

ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 535.36

МЕТАМАТЕРИАЛЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

© 2008 г. А. А. Жилин, канд. хим. наук; М. П. Шепилов, канд. физ.-мат. наук

Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения,
ВНЦ “ГОИ им. С.И. Вавилова” Санкт-Петербург

E-mail: shep@goi.ru

Представлен обзор литературных данных по разработке и исследованию метаматериалов с отрицательным показателем преломления – искусственных материалов, состоящих из структурных элементов, вид и взаимное расположение которых можно задавать в процессе изготовления. Описаны интенсивные исследования, которые проводились в течение последних десяти лет и привели к созданию в 2003 г. метаматериалов, демонстрирующих отрицательный показатель преломления в гигагерцовой области частот. Отмечены новые тенденции, которые позволили получить метаматериалы с отрицательным показателем преломления в ближней инфракрасной области спектра.

Коды OCIS: 050.6624, 160.1245, 160.4670, 160.4760.

Поступила в редакцию 20.09.2007.

Введение

В настоящее время в мире ведется интенсивная разработка метаматериалов – искусственных материалов, состоящих из структурных элементов, вид и взаимное расположение которых можно задавать в процессе изготовления. Тем самым открывается возможность реализовать метаматериалы с необычными или даже уникальными свойствами, в том числе, и с уникальными электромагнитными свойствами.

К числу наиболее интересных метаматериалов следует отнести метаматериалы с отрицательным показателем преломления (ОПП), история развития которых насчитывает около десяти лет. Первые предсказанные и реализованные метаматериалы с ОПП для сантиметрового диапазона длин волн состояли из двух подсистем. Одна из подсистем (система параллельных металлических проводов) обеспечивает отрицательную диэлектрическую проницаемость в заданной частотной области, а другая (система резонаторов из разомкнутых проводящих колец) – отрицательную магнитную проницаемость, что приводит к отрицательным значениям показателя преломления в этой области частот (частоты порядка 10 ГГц). При этом размеры структурных элементов были порядка нескольких миллиметров. Миниатюризация структурных элементов в таких метаматериалах (масштабирование) позволила продвинуться в сторону высоких частот. Однако не

удалось получить материалы такого типа с ОПП в ближней инфракрасной (ИК) или видимой областях спектра, в том числе, в силу сложности их структуры.

В последние два–три года интенсивно и успешно развиваются подходы к получению метаматериалов с ОПП в ИК области спектра и на очереди стоит задача получить такие материалы для видимого света.

Еще одно интересное приложение метаматериалов связано с идеями разработки невидимых объектов и оболочек для электромагнитной маскировки объектов. Задача разработки метаматериалов для реализации этих идей ждет своего решения.

Основные работы по разработке метаматериалов ведутся в США, Великобритании и ряде других европейских стран. В этой работе участвует много ученых – выходцев из стран бывшего СССР. В России такие исследования практически не проводятся.

1. Зарождение идей о средах с отрицательным показателем преломления

Закон преломления света на границе раздела двух сред (закон Снеллиуса) является фундаментальным физическим законом и служит основой для разработки разнообразных оптических систем. Этот закон связывает угол падения φ (между нормалью к поверхности раздела и падающим лучом) с углом преломления ψ (между нормалью к поверхности раздела и преломленным лучом), причем падающий

и преломленные лучи лежат по разные стороны от нормали к поверхности раздела. Эта связь выражается соотношением [1]

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Здесь предполагается, что свет переходит из среды 1 в среду 2, и введены показатели преломления сред

$$n_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i} \quad (i = 1, 2), \quad (2)$$

которые выражаются в терминах диэлектрической ϵ_i и магнитной μ_i проницаемостей. Прохождение луча через границу двух сред представлено на рис. 1, заимствованном из [3]. Предполагается, что $n_2 > n_1 \geq 1$.

Случай так называемого отрицательного преломления был впервые рассмотрен Мандельштамом [2] и подробно проанализирован Веселаго [3]. Веселаго проанализировал распространение электромагнитных волн в гипотетической среде с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Он отметил, что для плоской монохроматической волны с волновым вектором $\mathbf{k}$, распространяющейся в такой среде, векторы $\mathbf{E}$ (напряженность электрического поля), $\mathbf{H}$ (напряженность магнитного поля) и $\mathbf{k}$ образуют левую тройку векторов, тогда как в обычных (правых) средах эти векторы образуют правую тройку. Веселаго назвал такие гипотетические среды левыми средами.¹ Вектор Пойнтинга

$$\mathbf{S} = (c/4\pi)[\mathbf{E}\mathbf{H}], \quad (3)$$

определяющий поток энергии, и волновой вектор $\mathbf{k}$ совпадают по направлению в правых средах и имеют противоположное направление в левых средах. Поскольку вектор Пойнтинга $\mathbf{S}$ совпадает по направлению с групповой скоростью $\mathbf{v}_g$ [3],

$$\mathbf{S} = W\mathbf{v}_g, \quad (4)$$

где W – плотность энергии электромагнитного поля, групповая скорость в левых материалах антипараллельна волновому вектору $\mathbf{k}$, а следовательно, и фазовой скорости $\mathbf{v}_p$. Следует отметить, что теоретическое рассмотрение отрицательной фазовой скорости восходит еще к работам Лэмба [4] в гидродинамике, Шустера [5] в оптике и к более детальной работе Мандельштама [6]. Антипараллельность $\mathbf{v}_g$ и $\mathbf{v}_p$ в случае $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ рассматривалась в ряде работ, предшествующих работе [3] (см. ссылки в обзоре [7]). Интересный обзор истории возникновения идей левых сред представлен в работе [8].

Веселаго В.Г. рассмотрел [3] преломление луча на границе двух сред с различной “правизной” и

¹ В англоязычной литературе используется термин left-handed medium (LHM).

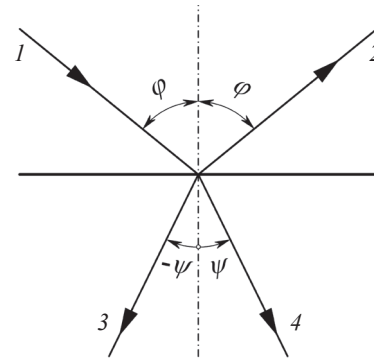


Рис. 1. Преломление света при переходе в обычный (“правый”) материал и материал с ОПП (“левый” материал) (по работе [3]). 1 – падающий луч, 2 – отраженный луч, 3 – преломленный луч в левой среде (с ОПП), 4 – преломленный луч в обычной среде.

пришел к выводу, что закон Снеллиуса остается в силе для сред любой правизны, если использовать обобщенное определение показателя преломления

$$n_i = p_i \sqrt{\epsilon_i \mu_i} \quad (i = 1, 2), \quad (5)$$

где $p_i = 1$ для правой среды (т.е. для $\epsilon_i > 0$ и $\mu_i > 0$) и $p_i = -1$ для левой среды (т.е. для $\epsilon_i < 0$ и $\mu_i < 0$).

Рисунок 1 показывает, что при переходе из правой среды (с показателем преломления $n_1 \geq 1$) в левую (с показателем преломления $n_2 < 0$) падающий луч 1 и преломленный луч 3 лежат по одну и ту же сторону от нормали к поверхности раздела в отличие от случая преломления при переходе в обычную среду (лучи 1 и 4). При построении рис. 1 было принято, что $|n_2| > n_1$.

В [3] отмечен также интересный случай, когда пластина толщиной d из левого вещества с показателем преломления $n = -1$, находящаяся в вакууме, фокусирует в точку излучение точечного источника, помещенного на расстоянии $l < d$ от пластины. Далее увидим, что это свойство имеет важное значение для возможных приложений левых материалов.

В [3] показано также, что одновременно отрицательные значения ϵ_i и μ_i могут иметь место только при наличии частотной дисперсии. Действительно, если частотная дисперсия отсутствует, плотность энергии электромагнитного поля задается соотношением

$$W = \epsilon E^2 + \mu H^2, \quad (6)$$

которое при $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ приводит к “нефизическим” отрицательным значениям W . При наличии частотной дисперсии

$$W = \frac{\partial(\epsilon\omega)}{\partial\omega} E^2 + \frac{\partial(\mu\omega)}{\partial\omega} H^2 \quad (7)$$

и требование положительности W приводит к необходимости выполнения условий

$$\frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} > 0, \quad \frac{\partial(\mu\omega)}{\partial\omega} > 0. \quad (8)$$

Наконец, в [3] обсуждена также возможность реализации отрицательных значений проницаемостей ε и μ . Было отмечено, в частности, что $\varepsilon < 0$ может наблюдаться при наличии плазменных волн (например, в электронно-дырочной плазме твердых тел), а в качестве сред, перспективных для наблюдения $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$, были указаны проводящие ферромагнетики.

Здесь целесообразно наложить еще одно ограничение на ε и μ . Вообще говоря, проницаемости ε и μ являются комплексными величинами. Как отмечает Рамакришна [9], нет фундаментальных возражений против отрицательных значений вещественных частей ε и μ . В то же время в термодинамически равновесной среде поглощаемая энергия должна быть положительно определена, что влечет за собой неотрицательность мнимых частей ε и μ . Отметим, что в термодинамически неравновесной среде (см. в разделе 5 – среды с усилением) это требование теряет силу.

2. Предсказание, создание и исследование первых образцов метаматериалов с отрицательным показателем преломления

Интерес к исследованию левых сред возродился в конце 1990-х гг. и связан с теоретическими предсказаниями структуры искусственных материалов (метаматериалов) с отрицательной диэлектрической [10] и магнитной [11] проницаемостями, а также с созданием и экспериментальным исследованием метаматериалов с ОПП [12, 13].

Диэлектрическая ε и магнитная μ проницаемости характеризуют макроскопический отклик однородной среды на приложенные электрическое и магнитное поля. Они являются макроскопическими параметрами, которые определяются в ходе измерений путем усреднения по достаточно большим временным промежуткам и пространственным объемам. Если речь идет об обычных материалах, то характерный масштаб пространственного усреднения должен существенно превосходить масштаб неоднородности материала, который определяется размером объема, приходящегося на атом (молекулу), или размером элементарной ячейки в случае кристаллических твердых тел.

В случае искусственных материалов (метаматериалов) отклик на воздействие электромагнитного поля определяется поведением структурных элементов, из которых состоит метаматериал, причем размер структурных элементов значительно превосхо-

дит атомные размеры. Чтобы к метаматериалу можно было применить понятия диэлектрической и магнитной проницаемостей, необходимо предположить, что размер структурных элементов метаматериала существенно меньше длины волны излучения. Именно такие материалы, характеризующиеся ОПП, мы будем называть метаматериалами с отрицательным показателем преломления в отличие от фотонно-кристаллических структур, в которых может иметь место ОПП, но длина волны излучения имеет тот же порядок, что и постоянная решетки фотонного кристалла (т. е. понятие диэлектрической и магнитной проницаемостей в обычном смысле неприменимы к рассмотрению отрицательного преломления в фотонных кристаллах) [9].

Поясним теперь, почему представляется невозможным получить обычные материалы с ОПП в ближней ИК и видимой областях спектра. Появление отрицательных значений проницаемостей связано с резонансными явлениями в отклике среды на электромагнитное воздействие. Как при любом резонансе, отклик следует в фазе с приложенным полем при частотах ниже резонансной частоты и в противофазе при частотах, превышающих резонансную частоту, что является основой для наблюдения отрицательной проницаемости [9]. Например, диэлектрическая проницаемость системы электронов, связанных на положительных ядрах и подверженных действию возвращающей силы $-m\omega_0^2\mathbf{r}_p$, имеет вид, характерный для резонанса Лорентца,

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{ne^2/(\varepsilon_0 m)}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (9)$$

где n – концентрация электронов, m и e – масса и заряд электрона, γ – коэффициент затухания и ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ (9) может быть отрицательной в узкой области частот ($\omega > \omega_0$) в случае, если резонанс достаточно острый. Полагая в (9) $\omega_0 = 0$ (отсутствие возвращающей силы), получаем выражение Друде для газа свободных электронов [1, 9]

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad \omega_p^2 = ne^2/(\varepsilon_0 m), \quad (10)$$

где ω_p – плазменная частота.

Можно найти материалы, демонстрирующие сильный электрический отклик на практически любой заданной частоте в диапазоне от радиочастот до частот ультрафиолета. Однако магнитный отклик большинства материалов ограничен низкими частотами микроволновой области. Магнитная поляризация обычно обязана или неспа-

ренным электронным спинам, или орбитальным электронным токам, и коллективные возбуждения такого типа обычно имеют место при низких частотах. Некоторые ферромагнитные, ферримагнитные и антиферромагнитные материалы проявляют некоторую магнитную активность на частотах вплоть до сотен гигагерц [14–18]. Однако такие материалы являются редкими и имеют узкие зоны магнитной активности. В то же время метаматериалы, искусственно структурированные на микро- и наномасштабах, могут иметь магнитную активность при практически любых частотах в диапазоне от нескольких герц [19] до частот ближней ИК области [20].

Идеи Pendry J.B. с соавторами о структурированных метаматериалах, которые могут обладать отрицательной диэлектрической [10, 21] и магнитной [11] проницаемостями, предшествовали созданию таких материалов.

Диэлектрическая проницаемость металлов определяется откликом газа свободных электронов, который характерен для плазмы, и в ультрафиолетовой области спектра имеет отрицательное значение [9]. Такие материалы могут поддерживать множество резонансных состояний, локализованных на их поверхности и называемых поверхностными плазмонами [22, 23]. Анализ показывает [9, 23], что невозможно возбудить поверхностные плазмоны на совершенной плоской поверхности при использовании распространяющихся световых мод, т. е. для возбуждения таких плазмонов необходимо обеспечить связывающие механизмы, такие как шероховатость поверхности, решеточные структуры или диэлектрическое соединение с вакуумом (полусфера, призма). Взаимодействие поверхностных плазмонов с излучением на структурированных поверхностях предоставляет новые возможности в плазмонике.

В качестве структурированных металлосодержащих сред для реализации отрицательной диэлектрической проницаемости в гигагерцовой области спектра были предложены [10, 21] двумерные и трехмерные структуры, состоящие из цилиндрических металлических проволок. Двумерная структура такого рода показана на рис. 2.

Проводились аналитические расчеты и численное моделирование [10, 21], а также экспериментальное измерение [21] частотной зависимости диэлектрической проницаемости для двумерных и трехмерных структур из цилиндрических металлических проволок. В результате проведенных исследований был сделан вывод, что частота плазмонов в таких системах попадает в гигагерцовую область при диаметре проволоки порядка 1 мкм и характер-

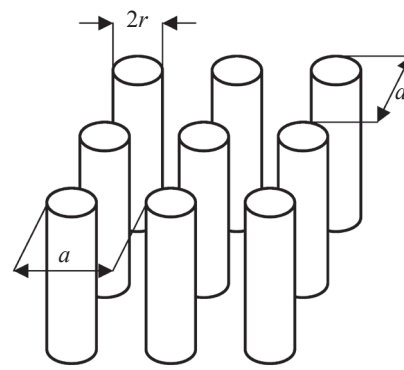


Рис. 2. Двумерная система металлических цилиндров [21], для которой частота продольной плазмонной моды (11) определяется геометрическими параметрами структуры.

ном расстоянии между проволоками порядка нескольких миллиметров. Например, для двумерной системы, изображенной на рис. 2, аналитическое выражение для частоты продольной плазмонной моды имеет вид

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{a^2 \ln(a/r)}, \quad (11)$$

где r – радиус проволоки и a – постоянная двумерной решетки. Для $r = 1$ мкм и $a = 5$ мм формула (11) дает значение $\omega_p = 8,2$ ГГц, которое хорошо согласуется со значением $\omega_p = 8,3$ ГГц, полученным методом численного моделирования [21].

Таким образом, изменение геометрических параметров такой структурированной системы позволяет регулировать положение спектральной области отрицательной диэлектрической проницаемости.

Для получения отрицательной магнитной проницаемости в гигагерцовом диапазоне можно использовать структурированную систему, составленную из немагнитных проводящих элементов – резонаторов, каждый из которых состоит из двух разрезанных колец² [11]. Две возможные реализации разрезанного кольцевого резонатора изображены на рис. 3. На сегодняшний день разрезанный кольцевой резонатор является основой для реализации большого числа метаматериалов, демонстрирующих отрицательную магнитную проницаемость [12, 13, 24–28].

Сначала J.B. Pendry с соавторами [11] рассмотрели систему одинаковых проводящих цилиндрических резонаторов, оси которых параллельны. Точки пересечения осей резонаторов с плоскостью, перпендикулярной этим осям, образовывали квадратную решетку с периодом a . Сечение резонатора

² В англоязычной литературе часто используется аббревиатура SRR – split-ring resonator.

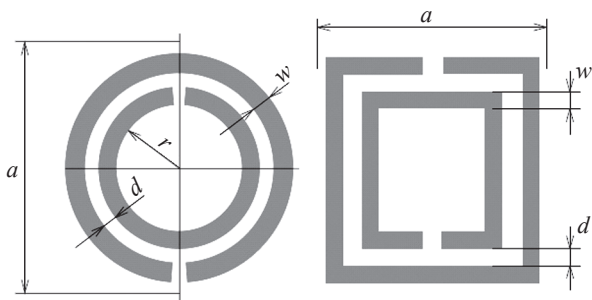


Рис. 3. Две возможные реализации резонатора из разомкнутых колец.

плоскостью представляло собой разрезанный кольцевой резонатор, изображенный слева на рис. 3. В работе была получена приближенная формула расчета магнитной проницаемости такой структурированной системы для случая, когда магнитное поле ориентировано вдоль осей резонаторов. Полагая, что промежуток между кольцами d (рис. 3) мал по сравнению с радиусом колец r , эффективную магнитную проницаемость можно выразить как

$$\mu_{\text{eff}}(\omega) = 1 + \frac{f\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (12)$$

Здесь

$$f = \pi r^2 / a^2, \quad \omega_0 = \left(\frac{3d}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \pi^2 r^3} \right)^{1/2}, \quad \Gamma = \frac{2\rho}{\mu_0 r}, \quad (13)$$

где f — фактор заполнения материала, a — период расположения резонаторов, ε — диэлектрическая проницаемость вещества в промежутке между кольцами и ρ — электрическое сопротивление цилиндрического резонатора в расчете на единичный квадрат его поверхности.

Таким образом, зависимость $\mu_{\text{eff}}(\omega)$ (12) имеет резонансный характер с резонансной частотой ω_0 , причем резонанс обусловлен индуктивно-емкостным резонансом в системе. При малом затухании (т. е. в случае малого удельного сопротивления ρ , когда $\Gamma \ll \omega_0$) отклик не совпадает по фазе с приложенным магнитным полем для частот $\omega > \omega_0$ и $\mu_{\text{eff}}(\omega)$ отрицательна при $\omega_m > \omega > \omega_0$, где ω_m — частота магнитной плазмы, которая в пренебрежении удельным сопротивлением материала имеет вид

$$\omega_m = \left(\frac{3d}{(1-f)\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \pi^2 r^3} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Формула (14) показывает определяющую роль фактора заполнения f на ширину зоны $\omega_m - \omega_0$, в кото-

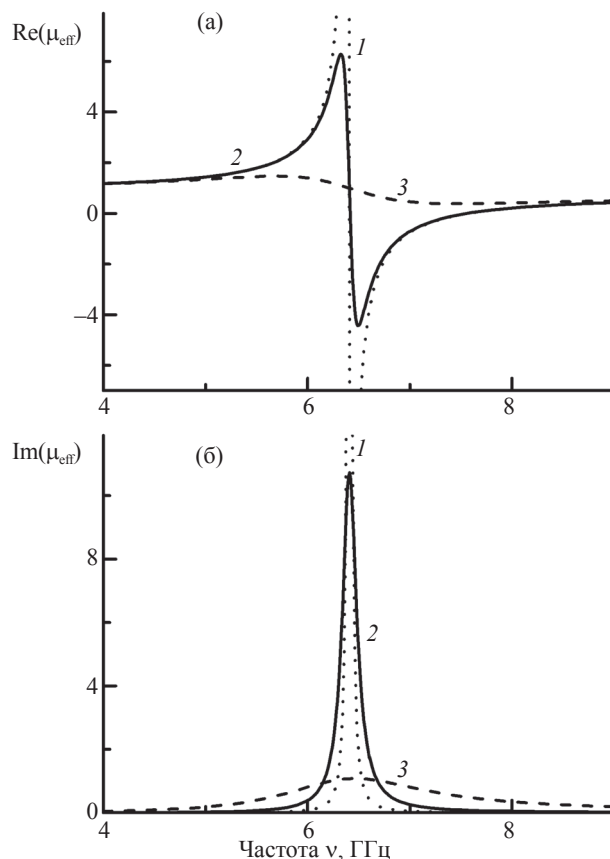


Рис. 4. Частотная зависимость вещественной (а) и мнимой (б) частей магнитной проницаемости $\mu_{\text{eff}}(\omega)$. Расчеты проведены по формуле (12) для $r = 1,5$ мм, $d = 0,2$ мм, $a = 5$ мм, $\varepsilon = 1$ и трех значений удельного сопротивления. 1 — $\rho = 0,2$, 2 — 1, 3 — 10 Ом. При малых значениях ρ система характеризуется отрицательной магнитной проницаемостью в частотной области $6,41 < \omega < 7,56$ ГГц. Для больших значений ρ магнитная проницаемость положительна при любых частотах.

рой $\mu_{\text{eff}}(\omega) < 0$. Учет удельного сопротивления материала уширяет резонанс, и в случае материала с большим сопротивлением резонанс подавляется настолько, что область отрицательных значений вещественной части $\mu_{\text{eff}}(\omega)$ исчезает [9]. Это утверждение иллюстрирует рис. 4.³

Такая система не проявляет магнитной активности, если магнитное поле направлено перпендикулярно осям цилиндров, т. е. метаматериал является одноосным. Чтобы преодолеть это ограничение, был предложен трехмерный фотонный материал [11], элементарная ячейка которого представлена на рис. 5, с изотропным резонансным откликом в приближении эффективной среды. Возможны и другие

³ Отметим, что на аналогичном рис. 7 обзора [9] указана неправильная размерность [Ом/мм] удельного сопротивления ρ , тогда как правильная размерность [Ом] приведена в оригинальной работе [11].

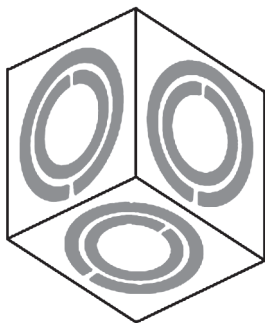


Рис. 5. Элементарная ячейка изотропного метаматериала из разрезанных кольцевых резонаторов [11].

реализации метаматериалов подобного рода (см., например, [9]).

Все метаматериалы с ООП, известные до 2005 г., были получены в результате “совмещения” структур двух типов, одна из которых обладает отрицательной диэлектрической, а другая – отрицательной магнитной проницаемостью в заданном частотном диапазоне. Впервые такие метаматериалы были реализованы и исследованы Смитом с соавторами [12, 13].

На рис. 6 показан двумерный метаматериал, полученный и исследованный в работе [13]. Материал состоит из двумерной периодической матрицы из медных разрезанных кольцевых резонаторов и медных проводов (полосок). Размер элементарной ячейки a составляет 5 мм. Массив параллельных проводов (вертикальных на рис. 6) обеспечивает отрицательную диэлектрическую проницаемость в гигагерцовом диапазоне частот в случае, когда на-

пряженность электрического поля направлена вдоль проводов. Массив разрезанных кольцевых резонаторов обеспечивает отрицательную магнитную проницаемость в случае, если вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости, перпендикулярной проводам (горизонтальная плоскость на рис. 6), причем в этой плоскости магнитная проницаемость не зависит от направления вектора напряженности магнитного поля в рамках приближения эффективной среды (двумерная изотропность системы). Следовательно, такой метаматериал должен демонстрировать ОПП для электромагнитного излучения, волновой вектор которого ориентирован перпендикулярно проводам (или, другими словами, излучения, поляризованного параллельно проводам), причем при такой ориентации показатель преломления является двумерно-изотропным. Используя призму из такого метаматериала, авторы [13] провели детальное исследование преломления излучения с частотой $\nu = 10,5$ ГГц (длина волны $\lambda \approx 3$ см) и волновым вектором, ориентированным перпендикулярно направлению проводов, и пришли к выводу, что выполняется закон Снеллиуса, причем показатель преломления метаматериала

$$n = -2,7 \pm 0,1. \quad (15)$$

Результаты экспериментального исследования частотной зависимости показателя преломления представлены в работе [13], где показано, что n имеет отрицательное значение в частотной области приблизительно от 10,2 до 10,8 ГГц. Следовательно, в

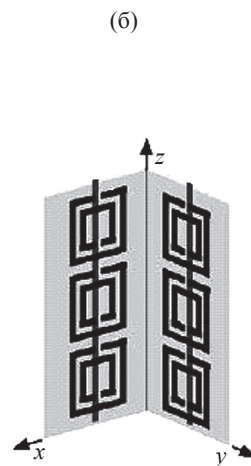
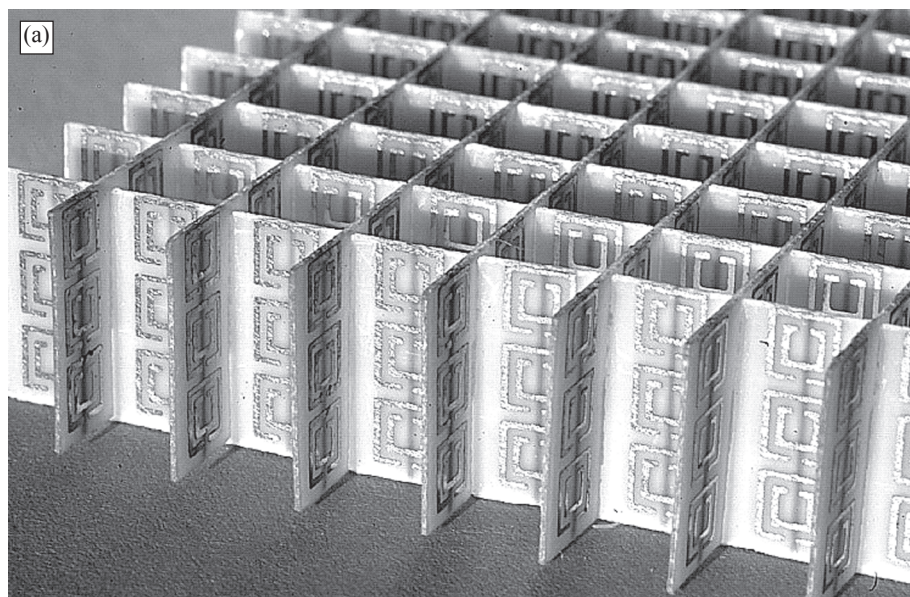


Рис. 6. Двумерный метаматериал, характеризующийся отрицательным показателем преломления $n = -2,7 \pm 0,1$ на частоте 10,5 ГГц [13] (а), и его фрагмент (б).

этой области как диэлектрическая, так и магнитная проницаемости отрицательны.

3. Возможные приложения электромагнитных метаматериалов

Интерес к материалам с ОПП имеет не только чисто познавательный характер, но обусловлен также уникальными оптическими свойствами этих материалов, которые в дальнейшем могут привести к их практическому использованию. Перечислим данные, имеющиеся в литературе по этому вопросу.

В [3] отмечено, что если свет переходит из среды с $\epsilon_1 > 0$, $\mu_1 > 0$ в среду с $\epsilon_2 = -\epsilon_1$, $\mu_2 = -\mu_1$, то отраженный луч отсутствует. Как показано ниже, наиболее интересен случай, когда первой средой является вакуум ($\epsilon_1 = 1$, $\mu_1 = 1$) и $\epsilon_2 = \mu_2 = -1$, т. е. показатель преломления второй среды $n = -1$.

В [29] отмечалось, что плоскопараллельная пластина из метаматериала с ОПП действует как собирающая линза. Как упоминалось выше, еще В.Г. Веселаго, описывая [3] фокусирующие свойства плоскопараллельной пластины с показателем преломления $n = -1$, пришел к выводу, что пластина формирует действительное изображение точечного источника, который удален от нее на расстояние, не превышающее толщину пластины. Принцип формирования изображения такой пластиной иллюстрирует рис. 7, заимствованный из [30].

В работе [29] J.B. Pendry теоретически показал, что плоскопараллельная пластина с показателем преломления $n = -1$ является “совершенной” линзой (суперлинзой) в том смысле, что ее использование позволяет преодолеть дифракционный предел разрешения, обусловленный волновой природой света. Такая линза может фокусировать не только распространяющиеся лучи, но и более тонкие детали ближнепольных электромагнитных волн, которые являются эванесцентными, т. е. не распространяются. Чтобы пояснить, как это происходит, рассмотрим монохроматический источник света, расположенный в плоскости, параллельной границе пластины [30]. Пусть распределение поля (например, магнитного) в плоскости источника задается функцией $H_0(x)$, которую представим с помощью пространственного преобразования Фурье как

$$H_0(x) = \int_{-\infty}^{\infty} H_k(k_{\perp}) \exp(ik_{\perp}x) dk_{\perp}. \quad (16)$$

Поле волны, распространяющейся вдоль оси z от источника в сторону пластины, может быть представлено в виде

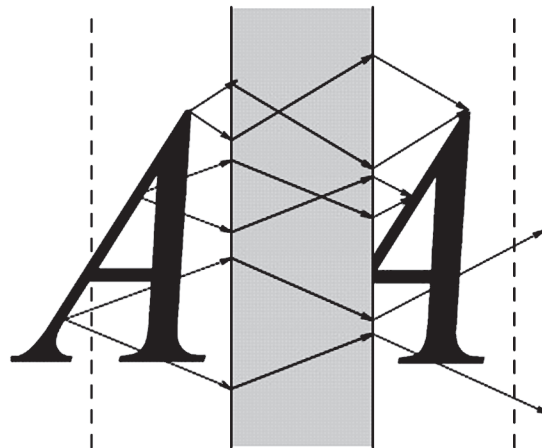


Рис. 7. Иллюстрация формирования изображения плоскопараллельной пластиной из материала, имеющего показатель преломления $n = -1$ [30].

$$H(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} H_k(k_{\perp}) \exp(ik_{\perp}x) \exp\left(i\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2}z\right) dk_{\perp}. \quad (17)$$

Из представления (17) видно, что фурье-компоненты с $k_{\perp} > \omega/c$ экспоненциально быстро затухают при удалении от источника (нераспространяющиеся волны) и ими обычно пренебрегают. Отбрасывание гармоник с $k_{\perp} > \omega/c$ означает потерю информации о деталях изображения, размер которых меньше длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$. В работе [29] автор обратил внимание на то, что экспоненциальное затухание нераспространяющихся волн затрагивает только их амплитуду, но не фазу. Поэтому, усилив эти волны, можно полностью восстановить информацию о пространственной структуре источника. Таким “совершенным” усилителем, увеличивающим амплитуды нераспространяющихся волн ровно настолько, насколько они затухли, является, как показано в [29], плоская пластина из материала с показателем преломления $n = -1$.

Такие суперлинзы должны привести к прорыву в радио- и оптоэлектронике, оптических устройствах хранения данных, материаловедении.

Идея J.B. Pendry о суперлинзе наряду с предсказанием структуры и реализацией метаматериалов с ОПП [10–13] привела к резкой активизации деятельности в этой области исследований. Следует отметить, что не все исследователи соглашались с оптимистической точкой зрения J.B. Pendry и других энтузиастов метаматериалов с ОПП (см., например, работы [31–33]). В частности, авторы работы [31] утверждали, что отрицательное преломление противоречит принципу причинности и поэтому не су-

ществует. В ответ на работу [31] появился ряд статей, в которых с помощью либо аналитических [30, 34, 35], либо численных [36, 37] методов была показана ошибочность выводов, сделанных в [31]. Вопросы, сформулированные в работах [32, 33], получили ответы после публикации работ [38, 39], где концепция суперлинзы и ее ограничения уточняются, а также работ по численному моделированию суперлинзы [40, 41].

Вопрос о суперлинзе обсуждается также в работах [9, 30, 42, 43]. Экспериментальное доказательство возможности преодолеть дифракционный предел разрешения при использовании плоскопараллельной пластины с отрицательным преломлением (суперлинзы) впервые представлено в работе [44] для фотонных кристаллов и в работе [45] для метаматериалов.

Теоретическая разработка и практическая реализация метаматериалов с ОПП показали возможность создания метаматериалов с заданными электромагнитными свойствами. Это обусловило новую волну интереса к электромагнитным метаматериалам. К наиболее значительным идеям в области создания новых электромагнитных метаматериалов относятся идеи создания невидимых объектов и оболочек для электромагнитной маскировки объектов (иногда употребляют термин “материалы-невидимки”, хотя он и не вполне корректен), которые интересны как с теоретической, так и с практической точек зрения.

В работе [46] теоретически рассматривалась возможность использования покрытий из плазмонных материалов и метаматериалов для значительного уменьшения сечения рассеяния сферических и цилиндрических объектов. Показано, что определенная конструкция покрытий из непоглощающего метаматериала может в области плазменного резонанса привести к поразительному уменьшению сечения рассеяния, в результате которого объект становится практически невидимым или прозрачным для внешнего наблюдателя. Аналогичное исследование применительно к более сложным объектам было выполнено в работе [47], и его результаты подтвердили возможность конструктивного решения, обеспечивающего прозрачность объекта. Однако подходы такого типа [46–49] ограничены случаем малых объектов, размер которых не превышает длины волны. Кроме того, свойства покрытия, т. е. конструктивное решение задачи, зависят от электромагнитных характеристик и структуры самого объекта.

Практически одновременно с вышеупомянутыми теоретическими предсказаниями структуры невидимых микроскопических объектов [46–49] были сформулированы [50, 51] и развиты [52, 53] подходы

к созданию маскирующих оболочек, основанные на так называемом методе преобразования координат. Pendry J.B. с соавторами [50] теоретически предсказали возможность создания оболочки из метаматериалов с анизотропными и неоднородными электрической и магнитной проницаемостями, заданными таким образом, чтобы оболочка полностью экранировала внутреннюю структуру произвольного размера от электромагнитных полей без возмущения внешних полей. Говоря в самых общих чертах, маскируемый объект помещается в некую полость внутри маскировочной оболочки и световые волны (или любая другая разновидность электромагнитного излучения), наталкиваясь на эту оболочку, вместо того чтобы попадать далее в помещенный внутри объект, плавно огибают его и, заново рекомбинируя, выходят наружу. При этом наблюдатель видит все прочие предметы, находящиеся непосредственно за объектом, т. е. видит сквозь объект, никак его не обнаруживая. Проведенное численное моделирование показало [52], что реализация электромагнитной маскировки не особенно чувствительна к умеренным отклонениям диэлектрической и магнитной проницаемостей от идеальных значений, рассчитанных теоретически. Этот вывод контрастирует с выводами о критичности выполнения необходимых условий, сделанными при теоретическом изучении других приложений электромагнитных метаматериалов (таких, например, как фокусировка излучения суперлинзой из метаматериала с ОПП). Маскирующая способность оболочки плавно ухудшается с увеличением потерь в метаматериале. Расчеты показали также, что эффективное низкоотражающее экранирование может быть достигнуто при использовании цилиндрической оболочки, состоящей из восьми однородных слоев, аппроксимирующих идеальную непрерывную среду.

Теоретическая разработка маскирующих оболочек из метаматериалов была продолжена в недавно опубликованной работе [54]. Авторы предложили и проанализировали принципы формирования цилиндрической маскирующей оболочки из немагнитных материалов для видимой области спектра, представили вариант конкретной реализации такой оболочки и общие принципы для реализации такого рода устройств.

Экспериментальная реализация маскирующих оболочек является одной из наиболее важных задач материаловедения метаматериалов.⁴

⁴ Нам известна только одна попытка такой реализации: Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., Smith D.R. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies // Science. 2006. V. 314. № 5801. P. 977–980.

4. Фотонные кристаллы и отрицательное преломление

В качестве альтернативных материалов с отрицательным преломлением можно рассматривать периодические структуры, известные как фотонные кристаллы [55]. Такие материалы обычно состоят из диэлектриков и характеризуются низким поглощением даже при оптических частотах.

Размер элементов, составляющих фотонные кристаллы, и постоянная решетки являются величинами того же порядка, что и длина световой волны [9, 56]. Поэтому описание фотонного кристалла как однородной среды и введение диэлектрической и магнитной проницаемостей в данном случае невозможны. Тем не менее дифракционные явления в фотонных кристаллах могут приводить к возбуждению волн, для которых фазовая и групповая скорости противоположны как и в случае отрицательного преломления в метаматериалах. Таким образом, при соответствующих условиях отрицательное преломление может наблюдаться в фотонных кристаллах.

Литературные ссылки на теоретические и экспериментальные работы по отрицательному преломлению в фотонных кристаллах можно найти в обзорах [7, 9, 56, 57]. Здесь отметим, что “на сегодняшний день только несколько ученых продемонстрировали существование отрицательной рефракции в ближней инфракрасной области” [57].

Главной проблемой при использовании плоскопараллельной фотонно-кристаллической пластины в качестве суперлинзы является тот факт, что постоянная решетки фотонного кристалла сравнима с длиной волны излучения, что, несомненно, должно уменьшить разрешение [7]. Наблюдавшееся в этом случае экспериментально разрешение составляет примерно $0,4\lambda$ [58, 59] и лишь незначительно отличается от обычного оптического предела $0,5\lambda$, и вопрос о возможности заметного улучшения разрешения в случае использования фотонно-кристаллических суперлинз остается неясным и требует дальнейшего рассмотрения [7]. Высказывалось и более определенное мнение о невозможности достичь сверхразрешения при использовании фотонно-кристаллических материалов [60].

5. Современные тенденции в разработке новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления

Первые метаматериалы с ОПП (см. раздел 2) были реализованы для сантиметрового диапазона длин волн и состояли из двух подсистем. Одна из подсистем (система параллельных металлических прово-

дов) обеспечивает отрицательную диэлектрическую проницаемость в заданной частотной области, а другая (система резонаторов из разомкнутых проводящих колец) – отрицательную магнитную проницаемость, что приводит к отрицательным значениям показателя преломления в этой области частот (частоты порядка 10 ГГц). Размер структурных элементов в таких системах составлял несколько миллиметров.

Вслед за реализацией первых метаматериалов с ОПП началась гонка, целью которой было повышение рабочей частоты таких метаматериалов. Миниатюризация структурных элементов в таких метаматериалах (масштабирование) позволила продвигаться в сторону высоких частот. Так, например, удалось сместить область магнитной активности метаматериала в частотную область до 1 ТГц [61, 62].

Альтернативой использованию пары разрезанных кольцевых резонаторов (рис. 3) является дополнение одного разрезанного кольцевого резонатора металлическим зеркалом и использование зеркального отражения этого резонатора как второго разрезанного кольцевого резонатора [63]. Это позволило сместить магнитный резонанс в область 50 ТГц. Дальнейшее уменьшение структурных элементов для повышения резонансной частоты представляется сомнительным, так как в этом случае необходимо рассмотрение эффектов плазмонной локализации [60]. Однако локализованные плазмоны открывают новые возможности для разработки метаматериалов. Например, двойной разрезанный кольцевой резонатор (рис. 3) оказывается больше ненужным. Действительно, первоначально двойной разрезанный кольцевой резонатор был необходим для того, чтобы сместить резонансную частоту к низким частотам так, чтобы удовлетворить требование малости размера структурного элемента по отношению к длине волны. В оптической области локализованные плазмоны помогают сместить резонансные частоты к меньшим энергиям и, следовательно, отпадает необходимость в двойном разрезанном кольцевом резонаторе [64]. Первое экспериментальное доказательство того, что простой (не двойной) разрезанный кольцевой резонатор имеет электрический отклик на частоте 85 ТГц (длина волны 3,5 мкм), приведено в работе [65], где также был сделан вывод, что магнитный отклик простого разрезанного кольцевого резонатора должен иметь место на той же частоте. При этом электрический резонанс простого разрезанного кольцевого резонатора может быть сдвинут к длине волны 1,5 мкм [66, 67], важной с точки зрения телекоммуникации. В то же время существуют и другие подходы к созданию метаматериалов с магнитной активностью

при использовании локализованных плазмонных резонансов, где классический разрезанный кольцевой резонатор не используется. Перейдем к рассмотрению этих подходов.

Лагарков и Сарычев [68] отмечали, что пара наностержней из благородного металла может демонстрировать большой парамагнитный отклик, в то время как Подольский и соавторы показали [69], что такая пара может проявлять также и магнитный отклик на длине волны 1,5 мкм. В работе [69] впервые было предсказано, что такая пара стержней мо-

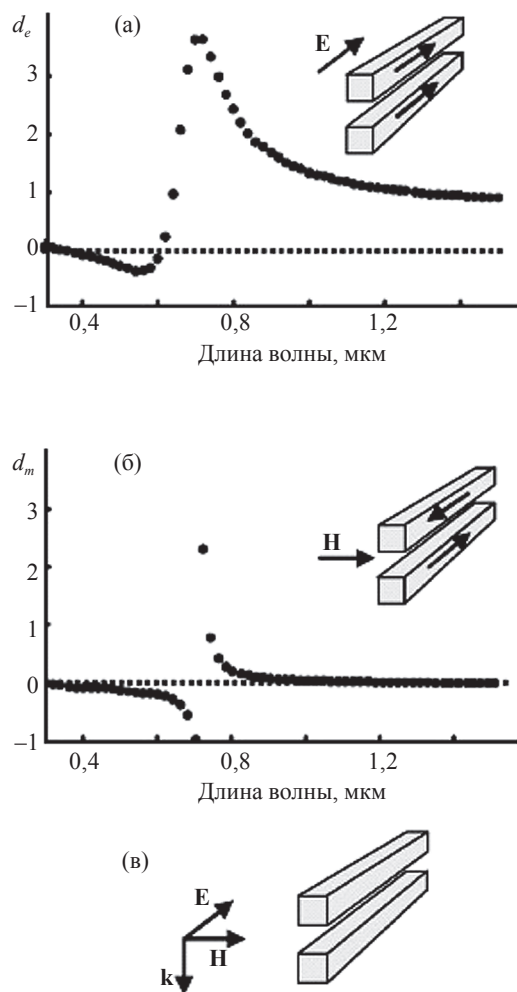


Рис. 8. Отклик пары золотых наностержней на воздействие электромагнитного поля, промоделированный [71] при использовании приближения связанных диполей. а – электрический дипольный момент, электрическое поле ориентировано вдоль оси стержней; б – магнитный дипольный момент, магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости, в которой лежат стержни; в – пара стержней, облучаемая сверху ТМ-поляризованным излучением (поперечная магнитная поляризация). Пара имеет двойной отрицательный отклик на воздействие поля в интервале длин волн 500–600 нм.

жет иметь отрицательное значение вещественной части показателя преломления в видимой области спектра, а более детально этот вопрос обсуждался в работах [64, 70, 71]. Это иллюстрирует рис. 8, показывая двойной отрицательный отклик пары наностержней на воздействие плоской электромагнитной волны.

Стержни в паре удалены друг от друга на расстояние, которое много меньше длины волны. Размер сечения стержней (диаметр в случае цилиндрических стержней) также много меньше длины волны, и длина стержней может быть, но необязательно, порядка половины длины волны. Переменное электрическое поле, параллельное осям стержней, индуцирует параллельные токи в обоих стержнях, которые находятся в фазе или противофазе с полем падающей волны в зависимости от того, является ли длина волны поля длиннее или короче, чем длина волны дипольного собственного резонанса электродинамически связанной пары стержней. Рисунок 8а показывает индуцированный электрический дипольный момент для частных значений размеров, использованных в работе [71]: длина стержней 162 нм, диаметр 32 нм (в предположении цилиндрических стержней) и расстояние между стержнями 80 нм.

Рассмотрим теперь магнитное поле, которое ориентировано перпендикулярно плоскости, в которой лежат стержни. Это магнитное поле обуславливает антипараллельные токи в стержнях, как показано на рис. 8б, что можно рассматривать как дипольную магнитную моду. Магнитный отклик будет диа- или парамагнитным в зависимости от того, является ли длина падающей волны короче или длиннее, чем длина волны дипольного магнитного собственного резонанса электродинамически связанной пары стержней, как показано в работе [71]. В терминах связанного плазмонного резонанса магнитный дипольный резонанс появляется на той же длине волны, что и электрический квадрупольный резонанс. Однако последний не вносит вклада в электромагнитное излучение в геометрии, представленной на рис. 8в [70].

Пока электромагнитный резонанс обсуждался в терминах связанного плазмонного резонанса. Альтернативный способ трактовки состоит в том, чтобы считать, что антипараллельные токи в стержнях и токи смещения на концах стержней образуют петлю тока, или индуктивность, в то время как промежутки на концах стержней образуют две емкости. В результате получается резонансный LC-контур [68, 72].

Важным является то, что оба резонанса, дипольный магнитный и дипольный электрический, име-

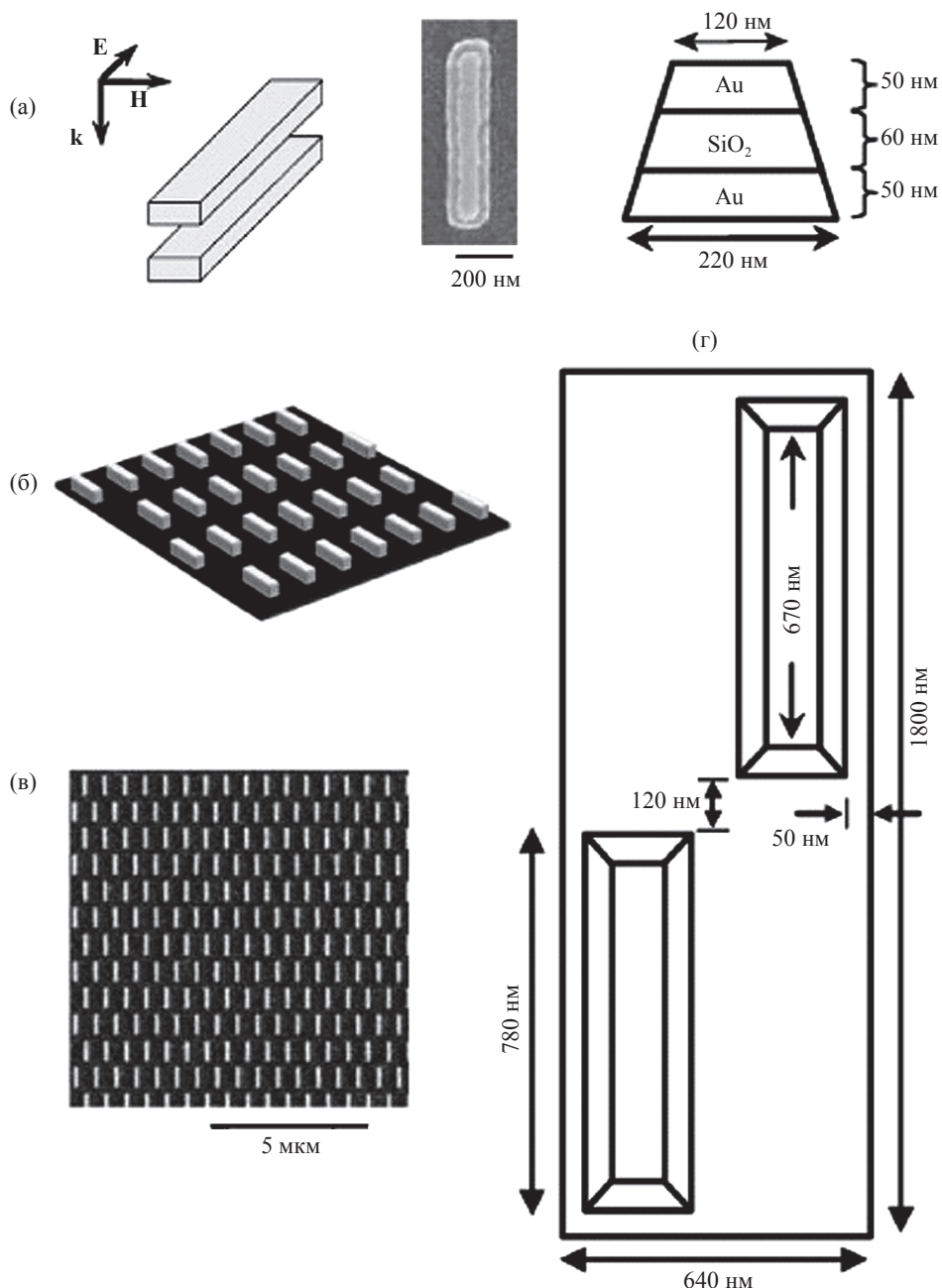


Рис. 9. Схематическое представление структуры метаматериала, полученного и исследованного в работе [73]. а (слева направо) – ориентация и поляризация падающей волны по отношению к паре стержней, электронно-микроскопическое изображение стержней, размеры стержней в паре (сечение); б – схема расположения пар наностержней на поверхности стекла, в – электронно-микроскопическое изображение расположения пар наностержней на поверхности стекла, г – размеры, характеризующие взаимное расположение пар наностержней (показана одна элементарная ячейка).

ют место при приблизительно равных длинах волн. Это требует, чтобы связь между стержнями не была слишком сильной, в противном случае два резонанса будут расщепляться и отдаляться друг от друга. Из рис. 8а, 8б видно, что существует некоторый интервал длин волн (между 500 и 600 нм), где индуцированные электрический и магнитный дипольные моменты противоположны падающим

полям. Следовательно, электромагнитная плоская волна, падающая так, как это показано на рис. 8в (поперечная магнитная поляризация (ТМ-поляризация)), будет индуцировать двойной отрицательный отклик, если ее длина попадает в указанный выше интервал.

По-видимому, первое однозначное измерение ОПП в оптической области (а именно при длине вол-

ны телекоммуникации 1500 нм) было представлено в работе В.М. Шалаева с соавторами [73]. Схематическое представление структуры полученного и исследованного метаматериала показано на рис. 9. Пары наностержней были получены на стеклянной подложке с помощью электронной литографии. Полное описание образца и способа его приготовления, а также методика измерения показателя преломления представлены в работах [74, 75]. В результате исследований [73] был сделан вывод, что показатель преломления такого метаматериала отрицателен в интервале длин волн 1400–1600 нм. На длине волны телекоммуникации 1500 нм показатель преломления составил $-0,3 \pm 0,1$. Результаты измерений спектральной зависимости показателя преломления находятся в согласии с результатами проведенного авторами численного моделирования.

Интересный подход к получению метаматериалов с ОПП заключается в том, чтобы взять инверсную структуру [76], где вместо пар стержней используются пары отверстий в двух металлических пленках [77]. Для реализации такой структуры изготавливается тонкий слой диэлектрика, покрытый с обеих сторон металлической пленкой. Затем в таком исходном материале формируется система вытянутых и одинаково ориентированных отверстий, образующих ту или иную двумерную решетку. Было показано [77], что материал такого типа имеет ОПП в области длин волн около 2 мкм.

В качестве еще одного перспективного материала следует упомянуть систему пар металлических полосок, разделенных слоем диэлектрика и помещенных на диэлектрическую подложку [60].

Следует отметить, что метаматериалы, содержащие металлические включения, характеризуются высоким уровнем поглощения в ИК и видимой областях спектра [56, 60]. Для компенсации потерь на поглощение предлагалось (см., например, ссылки в обзоре [60]) ввести в состав метаматериала компоненты, усиливающие световой поток (среды с усилением).

Заключение

Анализ литературных данных по созданию и исследованию метаматериалов с отрицательным показателем преломления показал, что большинство публикаций относится к метаматериалам с отрицательным показателем преломления для сантиметровых областей длин волн. Существуют отдельные публикации по метаматериалам для инфракрасного диапазона.

На основе проведенного анализа сделан вывод, что в настоящее время наиболее перспективными

для получения отрицательного показателя преломления в ближней инфракрасной или видимой областях спектра представляются метаматериалы, структурными элементами которых являются вытянутые ориентированные металлические наночастицы. Для таких метаматериалов в литературе имеются данные о получении отрицательных значений показателя преломления на длине волны 1,5 мкм. Способ получения указанных метаматериалов с металлическими наноструктурами включал использование электронной и фотолитографии.

Работа выполнена при финансовой поддержке по государственному контракту № 02.513.11.3171 от 20 апреля 2007 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Born M., Wolf E.* Principles of optics. N.Y.: Pergamon Press, 1964. 620 p. Перевод: Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
2. *Мандельштам Л.И.* Лекции по некоторым проблемам теории колебаний (1944) (см. “Полное собрание трудов”. Т. 5. С. 428–467. М.: АН СССР, 1950).
3. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. 1967. Т. 92. № 3. С. 517–526.
4. *Lamb H.* On group-velocity // Proc. Lond. Math. Soc. 1904. V. 1. P. 473–479.
5. *Schuster A.* An introduction to the theory of optics. London, U.K.: Edward Arnold, 1904. 352 p.
6. *Мандельштам Л.И.* Групповая скорость в кристаллической решетке // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. № 9. С. 475–478.
7. *Veselago V., Braginsky L., Shklover V., Hafner C.* Negative refraction index materials // J. of Computational and Theoretical Nanoscience. 2006. V. 3. № 2. P. 1–30.
8. *Tretyakov S.A.* Research on negative refraction and backward-wave media: A historical perspective // Collection of papers of EPFL Latsis Symposium 2005 “Negative refraction: revisiting electromagnetics from microwaves to optics”. Lausanne, 28.2–2.03.2005. P. 30–35.
9. *Ramakrishna S.A.* Physics of negative refractive index materials // Reports on Progress in Physics. 2005. V. 68. № 2. P. 449–521.
10. *Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., Youngs I.* Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. № 25. P. 4773–4776.
11. *Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1999. V. 47. № 11. P. 2075–2084.
12. *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 18. P. 4184–4187.

13. *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* Experimental verification of a negative index of refraction // *Science*. 2001. V. 292. № 5514. P. 77–79.
14. *Kotthaus J.P., Jaccarino V.* Antiferromagnetic-resonance linewidths in MnF_2 // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 28. № 25. P. 1649–1652.
15. *Grunberg P., Metawe F.* Light scattering from bulk and surface spin waves in EuO // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 39. № 24. P. 1561–1565.
16. *Camley R.E., Mills D.L.* Surface polaritons on uniaxial antiferromagnets // *Phys. Rev. B*. 1982. V. 26. № 3. P. 1280–1287.
17. *Remer L., Luthi B., Sauer H., Geick R., Camley R.E.* Nonreciprocal optical reflection of the uniaxial antiferromagnet MnF_2 // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. № 25. P. 2752–2754.
18. *Dumelow T., Camley R.E., Abraha K., Tilley D.R.* Nonreciprocal phase behavior in reflection of electromagnetic waves from magnetic materials // *Phys. Rev. B*. 1998. V. 58. № 2. P. 897–908.
19. *Pendry J.B., O'Brien S.* Very-low-frequency plasma // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2002. V. 14. № 32. P. 7409–7416.
20. *O'Brien S., MacPeake D., Ramakrishna S.A., Pendry J.B.* Near-infrared photonic band gaps and nonlinear effects in negative magnetic metamaterials // *Phys. Rev. B*. 2004. V. 69. № 24. 241101 (4) (R).
21. *Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Steward W.J.* Low frequency plasmons in thin-wire structures // *J. Phys.: Condens. Matter*. 1998. V. 10. № 22. P. 4785–4809.
22. *Raether H.* Excitation of plasmons and interband transitions by electrons. Berlin: Springer, 1980. 109 p.
23. *Raether H.* Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. Berlin: Springer, 1988. 135 p.
24. *Parazzoli C.G., Greigor R.B., Li K., Kontenbah B.E.C., Tanielian M.H.* Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. № 10. 107401 (4).
25. *Li K., McLean S.J., Greigor R.B., Parazzoli C.G., Tanielian M.H.* Free-space focused-beam characterization of left-handed materials // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. № 15. P. 2535–2537.
26. *Yen T.J., Padilla W.J., Fang N., Vier D.C., Smith D.R., Pendry J.B., Basov D.N., Zhang X.* Terahertz magnetic response from artificial materials // *Science*. 2004. V. 303. № 5663. P. 1494–1496.
27. *Gay-Balmaz P., Martin O.J.F.* Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92. № 5. P. 2929–2936.
28. *Hsu A.-C., Cheng Y.K., Chen K.H., Chern J.L., Wu S.C., Chen C.F., Chang H., Lien Y.H., Shy J.T.* Far-infrared resonance in split ring resonators // *Japan. J. Appl. Phys.* 2004. V. 43. № 2A. P. L176–L179.
29. *Pendry J.B.* Negative refraction makes a perfect lens // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. № 18. P. 3966–3969.
30. *Блюх К.Ю., Блюх Ю.К.* Что такое левые среды и чем они интересны? // *УФН*. 2004. Т. 174. № 4. С. 439–447.
31. *Valanju P.M., Walser R.M., Valanju A.P.* Wave refraction in negative-index media: always positive and very inhomogeneous // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. № 18. 187401 (4).
32. *Garcia N., Nieto-Vesperinas M.* Left-handed materials do not make a perfect lens // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. № 20. 207403 (4).
33. *Hooft G.W.* Comment on “Negative Refraction Makes a Perfect Lens” // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. № 24. 249701 (1).
34. *Pendry J.B., Smith D.R.* Comment on “Wave refraction in negative-index media: always positive and very inhomogeneous” // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. № 2. 029703 (1).
35. *Pacheco J. (Jr.), Grzegorzczuk T.M., Wu B.-I., Zhang Y., Kong J.A.* Power propagation in homogeneous isotropic frequency-dispersive left-handed media // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. № 25. 257401 (4).
36. *Foteinopoulou S., Economou E.N., Soukoulis C.M.* Refraction in media with a negative refraction index // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. № 10. 107402 (4).
37. *Loschiapo P.F., Smith D.L., Forester D.W., Rachford F.J., Schelleng J.* Electromagnetic waves focused by a negative-index planar lens // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 67. № 2. 025602 (4) (R).
38. *Shen J.T., Platzman P.M.* Near field imaging with negative dielectric constant lenses // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 80. № 18. P. 3286–3288.
39. *Smith D.R., Schurig D., Rosenbluth M., Schultz S., Ramakrishna S.A., Pendry J.B.* Limitations on subdiffraction imaging with a negative refractive index slab // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. № 10. P. 1506–1508.
40. *Kolinko P., Smith D.* Numerical study of electromagnetic waves interacting with negative index materials // *Opt. Express*. 2003. V. 11. № 7. P. 640–648.
41. *Cummer S.A.* Simulated causal subwavelength focusing by a negative refractive index slab // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. № 10. P. 1503–1505.
42. *Rao X.S., Ong C.K.* Subwavelength imaging by a left-handed material superlens // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 68. № 6. 067601 (3).
43. *Huang X., Zhou L.* Modulating image oscillations in focusing by a metamaterial lens: Time-dependent Green's function approach // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. № 4. 045123 (8).
44. *Cubukcu E., Aydin K., Ozbay E., Foteinopoulou S., Soukoulis C.M.* Subwavelength resolution in a two-dimensional photonic-crystal-based superlens // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. № 20. 207401 (4).
45. *Grbic A., Eleftheriades G.V.* Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. № 11. 117403 (4).

46. *Alu A., Engheta N.* Achieving transparency with plasmonic and metamaterials coatings // *Phys. Rev. E.* 2005. V. 72. № 1. 016623 (9).
47. *Zhou X., Hu G.* Design for electromagnetic wave transparency with metamaterials // *Phys. Rev. E.* 2006. V. 74. № 2. 026607 (8).
48. *Garcia de Abajo F.J., Gómez-Santos G., Blanco L.A., Borisov A.G., Shabanov S.V.* Tunneling mechanism of light transmission through metallic films // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. № 6. 067403 (4).
49. *Milton G.V., Nicorovici N.-A. P.* On the cloaking effects associated with anomalous localized resonance // *Proc. Roy. Soc. A.* 2006. V. 462. № 2074. P. 3027–3059.
50. *Pendry J.B., Schurig D., Smith D.R.* Controlling electromagnetic fields // *Science.* 2006. V. 312. № 5781. P. 1780–1782.
51. *Leonhardt U.* Optical conformal mapping // *Science.* 2006. V. 312. № 5781. P. 1777–1780.
52. *Cummer S.A., Popa B.-I., Schurig D., Smith D.R., Pendry J.B.* Full-wave simulation of electromagnetic cloaking structures // *Phys. Rev. E.* 2006. V. 74. № 3. 036621 (5).
53. *Leonhardt U.* Notes on conformal invisibility devices // *New J. Phys.* 2006. V. 8. 118 (16).
54. *Cai W., Chettiar U.K., Kildishev A.V., Shalaev V.M.* Optical cloaking with metamaterials // *Nature Photonics.* 2007. V. 1. № 4. P. 224–227.
55. *Notomi M.* Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. № 16. P. 10696–10705.
56. *Smith D.R., Pendry J.B., Wiltshire M.C.K.* Metamaterials and negative refractive index // *Science.* 2004. V. 305. № 5685. P. 788–792.
57. *Soukoulis C.M.* Bending back light: The science of negative index materials // *OPN.* 2006. V. 17. № 6. P. 18–21. Перевод: Отклонение света назад. Наука о материалах с отрицательным показателем преломления // *Оптический журнал.* 2007. Т. 74. № 4. (Приложение. С. 16–21.)
58. *Wang X., Ren Z., Kempa K.* Unrestricted superlensing in a triangular two dimensional photonic crystal // *Optics Express.* 2004. V. 12. №13. P. 2919–2924.
59. *Lu Z., Murakowski J.A., Schuetz C.A., Shi S., Schneider G.J., Prather D.W.* Three-dimensional subwavelength imaging by a photonic-crystal flat lens using negative refraction at microwave frequencies // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. № 15. 153901 (4).
60. *Klar T.A., Kildishev A.V., Drachev V.P., Shalaev V.M.* Negative-index metamaterials: going optical // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* 2006. V. 12. № 6. P. 1106–1115.
61. *Yen T.J., Padilla W.J., Fang N., Vier D.C., Smith D.R., Pendry J.B., Basov D.N., Zhang X.* Terahertz magnetic response from artificial materials // *Science.* 2004. V. 303. № 5663. P. 1494–1496.
62. *Moser H.O., Casse B.D.F., Wilhelmi O., Saw B.T.* Terahertz response of a microfabricated rod-split-ring resonator electromagnetic metamaterial // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. № 6. 063901 (4).
63. *Zhang S., Fan W., Minhas B.K., Frauenglass A., Malloy K.J., Brueck S.R.J.* Midinfrared resonant magnetic nanostructures exhibiting a negative permeability // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. № 3. 037402 (4).
64. *Panina L.V., Grigorenko A.N., Makhnovskiy D.P.* Optomagnetic composite medium with conducting nanoelements // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. № 15. 155411 (17).
65. *Linden S., Enkrich C., Wegener M., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.M.* Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz // *Science.* 2004. V. 306. № 5700. P. 1351–1353.
66. *Enkrich C., Wegener M., Perez-Williard F., Linden S., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.M.* Optimizing the design parameters for split-ring-resonators at telecommunication wavelength // *Proc. Int. Conf. Quantum Electron. Laser Sci., Baltimore, May 2005.* P. 1535–1536.
67. *Enkrich C., Wegener M., Linden S., Burger S., Zschiedrich L., Schmidt F., Zhou J.F., Koschny T., Soukoulis C.M.* Magnetic metamaterials at telecommunication and visible frequencies // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. № 20. 203901 (4).
68. *Lagarkov A.N., Sarychev A.K.* Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. № 10. P. 6318–6336.
69. *Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M.* Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* 2002. V. 11. № 1. P. 65–74.
70. *Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M.* Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials // *Opt. Express.* 2003. V. 11. № 7. P. 735–745.
71. *Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Narimanov E.E., Shalaev V.M.* Resonant light interaction with plasmonic nanowire systems // *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.* 2005. V. 7. P. S32–S37.
72. *Engheta N., Salandrino A., Alu A.* Circuit elements at optical frequencies: Nanoinductors, nonocapacitors, and nanoresistors // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. № 9. 095504 (4).
73. *Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.K., Sarychev A.K., Drachev V.P., Kildishev A.V.* Negative index of refraction in optical metamaterials // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. № 24. P. 3356–3358.
74. *Drachev V.P., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.K., Sarychev A.K., Kildishev A.V., Klimec G., Shalaev V.M.* Experimental verification of an optical negative-index material // *Laser Phys. Lett.* 2006. V. 3. № 1. P. 49–55.
75. *Kildishev A.V., Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.K., Sarychev A.K., Drachev V.P., Shalaev V.M.* Negative refraction index in optics of metal-dielectric composites // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 2006. V. 23. № 24. P. 423–433.
76. *Falcone F., Lopetegi T., Laso M.A.G., Baena J.D., Bonache J., Beruete M., Marques R., Martin F., Sorolla M.* Babinet principle applied to the design of metasurfaces and metamaterials // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 19. 197401 (4).
77. *Zhang S., Fan W., Panoiu N.C., Malloy K.J., Osgood R.M., Brueck S.R.J.* Experimental demonstration of near-infrared negative-index materials // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. № 13. 137404 (4).