

ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 535.36

МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ПРОБЛЕМА СОЗДАНИЯ НЕВИДИМЫХ ОБЪЕКТОВ:

1. ОБЪЕКТЫ С РАЗМЕРАМИ МЕНЬШЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

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

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

E-mail: shep@goi.ru

В последнее десятилетие интенсивно проводилась разработка метаматериалов – искусственных материалов, состоящих из структурных элементов, вид и взаимное расположение которых можно задавать в процессе изготовления. Была показана возможность регулировать в широких пределах электрический и магнитный отклик таких материалов на воздействие электромагнитного излучения. Это позволило не только создать метаматериалы с отрицательным показателем преломления, но и поставить вопрос о возможности создания невидимых объектов. Интенсивное обсуждение проблемы создания невидимых объектов началось в 2005 г., причем к настоящему времени насчитывается несколько десятков работ по этой тематике. Данная работа представляет первую часть обзора по проблеме создания невидимых объектов, и речь в ней идет об объектах, размер которых меньше длины волны электромагнитного излучения.

Коды OCIS: 050.6624, 160.1245, 160.4670, 160.4760.

Поступила в редакцию 10.07.2008.

Введение

Издавна человеческая фантазия обращалась к идее о возможности создания невидимых объектов. Интересно, что речь шла как об объектах, не оказывающих возмущений на распространение света (например, человек-невидимка), так и об “устройствах”, маскирующих объекты и делающих их невидимыми (шапка-невидимка). В современной научной литературе изучается возможность создания как прозрачных объектов [1], так и маскирующих устройств [2, 3]. В последние два года проводятся интенсивные исследования в этом направлении. Следует отметить, что в ряде работ термины “невидимый”, “прозрачный” и т. п. используются для электромагнитного излучения более широкого спектрального диапазона, чем область видимого света, а именно для излучения с длиной волны от сантиметров (гигагерцовые частоты) до сотен нанометров (видимый свет). Далее мы будем придерживаться такой же расширительной трактовки терминов.

Толчком для интенсивных исследований в области “невидимости” стали результаты, полученные при разработке электромагнитных метаматериалов. Метаматериалы – искусственные материалы, состоящие

из структурных элементов, вид и взаимное расположение которых можно задавать в процессе изготовления. Если длина волны электромагнитного излучения значительно больше размеров структурных элементов и характерного расстояния между ними, то метаматериал можно рассматривать как сплошную среду и ввести понятия диэлектрической и магнитной проницаемостей для описания отклика материала на воздействие электромагнитного поля. J.V. Pendry с соавторами теоретически обосновали и частично подтвердили экспериментально возможность в широких пределах управлять диэлектрической [4, 5] и магнитной [6] проницаемостями метаматериала в гигагерцовом диапазоне частот путем изменения размеров и геометрии металлических структурных элементов. Реализация этих идей на практике привела к созданию метаматериалов с отрицательным показателем преломления в гигагерцовом диапазоне частот [7, 8]. Вплоть до настоящего времени ведется разработка метаматериалов для инфракрасной и видимой областей спектра. Обзор литературных данных по этой проблематике представлен в работах [9, 10].

Возможность целенаправленно изменять электромагнитные свойства метаматериалов привела к появлению двух подходов к решению задачи “не-

видимости” объектов. В первом подходе [1] рассматриваются объекты, размер которых меньше или порядка длины волны, составленные из обычных материалов и метаматериалов таким образом, чтобы воздействие такого объекта на распространение электромагнитного поля было минимальным (прозрачные объекты). Во втором подходе [2, 3], который будет рассмотрен позже, во второй части обзора, предлагается использовать метаматериалы для создания оболочки, которая “обводила” бы электромагнитное излучение вокруг объекта, сохраняя неизменность поля вне оболочки.

Идеи создания прозрачных объектов, размер которых меньше длины волны

Реализация “невидимости” или “низкой наблюдаемости” объектов была десятилетиями предметом интенсивных физических и инженерных исследований. Для уменьшения наблюдаемости объекта в рассеянном или отраженном свете в ряде приложений используются поглощающие экраны (см., например, [11]) и просветляющие пленки (antireflection coatings) (см., например, [12, 13]).

В недавно опубликованной работе [1] обсуждается возможность использования оболочек из плазмонных материалов или метаматериалов для значительного уменьшения рассеяния от сферических или цилиндрических объектов. Эта работа примечательна тем, что вслед за ней началось интенсивное обсуждение возможности использования метаматериалов для решения задачи создания невидимых объектов, хотя некоторые идеи, предложенные в [1], высказывались другими авторами значительно ранее. Не претендуя на полноту обзора, остановимся сначала на более ранних работах, имеющих отношение к проблеме невидимости объектов. Так сложилось, что первоначально эти работы были связаны с исследованиями аномального рассеяния света в стеклах.

Исследования Д.И. Левина, М.М. Гуревича, А.И. Колядина и Н.А. Войшвилло показали аномальный характер рассеяния света в ликвидующих стеклах, т. е. в стеклах, подвергающихся процессу фазового разделения (см. обзор [14]). А именно, в ряде случаев зависимость коэффициента рассеяния α_{sc} от длины волны λ имеет вид $\alpha_{sc} \propto \lambda^{-8}$ (и отличается от рэлеевской зависимости $\alpha_{sc} \propto \lambda^{-4}$), а индикатриса рассеяния направлена назад.

Качественное объяснение аномалии в угловой зависимости рассеянного излучения на ранних стадиях диффузионно-лимитированного фазового превращения было предложено в работе [15]. Предполагалось, что средний показатель преломления си-

стемы, состоящей из частицы и диффузионной зоны вокруг нее, равен или близок к показателю преломления матрицы n_m , что уменьшает интенсивность рассеяния в пределе малых векторов рассеяния (поскольку величина вектора рассеяния $s = 4\pi n_m \sin(\theta/2)/\lambda$ определяется углом рассеяния θ и длиной волны λ , то этот предел соответствует пределу малых углов рассеяния или больших длин волн). Для больших векторов рассеяния (больших углов рассеяния или меньших длин волн) интерференция потоков, рассеянных разными элементами объема, приведет к увеличению интенсивности рассеяния. Другими словами, в случае, когда длина световой волны значительно превосходит размер частицы, наблюдаемость составной частицы (частица и диффузионная оболочка) в матрице должна быть существенно меньше, чем просто частицы.

Количественный теоретический анализ рассеяния света системой частица плюс оболочка в матрице проведен А.В. Шатиловым [16] (см. также обзор [14], формулы (12)–(15)). Рассматривались однородная сферическая частица радиуса R_1 и окружающий ее однородный концентрический шаровой слой с внешним радиусом R_2 , помещенные в однородную матрицу. Предполагалось, что диэлектрические проницаемости частицы ϵ_1 , шарового слоя ϵ_2 и матрицы ϵ_m находятся в соотношении $\epsilon_1 > \epsilon_m > \epsilon_2$ (или в соотношении $\epsilon_1 < \epsilon_m < \epsilon_2$). Использование приближения Рэлея–Ганса и условия баланса (компенсационного условия) [14, 16]

$$R_1^3(\epsilon_1 - \epsilon_2) = R_2^3(\epsilon_m - \epsilon_2) \quad (1)$$

приводит для достаточно длинных волн ($\lambda > 4\pi\sqrt{\epsilon_m}R_2$) к спектральной зависимости коэффициента рассеяния $\alpha_{sc} \propto \lambda^{-8}$ и к направленной назад индикатрисе рассеяния. Такое поведение связано с интерференцией волн, рассеянных частицей и оболочкой, что ведет к уменьшению интенсивности рассеянного света в области длинных волн за счет подавления дипольного компонента ($\propto \lambda^{-4}$) в рассеянии. При этом коэффициент рассеяния для частицы в оболочке значительно меньше, чем для частицы, помещенной непосредственно в матрицу. Таким образом, оболочка, удовлетворяющая условию компенсации (1), значительно уменьшает “наблюдаемость” частицы в матрице. В приближении Рэлея–Ганса условие компенсации является условием слабой “наблюдаемости” и определяет значения параметров, при которых эффективный показатель преломления частицы в оболочке равен показателю преломления матрицы (мы не вкладываем строгий физический смысл в понятие эффективный показатель преломления).

В [16] был использован простейший (“прямоугольный”) профиль зависимости диэлектрической проницаемости (показателя преломления) от расстояния между центром частицы и точкой наблюдения. В [17] рассматривался более сложный случай, когда показатель преломления в оболочке определяется концентрационным профилем компонента, диффундирующего к частице или от частицы. Выводы о характере рассеяния света, полученные в работе [17] для ранних стадий фазового превращения, согласуются с выводами, полученными в работе [16].

В работах [16, 17] было использовано приближение Рэлея–Ганса. Одно из условий применимости этого приближения – близость показателей преломления матрицы, частицы и оболочки ([18], глава 6) – часто не выполняется. Поэтому изучение рассеяния света частицами в оболочках было продолжено, причем в употребление был введен термин “невидимый” [19].

Используя электростатическое приближение, М. Kerker получил [19] выражение для интенсивности излучения, рассеянного малым непоглощающим эллипсоидом, состоящим из эллипсоидального ядра и конфокальной оболочки и помещенным в непоглощающую матрицу. Используя это выражение, он нашел условие, при котором рассеянное поле исчезает, т. е. эллипсоид становится невидимым. В частном случае частицы, состоящей из сферического ядра в сферической оболочке, условие отсутствия рассеянного поля (условие невидимости частицы) имеет вид

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^3 = \frac{(\epsilon_m - \epsilon_2)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2)}{(\epsilon_m + 2\epsilon_2)(\epsilon_1 - \epsilon_2)} \quad (2)$$

(см. формулы (28), (25), (26) оригинальной работы [19] или раздел 5.4 монографии [18]), где использованы обозначения, введенные выше. Это выражение можно использовать в случаях, когда поле падающей волны можно считать однородным в пределах частицы, т. е. если частица достаточно мала по сравнению с длиной волны. Количественно условие “малости” для составной частицы в [18, 19] не формулируется, тогда как для непоглощающей однородной частицы с показателем преломления n и радиусом R в матрице с показателем преломления n_m это условие сводится к выполнению двух неравенств (см. раздел 5.2 в [18]): $x \ll 1$ и $mx \ll 1$, где $x = 2\pi R/\lambda_m = 2\pi R n_m/\lambda$ – параметр дифракции частицы, $m = n/n_m$ – относительный показатель преломления, а λ и λ_m – длина волны света в вакууме и в веществе матрицы.

Отметим, что если диэлектрические проницаемости частицы, оболочки и матрицы близки друг к

другу, формулы (1) и (2) дают близкие значения для отношения R_1/R_2 . В случае достаточно малой частицы, характеризуемой значительным контрастом диэлектрических проницаемостей частицы, оболочки и матрицы, следует использовать условие (2), которое является фактически условием обращения в нуль поляризуемости частицы в матрице (раздел 5.2 в [18]).

Интересно также отметить, что, анализируя возможность выполнения условия невидимости частицы в вакууме (формула (2) с $\epsilon_m = 1$), М. Kerker [19] рассматривал широкую область значений диэлектрических проницаемостей ядра и оболочки, $[-\infty, \infty]$, включая нетрадиционную область отрицательных значений и значений, которые меньше единицы.

В работе [20] рассматривается сечение рассеяния света сферической частицей, которая состоит из ядра и оболочки и может не удовлетворять критерию малости. Авторы отмечают, что в электростатическом приближении [19] такая составная частица малого размера рассматривается как диполь, причем ядро и оболочка характеризуются разной поляризацией. При выполнении условия (2) поляризации ядра и оболочки равны по величине и противоположны по знаку, т. е. дипольный момент становится равным нулю и частица в дипольном приближении не рассеивает свет (невидима). Обсуждение в работе [20] основывается на разложении сечения рассеяния по степеням волнового вектора, которое справедливо для любого конечного размера частицы. Численные расчеты проводились для значений $n_m = 1$, $n_1 = 1,97$ и $n_2 = 0,66$ (показателей преломления среды, ядра и оболочки соответственно) и для двух значений параметра дифракции частицы $x_2 = 2\pi R_2 n_m/\lambda = 0,3$ и $1,6$, характеризующего размер частицы по отношению к длине волны. Сечение рассеяния рассчитывалось как функция объемной доли $f = (R_1/R_2)^3$ ядра в частице.

В случае $x_2 = 0,3$ сечение рассеяния имеет острый минимум при $f_1 \approx 0,415$. Минимальное значение сечения рассеяния для составной частицы на шесть порядков меньше, чем для однородной частицы того же размера, состоящей из материала ядра или оболочки. Таким образом, при определенном соотношении параметров составная частица малого размера становится практически невидимой. Полученное значение f_1 , при котором сечение минимально, практически совпадает со значением $f_0 \approx 0,414$, вычисляемым в электростатическом приближении (2).

В случае $x_2 = 1,6$ минимальное сечение рассеяния имеет место при значении $f_2 \approx 0,31$, которое заметно отличается от f_0 . Кроме того, минимум в данном случае не столь глубок – сечение уменьшается

приблизительно на два порядка по сравнению со случаем однородной частицы.

В [20] показано также, что при выполнении условия (2) дипольные компоненты в рассеянии отсутствуют и остаточное сечение рассеяния пропорционально λ^{-8} для достаточно длинных волн. При этом имеет место преимущественное рассеяние назад. Эти выводы коррелируют с выводами, полученными ранее в приближении Рэля–Ганса [16].

По нашему мнению, наиболее значимый качественный вывод, напрашивающийся из результатов работы [20], состоит в том, что существенное уменьшение “наблюдаемости” возможно только для малых составных частиц, размер которых меньше или порядка длины волн.

В работе [21] строгое решение задачи о рассеянии света на сферической частице, состоящей из однородного ядра и однородной оболочки [22], было использовано при рассмотрении случаев, в которых вещественная часть диэлектрической проницаемости оболочки или ядра отрицательна. В результате строгого решения [22] (см. также [18], гл. 8) эффективность рассеяния (отношение сечения рассеяния к площади сечения частицы) может быть представлена в виде ряда

$$Q_{sc} = (2/x_2)^2 \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (3)$$

слагаемые в котором отвечают различным мультипольным компонентам рассеянного излучения, начиная с дипольного ($n=1$); a_n и b_n – коэффициенты рассеяния и $x_2 = 2\pi R_2 n_m / \lambda$ – размерный параметр, введенный выше.

Как отмечено в [21], в случае малых частиц (при $x_2 < 0,3$) в разложении (3) можно пренебречь всеми коэффициентами рассеяния, кроме коэффициента a_1 , который в свою очередь можно представить в виде разложения по степеням x_2 с главным членом

$$a_1 \approx \frac{2}{3} i x_2^3 \times \left(\frac{(\epsilon_2 - \epsilon_m)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2) + q^3(2\epsilon_2 + \epsilon_m)(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{(\epsilon_2 + 2\epsilon_m)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2) + q^3(2\epsilon_2 - 2\epsilon_m)(\epsilon_1 - \epsilon_2)} \right), \quad (4)$$

где использованы введенные выше обозначения для диэлектрических проницаемостей и геометрический фактор $q = R_1/R_2$ ($0 \leq q \leq 1$), представляющий отношение радиусов ядра и оболочки. В этом случае рассеянное поле соответствует полю осциллирующего диполя с поляризованностью, пропорциональной a_1 (электростатическое приближение). Условие аномально низкого рассеяния – обращение числителя в выражении (4) в нуль [21] – эквивалентно полученному ранее условию (2).

При рассмотрении примеров в [21] предполагалось, что частица находится в вакууме ($\epsilon_m = 1$), и при расчете эффективности рассеяния использовалась строгая формула (3) с точными выражениями для коэффициентов рассеяния.

В первом примере рассматривалась частица размером $R_2 = 10$ нм и свет с длиной волны 450 нм. Были выбраны значения $\epsilon_1 = 2,25$ для ядра и $\epsilon_2 = -7,08$ для оболочки, что отвечает чисто мнимому показателю преломления $m_2 = -2,66i$ оболочки, где $m_2^2 = \epsilon_2$. Эффективность рассеяния рассчитывалась как функция геометрического фактора q . Результаты расчета показали, что с увеличением q от нуля эффективность рассеяния сначала возрастает, имеет острый максимум при $q_{max} = 0,74$, затем убывает до достижения острого минимума при $q_{min} = 0,92$ и снова растет в области $q \in (q_{min}, 1]$. Эффективность рассеяния очень мала при значении $q_{min} = 0,92$, как и предсказывается формулой (2). Однако минимальное значение эффективности рассеяния не равно нулю, поскольку, во-первых, дипольное слагаемое в эффективности рассеяния строго обращается в нуль только в пределе малых размеров ($x_2 \rightarrow 0$), а во-вторых, имеется вклад мультипольных слагаемых более высокого порядка. Максимальное значение эффективности рассеяния при $q_{max} = 0,74$ на пять порядков больше, чем в случае $q = 0$ (случай однородной сферы радиуса R_2 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = -7,08$). Этот максимум, положение которого q_{max} можно найти, приравняв нулю знаменатель в формуле (4), авторы связывают с возбуждением биполярного поверхностного плазмона в резонаторе, представляющем собой сферический слой с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

Затем в работе [21] рассмотрено несколько примеров, в которых диэлектрическая проницаемость ϵ_2 комплексна, а показатель преломления m_2 наряду с мнимой частью имеет положительную вещественную часть. В этих примерах рассчитывалась также эффективность поглощения. Расчеты показали, что при увеличении вещественной части m_2 эффективность поглощения увеличивается, а максимум и минимум в зависимости эффективности рассеяния от q постепенно подавляются. Эффективность поглощения имеет максимум при тех же значениях q_{max} , что и в случае эффективности рассеяния, однако в области $q > q_{max}$ эффективность поглощения монотонно убывает, в то время как эффективность рассеяния имеет минимум при $q = q_{min} > q_{max}$.

Наконец, в [21] проведен ряд расчетов эффективностей рассеяния и поглощения с использованием экспериментальных данных по ϵ_2 для оболоч-

чек из серебра. Наряду с варьированием геометрического фактора $q = R_1/R_2$ в этих расчетах рассматривались разные длины волн, разные размеры частиц и разные значения диэлектрической проницаемости ядра. В частности, рассчитывались зависимости эффективностей рассеяния и поглощения от длины волны для частиц заданных геометрии и состава. Хотя в ряде случаев эффективность рассеяния для малых частиц может достигать чрезвычайно низких значений (например, при определенной длине волны для частиц заданной геометрии), эффективности поглощения в этих случаях значительно (на порядки) превышают значения эффективности рассеяния. Следовательно, при определенных условиях можно добиться значительного сокращения рассеяния монохроматического света малыми частицами, состоящими из диэлектрического ядра и серебряной оболочки и помещенными в вакуум, в то время как поглощение света такими частицами остается на высоком уровне.

Результаты работы [21] показывают, что для создания малых частиц, невидимых в вакууме, необходимо разработать материал для оболочки, характеризующийся отрицательной вещественной частью и достаточно малой мнимой частью диэлектрической проницаемости. Там же отмечается, но не рассматривается, возможность использования материала, диэлектрическая проницаемостью которого меньше единицы.

Таким образом, современной работе [1] по проблеме невидимости малых частиц в вакууме ($\epsilon_m = 1$) предшествовал целый ряд работ, по крайней мере часть которых мы цитировали выше. Рассмотрение, проведенное в [1], основывается на анализе рассеяния света на частице, состоящей из ядра и оболочки, в случаях, когда (мета)материал ядра и/или оболочки характеризуется отрицательной диэлектрической и/или отрицательной магнитной проницаемостями. Такой анализ проведен в [23]¹, где отмечается, в частности, что решение, полученное ранее [22] для частицы из обычных материалов, применимо и в рассматриваемом случае при условии правильного выбора знаков у выражений $\omega\sqrt{\epsilon_j\mu_j}$ и $\sqrt{\epsilon_j/\mu_j}$. Отметим, что такой выбор в случае, когда $\epsilon_j < 0$ и $m_j < 0$, впервые обсуждался В.Г. Веселаго [25], а рассеяние света в случае, когда только одна из диэлектрических проницаемостей частицы (ϵ_1 или ϵ_2) отрицательна, изучено ранее в [21].

В работе [1] использовался ряд рассеяния для частицы, состоящей из материалов и/или метаматериалов [23], который при учете сделанных в предыдущем абзаце замечаний эквивалентен ряду (3).

¹ См. также Erratum к этой работе в [24].

Прежде всего в [1] получено приближенное выражение для коэффициентов ряда рассеяния в случае малой частицы и показано, что, если ядро частицы является диэлектриком, основной вклад в рассеяние вносит дипольная ТМ-мода (дипольная мода электрического типа [18], раздел 4.3.2) с коэффициентом рассеяния a_1 или c_1^{TM} в обозначениях формулы (3) или работы [1] соответственно. Приравняв нулю этот коэффициент, авторы [1] получают условие невидимости, эквивалентное формуле (2). Далее авторы проводят численные расчеты ряда рассеяния в зависимости от геометрического фактора $q = R_1/R_2$ для ряда значений параметров R_2/λ (или R_1/λ), ϵ_j, μ_j ($j = 1$ для ядра и $j = 2$ для оболочки) при условии, что один из компонентов частицы (ядро или оболочка) представляет собой обычный диэлектрик ($\epsilon_j > 1, \mu_j = 1$), а другой компонент – необычный материал, или метаматериал ($\epsilon_j < 1, \mu_j \leq 1$). При графическом представлении результатов расчетов в [1] наряду со значениями полного сечения рассеяния приводятся также значения отдельных слагаемых ряда рассеяния, что позволяет судить о вкладе различных нормальных мод в рассеяние ([18], раздел 4.3.2).

В случае $\epsilon_1 = 4, \epsilon_2 = -3, \mu_2 = 1$ рассчитывалось сечение рассеяния в зависимости от геометрического фактора q для трех значений R_2/λ . Для очень малых частиц ($R_2/\lambda = 1/100$) сечение рассеяния имеет минимум и практически обращается в нуль при значении $q_1 \approx 0,61$, которое близко к значению $q_0 \approx 0,61$, вычисляемому из условия невидимости (2). Для частиц большего размера ($R_2/\lambda = 1/10$) сечение остается по-прежнему весьма малым, обеспечивая невидимость объекта, однако минимальное значение сечения достигается при значении $q_2 \approx 0,54$, которое заметно отличается от q_0 . Это отличие увеличивается в случае $R_2/\lambda = 1/5$, когда минимум достигается при $q_3 \approx 0,36$, а минимальное значение сечения рассеяния хотя и обеспечивает “низкую наблюдаемость” частицы, но заметно отличается от нуля. Отметим, что для значений диэлектрических проницаемостей, использованных в работе [21], формула (2) была применима при $R_2 = 10$ нм и $\lambda = 450$ нм (см. выше), т. е. при $R_2/\lambda = 1/45$.

Аналогичные расчеты проводились в случае, когда ядро частицы состоит из плазмонного материала: $\epsilon_1 = -3, \mu_1 = 1, \epsilon_2 = 10$. Минимум сечения рассеяния наблюдался при значениях $q \approx 0,825$ и $0,89$ для $R_1/\lambda = 1/10$ и $1/5$ соответственно, тогда как формула (2) дает $q_0 \approx 0,8245$. Минимальное сечение близко к нулю для $R_1/\lambda = 1/10$ и имеет заметное значение для $R_1/\lambda = 1/5$. Следует отметить, что в данной серии расчетов авторы фиксируют значение R_1/λ и увеличивают значение $q^{-1} = R_2/R_1$ начиная от

единицы, что отвечает увеличению относительно размера частицы R_2/λ и размерного параметра x_2 . При увеличении размерного параметра увеличивается число слагаемых (число нормальных мод), вносящих существенный вклад в ряд рассеяния (3), и зависимость сечения рассеяния от геометрического фактора становится более сложной. Например, при $R_1/\lambda = 1/5$ и $1 < R_2/R_1 < 1,5$ ([1], рис. 6) существенный вклад в рассеяние вносят слагаемые ряда (3) со значениями $n = 1, 2, 3$, что приводит к появлению ряда пиков в зависимости сечения рассеяния от обратного геометрического фактора q^{-1} . Для $R_1/\lambda = 1/10$ ([1], рис. 5) такой пик имеет место при $R_2/R_1 \approx 1,04$ и обусловлен вкладом нормальной ТМ-моды с $n = 2$ (слагаемое в формуле (3), включающее коэффициент рассеяния $a_2 \equiv c_2^{\text{TM}}$). Таким образом, в случае “плазмонного” ядра при вычислении ряда рассеяния может быть принципиально необходим учет слагаемых более высокого порядка, чем дипольный ($n = 1$), даже в случае сравнительно малых частиц с $R_2/\lambda = 0,104$.

Далее в [1] рассмотрен случай, когда диэлектрическое ядро окружено оболочкой из материала, диэлектрическая проницаемость которого положительна, но меньше единицы: $\epsilon_1 = 10$, $\epsilon_2 = 0,5$, $\mu_2 = 1$. Проводились расчеты зависимости сечения рассеяния от R_2/R_1 при фиксированном значении $R_1/\lambda = 1/10$. Минимальное сечение рассеяния было близко к нулю и имело место при $R_2/R_1 \approx 1,56$, тогда как формула (2) дает значение $R_2/R_1 \approx 1,51$.

В аналогичном случае с частицей большего размера ($\epsilon_1 = 10$, $\epsilon_2 = 0,1$, $\mu_2 = 1$, $R_1/\lambda = 1/5$) минимум сечения рассеяния обусловлен подавлением электрического дипольного компонента (ТМ-моды с $n = 1$) и имеет место при $R_2/R_1 \approx 1,12$, в то время как формула (2) дает $R_2/R_1 \approx 1,09$. В данном случае минимальное сечение рассеяния имеет заметное значение – оно лишь в 6 раз меньше, чем сечение ядра (шара с радиусом $R_1 = \lambda/5$ и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 10$). В условиях минимального рассеяния наиболее существенный вклад в ряд рассеяния (3) вносит нормальная ТЕ-мода с $n = 1$ (слагаемое в формуле (3), включающее коэффициент рассеяния $b_1 \epsilon \equiv c_1^{\text{TE}}$, – магнитное дипольное слагаемое). Авторы [1] предположили, что уменьшить этот вклад можно при использовании метаматериала оболочки с магнитной проницаемостью $\mu_2 < 1$, и подтвердили это предположение расчетами. В частности, для $\mu_2 = 0,025$ коэффициенты рассеяния a_1 и b_1 (т. е. электрическое и магнитное дипольные слагаемые ряда рассеяния (3)) одновременно обращаются в нуль при $R_2/R_1 \approx 1,12$ ([1], рис. 10) и сечение рассеяния становится практически равным нулю. Таким образом, использование значений

$\mu_2 < 1$ предоставляет дополнительные возможности для уменьшения сечения в том случае, когда ядро частицы не является достаточно малым ($R_1 \geq \lambda/5$).

Факты подавления электрической и магнитной дипольных компонентов в рассеянии, отмеченные в предыдущем абзаце, иллюстрируются результатами расчета электрического и магнитного векторов рассеянного поля в ближней зоне, а также расчетами усредненного по времени полного вектора Пойнтинга ([1], рис. 10–12).

Кроме того, в [1] проведен ряд расчетов при наличии диэлектрических потерь в оболочке из метаматериала, а именно рассматривались случаи с комплексной диэлектрической проницаемостью оболочки $\epsilon_2 = \epsilon_{2R} + i\epsilon_{2I}$ для следующих наборов: $\epsilon_{2R} = 0,5$, $\epsilon_{2I} = 0, 0,1, 0,2$ и $\epsilon_{2R} = 0,1$, $\epsilon_{2I} = 0, 0,05, 0,1$. Результаты расчетов показали, что наличие потерь в этих пределах не оказывает сильного воздействия на эффект невидимости.

Наконец, авторы [1] высказали предположение о том, что эффект невидимости не является излишне чувствительным к форме оболочки, поскольку способность подавления одного мультипольного компонента в рассеянии не является исключительным свойством сферической оболочки.

В работе [26] для описания электромагнитных свойств сферически-симметричной частицы, состоящей из ядра в оболочке, использовано приближение эффективной среды. А именно рассматривается квазистационарный случай (т. е. случай, когда размер частицы значительно меньше длины волны) и для представления эффективной диэлектрической проницаемости ϵ^* частицы используется теория Максвелла Гарнетта [27], в которой роль матрицы отводится оболочке, а роль частиц – ядру. Тогда

$$\epsilon^* = \epsilon_2 + \frac{3q\epsilon_2(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{3\epsilon_2 + (1 - q)(\epsilon_1 - \epsilon_2)}, \quad (5)$$

где геометрический фактор $q = R_1/R_2$ представляет объемную долю ядра в частице. Условие невидимости частицы в вакууме, $\epsilon^* = \epsilon_m = 1$, сводится к полученной ранее формуле (2).

Далее авторы [26] обобщают этот метод нахождения эффективной диэлектрической проницаемости ϵ^* на случай более сложных сферически-симметричных частиц, состоящих из ядра и нескольких оболочек. В качестве примеров рассмотрены трехкомпонентные частицы радиуса R_3 , состоящие из ядра и двух оболочек, причем диэлектрическая проницаемость одного из компонентов выбирается отрицательной. Сечение рассеяния рассчитывалось в двух вариантах как функция одного из геометрических параметров (например, в зависимости от

радиуса R_2) при фиксированных других параметрах. Первый вариант основывается на строгом расчете коэффициентов рассеяния для составной частицы. Во втором варианте рассматривается “эффективная” частица, т. е. однородная частица радиуса R_3 , состоящая из вещества с диэлектрической проницаемостью ϵ^* . Расчеты показали, что для малых частиц ($R_3 \approx \lambda_0/100$) использованное приближение эффективной среды позволяет практически точно рассчитать сечение рассеяния и условия невидимости. Для частиц большего размера ($R_3 \approx \lambda_0/10$) зависимости сечения рассеяния от геометрического фактора качественно схожи в обоих вариантах расчета, в то время как значения геометрического фактора, отвечающие невидимости частицы, несколько отличаются (на величину порядка 10%).

В работе [26] рассмотрены частицы и более сложной структуры: 7 сфер малого радиуса с отрицательной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = -2$ помещены внутри сферы большего радиуса $\lambda_0/10$ с $\epsilon_2 = 2$. Радиус малых сфер варьировался, т. е. варьировалась их объемная доля. Расчеты сечения рассеяния проводились численным методом для сложной частицы и по теории Ми для однородной эффективной частицы, диэлектрическая проницаемость которой рассчитывалась по Максвеллу Гарнетту (по формуле (5), в которой под q следует понимать объемную долю малых сфер в частице). Минимальное сечение имело место при $q = 8,9\%$ в численных расчетах и при $q = 10\%$ в случае использования приближения эффективной среды. Сечения, рассчитанные численно и с использованием приближения Максвелла Гарнетта, практически совпадают при $q < 10\%$ и значительно отличаются при $q > 10\%$. Было использовано также усовершенствованное приближение Максвелла Гарнетта [28], которое частично учитывает взаимодействие малых сфер и позволяет улучшить согласие с численными расчетами в области значений $q > 10\%$. Тем не менее, и в этом случае имеет место отличие, которое авторы связывают с увеличением роли многократного рассеяния при возрастании объемной доли q , что делает непригодным квазистатическое приближение.

Авторы [26] используют также приближение эффективной среды для расчета рассеяния сфероидальным ядром, покрытым оболочкой, и рассматривают в качестве примера ядро из материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью и диэлектрическую оболочку. В целом они делают вывод, что приближение эффективной среды и понятие “нейтрального включения” (т. е. сложной частицы, эффективная диэлектрическая проницаемость которой равна проницаемости окружающей среды) полезны при разработке объектов, про-

зрачных по отношению к электромагнитному излучению.

Ряд интересных примеров рассеяния света ядром, окруженным сферической оболочкой из плазмонного материала, изучен в работе [29] методом численного моделирования. Показано, в частности, что использование подходящей оболочки может сделать почти прозрачными не только диэлектрические, но и проводящие или металлические сферические ядра. Расчеты показали также, что эффект прозрачности устойчив по отношению к довольно значительным изменениям формы и электромагнитных свойств ядра. Изложение сопровождается цветными иллюстрациями структуры рассчитанных полей и кинофильмами.

Исследования были продолжены в работе [30], где метод численного моделирования использовался при рассмотрении рассеяния света ансамблями из двух или четырех частиц, состоящих из ядер, покрытых оболочками из метаматериалов или плазмонных материалов. Частицы располагались в непосредственной близости друг к другу или даже перекрывались, так что ядра образовывали единое ядро. Результаты расчетов показали значительное уменьшение сечения рассеяния при надлежащем дизайне оболочки, несмотря на то что размер ансамбля был заметно больше длины волны электромагнитного излучения.

В недавно опубликованной работе [31] предложена идея о создании сложных сферически-симметричных частиц, состоящих из ядра и нескольких оболочек, в качестве объектов, невидимых при использовании нескольких частот электромагнитного излучения. В качестве примера рассмотрен случай диэлектрического ядра ($R_1 = 100$ нм, $\epsilon_1 = 3$), окруженного двумя оболочками из плазмонных метаматериалов, каждый из которых характеризуется электрическим откликом, отвечающим модели Друде,

$$\epsilon_j(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega + i\gamma_j)}, \quad j = 2, 3, \quad (6)$$

где ω_{pj} и γ_j – плазменная частота и показатель затухания, характеризующие метаматериал оболочки. Плазменные частоты были выбраны таким образом, чтобы первая оболочка имела диэлектрическую проницаемость $\epsilon_2 = 0,2$ на длине волны $\lambda = 500$ нм, а вторая – $\epsilon_3 = 0,2$ на длине волны $\lambda = 625$ нм. Внешние радиусы оболочек $R_2 = 107,5$ нм и $R_3 = 131,5$ нм были получены из условия отсутствия дипольного электрического компонента в рассеянии для света с длинами волн $\lambda = 500$ нм и $\lambda = 625$ нм. Ссылаясь на работу [32], авторы утвер-

ждают, что современные нанотехнологии позволяют получить оболочки соответствующих толщин. Рассматривались два случая – малых ($\gamma_j = 10^{-4}\omega_{pj}$) и умеренных ($\gamma_j = 10^{-2}\omega_{pj}$) омических потерь. Рассчитывалась эффективность рассеяния в зависимости от длины волны в интервале $\lambda = 420\text{--}830$ нм. Расчеты проводились аналитически с использованием строгой теории Ми и, для проверки правильности, численно с использованием коммерческого пакета программ (finite-integration-technique commercial software) [33]. Чтобы понять, насколько оболочки из метаматериалов уменьшают рассеяние, рассчитывались сечения рассеяния для ядра без оболочек и для однородной частицы радиуса $R_3 = 131,5$ нм, целиком состоящей из диэлектрика с $\epsilon_1 = 3$.

Результаты расчетов показывают, что использование двухслойной оболочки позволяет резко снизить рассеяние для излучения двух длин волн независимо от угла наблюдения и поляризации падающего пучка. Сечение рассеяния уменьшается приблизительно в 30 раз для $\lambda = 500$ нм и в 120 раз для $\lambda = 625$ нм по сравнению с сечением рассеяния ядра, а по сравнению с сечением рассеяния диэлектрической частицы – в 142 и 512 раз соответственно. При этом умеренные потери не оказывают существенного влияния на уровень рассеяния для этих двух длин волн ([31], рис. 1). Кроме того, два минимума в зависимости эффективности рассеяния от длины волны не являются острыми, т. е. ядро в оболочках практически не рассеивает свет в двух интервалах длин волн (например, один из этих интервалов 480–520 нм). Таким образом, это явление не носит резко выраженного резонансного характера.

В статье [31] представлены также распределения амплитуд и фаз электрического и магнитного полей в ближней зоне для случаев рассеяния падающей плоской волны с $\lambda = 500$ и 625 нм на сложной частице, ядре и диэлектрической частице. При наличии двухслойной оболочки уже в ближней зоне происходит восстановление однородной амплитуды электрического поля и фазы, отвечающей плоской волне ([32], рис. 2 и 3). Для $\lambda = 625$ нм такое восстановление происходит на более близких расстояниях от частицы, поскольку в этом случае размер частицы меньше по отношению к длине волны и возмущающее поле частицы в большей степени определяется электрическим дипольным компонентом, который аннулируется за счет конструкции оболочек. Для $\lambda = 500$ нм размер частицы больше по отношению к длине волны, чем в случае $\lambda = 625$ нм, и неаннулированные мультипольные компоненты вносят в рассеяние более заметный вклад, что приводит к большим возмущениям поля и к большей наблюдаемости частицы на $\lambda = 500$ нм.

В целом авторы делают вывод, что при использовании многослойных плазмонных оболочек становится возможным резко снизить рассеяние света диэлектрической частицей для нескольких длин волн оптического диапазона. Отмечено, что результаты могут быть непосредственно распространены на область более низких частот путем реализации плазмонных оболочек из метаматериалов, таких, например, как рассматривались в [34]. Поскольку возмущение падающего поля для нескольких длин волн “невидимости” имеет место только в ближней зоне частицы, условия невидимости будут выполняться и для ансамбля одинаковых частиц, суммарный размер которых может быть больше длины волны [30]. Такой ансамбль мог бы быть исследован экспериментально для подтверждения рассматриваемых идей. В качестве возможных областей приложения рассматриваемых идей авторы предполагают проблемы камуфлирования и неразрушающего анализа в нанооптике.

Заключение

В первой части обзора рассмотрена история развития идей о возможности создания невидимых или малозаметных объектов, размер которых меньше или порядка длины волны электромагнитного излучения. Показано, что первая основная идея – подавление электрического дипольного компонента в рассеянии света объектом – была сформулирована задолго до того, как появилась вновь в 2005 г. в связи с исследованиями в области разработки метаматериалов. Более того, и вторая основная идея – идея использования плазмонных материалов как материалов с отрицательной диэлектрической проницаемостью для оболочек – также высказывалась и использовалась в 1970–1980-х годах.

Новая волна интереса к таким объектам связана с возможностями нанотехнологий, позволяющих создавать метаматериалы с заданной структурой, элементы которой имеют размеры меньше, чем длина волны электромагнитного излучения. При этом современный уровень развития электронной вычислительной техники и программного обеспечения позволяет по заданной структуре метаматериала рассчитывать его электромагнитные свойства. Это позволяет прогнозировать и реализовывать структуры, обладающие интересными электромагнитными свойствами.

Авторы работ по созданию невидимых или малозаметных объектов, размер которых меньше или порядка длины волны излучения, отмечают ряд преимуществ этого направления по сравнению с другими направлениями работы по электромагнитной

маскировке. Среди этих преимуществ они отмечают нерезонансный характер явления невидимости, а именно его относительно малую чувствительность к изменению частоты излучения в определенных пределах и к несовершенству формы маскируемой частицы (ядра), а также относительную “простоту” изготовления таких объектов по сравнению с аналогичными объектами других типов. Однако в целом вопрос о преимуществах довольно спорен. Действительно, еще М. Kerker и С.Г. Blatchford показали в 1982 г., что оболочки из реального плазмонного материала (серебра) хотя и позволяют получить чрезвычайно низкий уровень рассеяния, но приводят к эффективности поглощения, которая на порядки выше эффективности рассеяния. Авторы современных работ обходят молчанием вопрос о поглощении света частицами. Возможно, вопрос об уменьшении поглощения удастся решить путем создания соответствующих метаматериалов для той или иной области частот. Другим недостатком рассматриваемого подхода является ограничение, накладываемое на размеры объекта, который должен быть меньше или порядка длины волны излучения (вообще говоря, чем меньше размер объекта, тем лучше).

Следует также отметить, что, по нашим сведениям, нет литературных данных о попытках экспериментальной реализации невидимых в вакууме объектов, размер которых был бы меньше или порядка длины волны электромагнитного излучения. По-видимому, в экспериментальном плане в настоящее время можно говорить только о малозаметных объектах в матрице. Примером могут служить частицы, окруженные диффузионными зонами, в ходе фазового разделения в стеклах, для которых электрический дипольный компонент в рассеянии света отсутствует, что приводит к аномально низкому рассеянию света в таких системах.

В других подходах к реализации электромагнитной маскировки объектов, которые будут рассмотрены во второй части обзора, нет прямых ограничений на размер маскируемых объектов, связанных с длиной волны излучения.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *Alù A., Engheta N.* Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings // *Phys. Rev. E.* 2005. V. 72. № 1. 016623 (9).
2. *Leonhardt U.* Optical conformal mapping // *Science.* 2006. V. 312. № 5781. P. 1777–1780.
3. *Pendry J.B., Schurig D., Smith D.R.* Controlling electromagnetic fields // *Science.* 2006. V. 312. № 5781. P. 1780–1782.
4. *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.
5. *Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J.* Low frequency plasmons in thin-wire structures // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1998. V. 10. № 22. P. 4785–4809.
6. *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.
7. *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.
8. *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* Experimental verification of a negative index of refraction // *Science.* 2001. V. 292. № 5514. P. 77–79.
9. *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.
10. *Жулин А.А., Шенилов М.П.* Метаматериалы с отрицательным показателем преломления // *Оптический журнал.* 2008. Т. 75. № 4. С. 57–70.
11. *Fante R.L., McCormack M.T.* Reflection properties of the Salisbury screen // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1988. V. 36. № 10. P. 1443–1454.
12. *Born M., Wolf E.* Principles of optics. N.Y.: Pergamon Press, 1964. 620 p. Перевод: Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
13. *Ward J.* Towards invisible glass // *Vacuum.* 1972. V. 22. № 9. P. 369–375.
14. *Andreev N.S.* Scattering of visible light by glasses undergoing phase separation and homogenization // *J. Non-Cryst. Solids.* 1978. V. 30. № 2. P. 99–126.
15. *Walker C.B., Guinier A.* An x-ray investigation of age hardening in alag // *Acta Met.* 1953. V. 1. № 5. P. 568–577.
16. *Шампилов А.В.* Аномальное рассеяние как случай рассеяния на системе частиц // *Опт. и спектр.* 1962. Т. 13. № 5. С. 728–733.
17. *Goldstein M.* Theory of scattering for diffusion-controlled phase separation // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. № 7. P. 1928–1934.
18. *Boren C.F., Huffman D.R.* Absorption and scattering of light by small particles. N.Y.: Wiley, 1983. Перевод: Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
19. *Kerker M.* Invisible bodies // *JOSA.* 1975. V. 65. № 4. P. 376–379.

20. *Chew H., Kerker M.* Abnormally low electromagnetic scattering cross sections // *JOSA*. 1976. V. 66. № 5. P. 445–449.
21. *Kerker M., Blatchford C.G.* Elastic scattering, absorption, and surface-enhanced Raman scattering by concentric spheres comprised of a metallic and a dielectric region // *Phys. Rev. B*. 1982. V. 26. № 8. P. 4052–4063.
22. *Aden A.L., Kerker M.* Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres // *J. Appl. Phys.* 1951. V. 22. № 10. P. 1242–1246.
23. *Alù A., Engheta N.* Polarizabilities and effective parameters for collections of spherical nanoparticles formed by pairs of concentric double-negative, single-negative, and/or double positive metamaterial layers // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. № 9. 094310 (12).
24. *Alù A., Engheta N.* Erratum: “Polarizabilities and effective parameters for collections of spherical nanoparticles formed by pairs of concentric double-negative, single-negative, and/or double positive metamaterial layers” [*J. Appl. Phys.* 97, 094310 (2005)] // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99. № 6. 069901 (1).
25. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // *Успехи физ. наук*. 1967. Т. 92. № 3. С. 517–526.
26. *Zhou X., Hu G.* Design for electromagnetic wave transparency with metamaterials // *Phys. Rev. E*. 2006. V. 74. № 1. 026607 (8).
27. *Maxwell Garnett J.C.* Colours in metal glasses and in metallic films // *Philos. Trans. R. Soc. Ser. A*. 1904. V. 203. P. 385–420.
28. *Zhou X., Hu G.* Linear and nonlinear dielectric properties of particulate composites at finite concentration // *Appl. Math. and Mech.* 2006. V. 27. № 8. P. 1021–1030.
29. *Alù A., Engheta N.* Plasmonic materials in transparency and cloaking problems: mechanism, robustness, and physical insights // *Optics Express*. 2007. V. 15. № 6. P. 3318–3332.
30. *Alù A., Engheta N.* Cloaking and transparency for collection of particles with metamaterial and plasmonic covers // *Optics Express*. 2007. V. 15. № 12. P. 7578–7590.
31. *Alù A., Engheta N.* Multifrequency optical invisibility cloak with layered plasmonic shells // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. № 11. 113901 (4).
32. *Caruso F., Spasova M., Salgueirico-Maceira V., Liz-Marzán L.M.* Multilayer assemblies of silica-encapsulated gold nanoparticles on decomposable colloid templates // *Advanced Materials*. 2001. V. 13. № 14. P. 1090–1094.
33. CST Design Studio™ 2006B, www.cst.com.
34. *Silveirinha M.G., Alù A., Engheta N.* Parallel-plate metamaterials for cloaking structures // *Phys. Rev. E*. 2007. V. 75. № 3. 036603 (16).