. — 2011. — Vol. 4, no. 10. — P. 3779. — URL: <https://doi.org/10.1039/c1ee01297e>.
18. Catchpole K. R., Polman A. Plasmonic solar cells // *Optics Express*. — 2008. — dec. — Vol. 16, no. 26. — P. 21793. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.16.021793>.
19. Atwater Harry A., Polman Albert. Plasmonics for improved photovoltaic devices // *Nature Materials*. — 2010. — feb. — Vol. 9, no. 3. — P. 205–213. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat2629>.
20. Rapid tarnishing of silver nanoparticles in ambient laboratory air / M. D. McMahon [et al.] // *Applied Physics B*. — 2005. — apr. — Vol. 80, no. 7. — P. 915–921. — URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-005-1793-6>.
21. The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment / K. Lance Kelly [et al.] // *The Journal of Physical Chemistry B*. — 2003. — jan. — Vol. 107, no. 3. — P. 668–677. — URL: <https://doi.org/10.1021/jp026731y>.
22. Brongersma Mark L., Cui Yi, Fan Shanhui. Light management for photovoltaics using high-index nanostructures // *Nature Materials*. — 2014. — apr. — Vol. 13, no. 5. — P. 451–460. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3921>.
23. Spinelli Pierpaolo, Polman Albert. Light Trapping in Thin Crystalline Si Solar Cells Using Surface Mie Scatterers // *IEEE Journal of Photovoltaics*. — 2014. — mar. — Vol. 4, no. 2. — P. 554–559. — URL: <https://doi.org/10.1109/jphotov.2013.2292744>.
24. All-dielectric optical nanoantennas / Alexander E. Krasnok [et al.] // *Optics Express*. — 2012. — aug. — Vol. 20, no. 18. — P. 20599. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.20.020599>.

25. Aspnes D. E., Studna A. A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV // *Physical Review B*. — 1983. — jan. — Vol. 27, no. 2. — P. 985–1009. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.27.985>.
26. Dobson P. J. Absorption and Scattering of Light by Small Particles // *Physics Bulletin*. — 1984. — mar. — Vol. 35, no. 3. — P. 104–104. — URL: <https://doi.org/10.1088/0031-9112/35/3/025>.
27. Demonstration of Zero Optical Backscattering from Single Nanoparticles / Steven Person [et al.] // *Nano Letters*. — 2013. — mar. — Vol. 13, no. 4. — P. 1806–1809. — URL: <https://doi.org/10.1021/nl4005018>.
28. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles / Yuan Hsing Fu [et al.] // *Nature Communications*. — 2013. — feb. — Vol. 4, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms2538>.
29. Kerker M., Wang D.-S., Giles C. L. Electromagnetic scattering by magnetic spheres // *Journal of the Optical Society of America*. — 1983. — jun. — Vol. 73, no. 6. — P. 765. — URL: <https://doi.org/10.1364/josa.73.000765>.
30. Pakizeh Tavakol, Kall Mikael. Unidirectional Ultracompact Optical Nanoantennas // *Nano Letters*. — 2009. — jun. — Vol. 9, no. 6. — P. 2343–2349. — URL: <https://doi.org/10.1021/nl900786u>.
31. Gu Guiru, Vaillancourt Jarrod, Lu Xuejun. Analysis of near-field components of a plasmonic optical antenna and their contribution to quantum dot infrared photodetector enhancement // *Optics Express*. — 2014. — oct. — Vol. 22, no. 21. — P. 24970. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.22.024970>.
32. Kalra Yogita, Goyal Parul, Shankhwar Nishant. Design and analysis of a hollow bowtie nanoantenna // *Plasmonics: Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XVI* / Ed. by Takuo Tanaka, Din Ping Tsai. — SPIE, 2018. — sep. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2320917>.
33. Optical spectroscopy of single Si nanocylinders with magnetic and electric resonances / Andrey B. Evlyukhin [et al.] // *Scientific Reports*. — 2014. — feb. — Vol. 4, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep04126>.
34. Optimum Forward Light Scattering by Spherical and Spheroidal Dielectric Nanoparticles with High Refractive Index / Boris S. Luk'yanchuk [et al.] // *ACS Photonics*. — 2015. — jun. — Vol. 2, no. 7. — P. 993–999. — URL: <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.5b00261>.
35. High-Efficiency Dielectric Huygens' Surfaces / Manuel Decker [et al.] // *Advanced Optical Materials*. — 2015. — feb. — Vol. 3, no. 6. — P. 813–820. — URL: <https://doi.org/10.1002/adom.201400584>.
36. Zou Chengjun, Staude Isabelle, Neshev Dragomir N. Tunable metasurfaces and metadevices // *Dielectric Metamaterials*. — Elsevier, 2020. — P. 195–222. — URL: <https://doi.org/10.1016/b978-0-08-102403-4.00012-8>.

**Сведения об авторах:**

**Константин Константинович Алтунин** — кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики и технических дисциплин ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: kostya\_altunin@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

**Елена Алексеевна Шлёнкина** — магистрант факультета физико-математического и технологического образования ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: zmejka123@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-7402-4916

Web of Science ResearcherID  ABH-1508-2020

# Investigation of the optical transmission of a nanocomposite with inclusions from a toroidal metamaterial

K. K. Altunin , E. A. Shlyonkina 

*Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia*

Submitted November 12, 2020

Resubmitted December 2, 2020

Published December 12, 2020

---

**Abstract.** The optical properties of nanocomposite media containing inclusions of toroidal metamaterials are investigated. Nanocomposite media containing inclusions of toroidal metamaterials are the basis for the creation of nanoantennas and systems for covert information transmission. Numerical studies of the optical transmission of the interface with a nanocomposite medium containing inclusions from toroidal metamaterials show that by changing the parameters of the metamaterial, it is possible to effectively control the optical transmission through the interface of a nanocomposite medium with inclusions from a toroidal metamaterial. A theoretical model has been developed that makes it possible to calculate the main optical parameters of a nanostructure based on a toroidal metamaterial. As a result of numerical calculations, the values of the parameters of a nanostructure based on a toroidal metamaterial have been found, which make it possible to significantly increase the optical transmission of a nanostructure based on a toroidal metamaterial. As a result of numerical calculations, an increase in the optical transmission of the interface with a nanocomposite medium with inclusions from a toroidal metamaterial was found. It is shown that the optical and electrodynamic properties of a nanocomposite with toroidal metamaterials are determined not so much by the structural organization as by the optical and electrodynamic characteristics of its constituent components.

**Keywords:** metamaterial, toroidal metamaterial, nanocomposite, nanocomposite medium, optical transmission, optical radiation, short-range longitudinal fields, radiation wavelength, numerical calculations

PACS: 42.25.Bs

---

## References

1. Dielectric Metamaterials with Toroidal Dipolar Response / Alexey A. Basharin [et al.] // *Physical Review X*. — 2015. — mar. — Vol. 5, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevx.5.011036>.
2. Savinov V., Fedotov V. A., Zheludev N. I. Toroidal dipolar excitation and macroscopic electromagnetic properties of metamaterials // *Physical Review B*. — 2014. — . — Vol. 89, no. 20. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.89.205112>.
3. Stenishchev I. V., Basharin A. A. Toroidal response in all-dielectric metamaterials based on water // *Scientific Reports*. — 2017. — aug. — Vol. 7, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-07399-y>.
4. Resonant Transparency and Non-Trivial Non-Radiating Excitations in Toroidal Metamaterials / V. A. Fedotov [et al.] // *Scientific Reports*. — 2013. — oct. — Vol. 3, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep02967>.

5. Achieving a high- $Q$  response in metamaterials by manipulating the toroidal excitations / Yu. Fan [et al.] // *Physical Review A*. — 2018. — mar. — Vol. 97, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1103/physreva.97.033816>.
6. Analysis of optical properties of planar metamaterials by calculating multipole moments of their constituent meta-atoms / A. A. Pavlov [et al.] // *Quantum Electronics*. — 2013. — may. — Vol. 43, no. 5. — P. 496–501. — URL: <https://doi.org/10.1070/qe2013v043n05abeh015057>.
7. Toroidal photonic metamaterial / V. Savinov [et al.] // *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*. — OSA, 2012. — URL: <https://doi.org/10.1364/qe1s.2012.qm2e.5>.
8. Enhanced lens by  $\varepsilon$  and  $\mu$  near-zero metamaterial boosted by extraordinary optical transmission / M. Navarro-Cía [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2011. — mar. — Vol. 83, no. 11. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.83.115112>.
9. Tao B., Fu-Li L. Controlling thermal radiation by photonic quantum well structure with zero-averaged-refractive-index gap // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2008. — dec. — Vol. 26, no. 1. — P. 96. — URL: <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.26.000096>.
10. Nguyen V. C., Chen L., Halterman K. Total transmission and total reflection by zero index metamaterials with defects // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — dec. — Vol. 105, no. 23. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.233908>.
11. Kalachev A. A., Kocharovskaya O. A. Superradiance in media with a near-zero refractive index // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2012. — mar. — Vol. 76, no. 3. — P. 252–255. — URL: <http://dx.doi.org/10.3103/S1062873812030136>.
12. Klimov V. V., Guzatov D. V., Ducloy M. Engineering of radiation of optically active molecules with chiral nano-meta-particles // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2012. — feb. — Vol. 97, no. 4. — P. 47004. — URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/97/47004>.
13. Klimov V. V., Sun Sh., Guo G.-Yu. Coherent perfect nanoabsorbers based on negative refraction // *Optics Express*. — 2012. — may. — Vol. 20, no. 12. — P. 13071. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.20.013071>.
14. Guzatov D. V., Klimov V. V. Focusing of dipole radiation by a negative index chiral layer. 2. A thin layer as compared with the wavelength // *Quantum Electronics*. — 2014. — dec. — Vol. 44, no. 12. — P. 1112–1118. — URL: <https://doi.org/10.1070/qe2014v044n12abeh015559>.
15. Fabrication of multilayer metamaterials by femtosecond laser-induced forward-transfer technique / M. L. Tseng [et al.] // *Laser & Photonics Reviews*. — 2012. — jul. — Vol. 6, no. 5. — P. 702–707. — URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.201200029>.
16. Hollander E., Kamenetskii E. O., Shavit R. Microwave chirality discrimination in enantiomeric liquids // *Journal of Applied Physics*. — 2017. — jul. — Vol. 122, no. 3. — P. 034901. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4994273>.
17. Anti-reflective coatings: A critical, in-depth review / Hemant Kumar Raut [et al.] // *Energy & Environmental Science*. — 2011. — Vol. 4, no. 10. — P. 3779. — URL: <https://doi.org/10.1039/c1ee01297e>.

18. Catchpole K. R., Polman A. Plasmonic solar cells // *Optics Express*. — 2008. — dec. — Vol. 16, no. 26. — P. 21793. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.16.021793>.
19. Atwater Harry A., Polman Albert. Plasmonics for improved photovoltaic devices // *Nature Materials*. — 2010. — feb. — Vol. 9, no. 3. — P. 205–213. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat2629>.
20. Rapid tarnishing of silver nanoparticles in ambient laboratory air / M. D. McMahon [et al.] // *Applied Physics B*. — 2005. — apr. — Vol. 80, no. 7. — P. 915–921. — URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-005-1793-6>.
21. The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment / K. Lance Kelly [et al.] // *The Journal of Physical Chemistry B*. — 2003. — jan. — Vol. 107, no. 3. — P. 668–677. — URL: <https://doi.org/10.1021/jp026731y>.
22. Brongersma Mark L., Cui Yi, Fan Shanhui. Light management for photovoltaics using high-index nanostructures // *Nature Materials*. — 2014. — apr. — Vol. 13, no. 5. — P. 451–460. — URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3921>.
23. Spinelli Pierpaolo, Polman Albert. Light Trapping in Thin Crystalline Si Solar Cells Using Surface Mie Scatterers // *IEEE Journal of Photovoltaics*. — 2014. — mar. — Vol. 4, no. 2. — P. 554–559. — URL: <https://doi.org/10.1109/jphotov.2013.2292744>.
24. All-dielectric optical nanoantennas / Alexander E. Krasnok [et al.] // *Optics Express*. — 2012. — aug. — Vol. 20, no. 18. — P. 20599. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.20.020599>.
25. Aspnes D. E., Studna A. A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV // *Physical Review B*. — 1983. — jan. — Vol. 27, no. 2. — P. 985–1009. — URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.27.985>.
26. Dobson P. J. Absorption and Scattering of Light by Small Particles // *Physics Bulletin*. — 1984. — mar. — Vol. 35, no. 3. — P. 104–104. — URL: <https://doi.org/10.1088/0031-9112/35/3/025>.
27. Demonstration of Zero Optical Backscattering from Single Nanoparticles / Steven Person [et al.] // *Nano Letters*. — 2013. — mar. — Vol. 13, no. 4. — P. 1806–1809. — URL: <https://doi.org/10.1021/nl4005018>.
28. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles / Yuan Hsing Fu [et al.] // *Nature Communications*. — 2013. — feb. — Vol. 4, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms2538>.
29. Kerker M., Wang D.-S., Giles C. L. Electromagnetic scattering by magnetic spheres // *Journal of the Optical Society of America*. — 1983. — jun. — Vol. 73, no. 6. — P. 765. — URL: <https://doi.org/10.1364/josa.73.000765>.
30. Pakizeh Tavakol, Kall Mikael. Unidirectional Ultracompact Optical Nanoantennas // *Nano Letters*. — 2009. — jun. — Vol. 9, no. 6. — P. 2343–2349. — URL: <https://doi.org/10.1021/nl900786u>.

31. Gu Guiru, Vaillancourt Jarrod, Lu Xuejun. Analysis of near-field components of a plasmonic optical antenna and their contribution to quantum dot infrared photodetector enhancement // *Optics Express*. — 2014. — oct. — Vol. 22, no. 21. — P. 24970. — URL: <https://doi.org/10.1364/oe.22.024970>.
32. Kalra Yogita, Goyal Parul, Shankhwar Nishant. Design and analysis of a hollow bowtie nanoantenna // *Plasmonics: Design, Materials, Fabrication, Characterization, and Applications XVI* / Ed. by Takuo Tanaka, Din Ping Tsai. — SPIE, 2018. — sep. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2320917>.
33. Optical spectroscopy of single Si nanocylinders with magnetic and electric resonances / Andrey B. Evlyukhin [et al.] // *Scientific Reports*. — 2014. — feb. — Vol. 4, no. 1. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep04126>.
34. Optimum Forward Light Scattering by Spherical and Spheroidal Dielectric Nanoparticles with High Refractive Index / Boris S. Luk'yanchuk [et al.] // *ACS Photonics*. — 2015. — jun. — Vol. 2, no. 7. — P. 993–999. — URL: <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.5b00261>.
35. High-Efficiency Dielectric Huygens' Surfaces / Manuel Decker [et al.] // *Advanced Optical Materials*. — 2015. — feb. — Vol. 3, no. 6. — P. 813–820. — URL: <https://doi.org/10.1002/adom.201400584>.
36. Zou Chengjun, Staude Isabelle, Neshev Dragomir N. Tunable metasurfaces and metadevices // *Dielectric Metamaterials*. — Elsevier, 2020. — P. 195–222. — URL: <https://doi.org/10.1016/b978-0-08-102403-4.00012-8>.

#### Information about authors:

**Konstantin Konstantinovich Altunin** – PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics and Technical Disciplines of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Ulyanovsk State Pedagogical University”, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: [kostya.altunin@mail.ru](mailto:kostya.altunin@mail.ru)

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

**Elena Alekseevna Shlyonkina** — Master's student of the Faculty of Physics, Mathematics and Technological Education of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Ulyanovsk State Pedagogical University”, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: [zmejka123@mail.ru](mailto:zmejka123@mail.ru)

ORCID iD  0000-0002-7402-4916

Web of Science ResearcherID  ABH-1508-2020