

НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА НА НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД И В НАНОСТРУКТУРНОМ СЛОЕ С БЛИЗКИМ К НУЛЮ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

О. Н. Гадомский, И. В. Гадомская*

*Ульяновский государственный университет
432017, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 7 июня 2013 г.
после переработки 9 января 2014 г.

Выведены формулы для амплитуд отражения и преломления света на неоднородной границе раздела двух сред и в наноструктурном слое с близкими к нулю показателями преломления. Полученные формулы применены для объяснения экспериментальных спектров незеркального отражения света на примере наноструктурного слоя (PMMA + Ag) с наночастицами серебра на поверхности кремния. Показано, что в наноструктурном слое формируется поверхностная волна при различных углах падения света и слой с близким к нулю показателем преломления является просветляющим покрытием, обеспечивающим равномерное 5% просветление кремния в диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм.

DOI: 10.7868/S00444451015020017

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что формулы Френеля, связывающие амплитуды внешней плоской волны с амплитудами прошедшей и отраженной волн, справедливы на резкой однородной границе раздела двух сред. Эти формулы точны при всех углах падения внешней волны за исключением углов вблизи угла Брюстера [1, 2], что обнаружено в различных прецизионных экспериментах, начиная с опытов Рэлея [1, 2]. Для объяснения этой аномалии в формулах Френеля было необходимо учесть дискретно-непрерывный слой вблизи границы раздела двух сред. Оптические свойства волн на границе раздела двух сред при учете такого дискретно-непрерывного слоя обусловлены пересмотром граничных условий и представлены как эффект ближнего поля [3]. На основании указанных выше теоретических и экспериментальных работ можно утверждать, что понятие резкой однородной границы раздела двух сред является идеализацией и в реальных условиях граница раздела двух сред должна рассматриваться как неоднородная поверхность. Особыми свойствами в этом смысле обладают границы оптических сред с показате-

лем преломления вблизи нуля. Как показано в работе [3], в макроскопической электродинамике сплошных сред, когда оптическая среда рассматривается как непрерывная среда, содержится систематическая погрешность в определении показателя преломления. Дело в том, что с точки зрения макроскопической электродинамики каждая точка наблюдения внутри сред должна быть обнесена мысленной сферой Лоренца, внутри которой располагаются дискретным образом распределенные структурные элементы среды (атомы, молекулы, наночастицы), и результирующее поле диполей, которое создается этими структурными элементами, в общем случае отлично от нуля при различных типах симметрии в их распределении. Кулоновское поле всех диполей, пропорциональное $1/R_a^3$ (R_a — расстояние от центра сферы Лоренца до a -го диполя), и западающее поле диполей, пропорциональное $1/R_a^2$, действительно обращаются в нуль. А вот суммарное поле диполей, составленное из полей, пропорциональных $1/R_a$, не обращается в нуль ни при каких типах симметрии в распределении структурных элементов. Таким образом, в строгой теории оптическая среда должна рассматриваться как дискретно-непрерывная среда, что приводит к значительному усложнению теории. Если уравнение распространения электромагнитных волн в среде не содержит

*E-mail: gadomsky@mail.ru

дискретных включений, то это означает, что в определении показателя преломления учтена систематическая погрешность. Это, в свою очередь, означает, что вблизи нуля показатель преломления является случайной величиной, граница такой среды неоднородна и требуется пересмотр граничных условий. В нашем рассмотрении граничные условия определены с помощью теоремы погашения, содержащей поверхностный интеграл, преобразованный из соответствующего объемного интеграла [4].

В работах [5–8] показано, что синтезируемые по нашей технологии [9] композитные материалы с наночастицами серебра в полимерную матрицу полиметилметакрилата обладают квази нулевым показателем преломления. Экспериментально обнаружены интерференция света в толстых (около 50 мкм) композитных слоях, на поверхности стекла и кремния [6, 7], усиленное оптическое пропускание композитного слоя [5, 7], когда оптическое пропускание композитного слоя с наночастицами серебра выше оптического пропускания слоя той же толщины из полиметилметакрилата, равномерное широкополосное оптическое просветление в диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм стекла и кремния [5], разное оптическое пропускание композитного слоя во встречных направлениях [5], повышение на 25 % генерации электрической энергии в течение светового дня кремниевых солнечных элементов [8], усиление и фокусировка света в композитном слое [5], слабая зависимость отражения и пропускания света в композитном слое от углов падения света и показателей преломления обрамляющих сред.

Следует отметить экспериментальные работы [10–18], в которых достигается близкий к нулю показатель преломления в узком диапазоне длин волн, а также проявлен значительный интерес к разработке технологии изготовления таких метаматериалов. Отличительной особенностью метаматериалов, синтезируемых по нашей технологии, является то, что отмеченные выше свойства этих материалов обнаруживаются в широком диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм. Отметим также, что синтезируемый нами материал обладает высокой прозрачностью (показатель поглощения около 10^{-3}), не обладает дисперсией, изотропен и является немагнитным материалом. Все перечисленные свойства синтезируемых нами материалов указывают на то, что в слоях из этих материалов обнаруживаются эффекты, теоретически показанные в работе [19] как идеальное оптическое просветление.

Нами разрабатывается теоретический подход, способный объяснить указанные свойства синтези-

руемых нами материалов, чему и посвящена данная статья. Одним из основных положений этого теоретического подхода является теоретическая модель металлического кластера, в которой получена формула для эффективной поляризуемости свободных электронов, движущихся внутри сферической наночастицы. Для наночастицы серебра параметры электрических дипольных квантовых переходов найдены с помощью экспериментальной работы [20], где наблюдались спектры рассеяния света изолированными частицами серебра различных радиусов от 20 до 80 нм. Параметры электрических дипольных переходов для сферических наночастиц малого радиуса вычислены с помощью полученных нами интерполяционных формул [21, 22]. Как показано в работе [22], при малых радиусах сферических наночастиц серебра в диапазоне радиусов от 2 нм до 12.5 нм в спектре наночастиц обнаруживается отрицательная дисперсия эффективной поляризуемости, при этом ее мнимая часть отрицательна. Это означает, что экстинкция этих наночастиц становится отрицательной, что и является причиной усиленного оптического пропускания композитного слоя, обнаруженного в [5, 7]. Нам известны теоретические работы [23–31], в которых используется понятие электронной поляризуемости свободных электронов в металлических частицах, однако в них не учитывается возможность возникновения отрицательной дисперсии электронной поляризуемости. Физический смысл отрицательной дисперсии в наночастицах становится более понятным, если рассматривать ее возникновение на примере двухатомного кластера в поле оптического излучения [32, 33]. В этих работах показано, что взаимодействие между атомами в поле оптического излучения приводит не только к изменению энергетического спектра кластера, но и к изменению естественной ширины резонанса. В результате образуются состояние, в котором кластер не излучает (экстинкция равна нулю), область отрицательной дисперсии (экстинкция отрицательная) и область положительной дисперсии (экстинкция положительная). Наличие отрицательной дисперсии, а следовательно, усиление света кластером не противоречит закону сохранения энергии, хотя оба атома в кластере находятся в основном состоянии. Дополнительная энергия дипольного излучения кластера в области отрицательной дисперсии образуется в результате подавления радиационного трения, известного в электродинамике взаимодействующих движущихся зарядов [34]. Для двухатомного кластера приращение энергии дипольного излучения по сравнению с энергией внешнего излучения

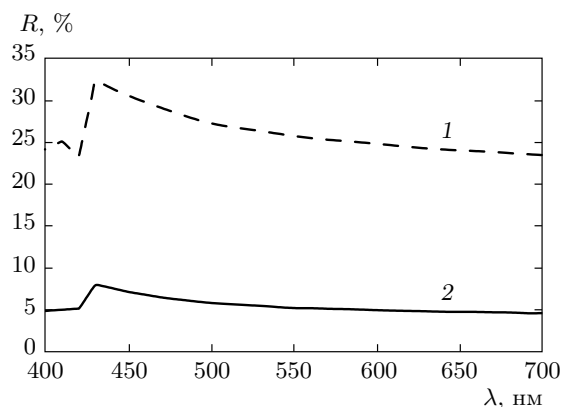


Рис. 1. Экспериментальные спектры незеркального отражения света от поверхности монокристаллического кремния (кривая 1) и поверхности монокристаллического кремния с композитной пленкой (PMMA + Ag) (кривая 2). Свет падает на поверхность образцов под углом 45° , а отражение фиксируется по направлению нормали к поверхности, т. е. под углом 0° . Толщина пленки 30 мкм

невелико, всего лишь порядка 10^{-20} эрг, однако в металлических наночастицах серебра, где присутствуют свыше нескольких тысяч свободных электронов, взаимодействующих между собой в поле излучения, этот эффект усиления значительно возрастает. Как показано ниже, применяемая нами теория металлического кластера [21, 22] позволяет объяснить возникновение квазиулевого показателя преломления композитного материала.

Данная статья посвящена решению двух граничных задач с неоднородными границами, обусловленными случайными положительными значениями показателя преломления вблизи его нулевого значения. Первая граничная задача решается на границе раздела двух сред, одна из которых обладает квазиулевым показателем преломления, а вторая граничная задача решается для слоя с квазиулевым показателем преломления на поверхности полубесконечной подстилающей среды.

На рис. 1 представлен экспериментальный спектр незеркального отражения света от поверхности монокристаллического кремния, когда внешняя волна падает на эту поверхность под углом 45° , а отраженная волна фиксируется в нормальном направлении при равном нулю угле отражения. Мы покажем, что явление незеркального отражения света описывается с помощью полученных ниже формул для амплитуд отраженной волны.

Будем отличать явление незеркального отраже-

ния света от так называемого диффузионного отражения [2, 5], которое наблюдается на границе раздела двух сред, содержащей неоднородности, размеры которых сравнимы с длиной волны внешнего излучения. В этих случаях для описания явлений отражения и преломления света используются, как правило, численные методы моделирования.

На рис. 1 представлен также спектр отражения кремния, покрытого наноструктурной пленкой из композитного материала (PMMA + Ag), синтезированного по разработанной нами технологии. Толщина пленки 30 мкм, сферические наночастицы серебра равномерно распределены в полимерной матрице, весовое содержание серебра 3%. Как видно из рис. 1, такая пленка равномерно просветляет поверхность кремния, понижая отражательную способность кремния с 30% до 5%. Ниже будет показано, что этот эффект оптического просветления обусловлен формированием в композитной пленке значений показателя преломления, близких к нулю. Оптические спектры рис. 1 измерялись на спектрофотометре X-Rite при тождественных условиях облучения и считывания сигнала отраженного излучения. Вначале измерялся спектр отражения монокристаллического кремния под нулевым углом к поверхности при облучении этой поверхности под углом 45° . Затем на поверхность монокристаллического кремния методом пневматического распыления жидкой наносuspension композитного материала наносился слой из этого материала. После сушки и затвердевания слоя измерялся спектр отражения образца при тождественных условиях облучения.

2. ТЕОРЕМА ПОГАШЕНИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Решим поставленную граничную задачу с помощью уравнения распространения электромагнитных волн [1, 3]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t) + \int \text{rot rot} \frac{N\alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dV', \quad (1)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля в точке наблюдения \mathbf{r} внутри или вне полубесконечной среды с показателем преломления n , $\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля внешней волны, N — концентрация структурных элементов среды, α — их поляризуемость, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, \mathbf{r}' — точка внутри среды или на ее поверхности, c — скорость света в вакууме. Дифференцирование в уравнении (1) ведется по координатам точки наблюдения. Мо-

делирование показателя преломления среды, включающей наночастицы, будет проведено ниже. Заметим здесь лишь то, что вектор поляризации $\mathbf{P} = N\alpha\mathbf{E}$ композитной среды состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое определяется ролью наночастиц серебра, а второе слагаемое — ролью полимерной матрицы. В соответствии с уравнением (1) оптическая среда является сплошной, т. е. не содержит включений, связанных с дискретным распределением наночастиц в окрестности точки наблюдения. Это означает, что в определении показателя преломления содержится систематическая погрешность, поэтому будем считать показатель преломления среды случайной величиной, принимающей квази нулевые положительные значения, включая также нулевое значение.

Представим волну поляризации \mathbf{P} внутри среды как

$$\mathbf{P} = (n^2 - 1)k_0^2 \mathbf{Q}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω — частота внешней волны, $\mathbf{Q}(\mathbf{r})$ — некоторая функция координат, удовлетворяющая следующим условиям:

$$\nabla^2 \mathbf{Q} + n^2 k_0^2 \mathbf{Q} = 0, \quad \text{div } \mathbf{Q} = 0. \quad (3)$$

Далее, следуя методу Эвельда–Озеена [1], получим известную в оптике теорему погашения [1]:

$$\mathbf{A}_I + \text{rot rot} \int_{\Sigma} \left\{ \mathbf{Q} \frac{\partial G}{\partial \nu'} - G \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \nu'} \right\} dS' = 0, \quad (4)$$

где Σ — поверхность полубесконечной среды, $G = \exp(ik_0 R)/R$, символ $\partial/\partial \nu'$ означает дифференцирование по внешней нормали к поверхности Σ , \mathbf{A}_I — координатная часть функции $\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_I \exp(-i\omega t)$.

Представим внешнюю волну как

$$\mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_{0I} \exp \{ i [k_0(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_I) - \omega t] \}, \quad (5)$$

где \mathbf{s}_I — единичный вектор с компонентами

$$s_{xI} = -\sin \theta_I, \quad s_{yI} = 0, \quad s_{zI} = -\cos \theta_I, \quad (6)$$

θ_I — угол падения, xz — плоскость падения.

Поле внутри среды имеет вид

$$\mathbf{E} = 4\pi k_0^2 \mathbf{Q}_0 \exp \{ i [k_0 n(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_T) - \omega t] \}, \quad (7)$$

где \mathbf{s}_T — единичный вектор вдоль направления распространения преломленной волны,

$$s_{xT} = -\sin \theta_T, \quad s_{yT} = 0, \quad s_{zT} = -\cos \theta_T, \quad (8)$$

θ_T — угол преломления.

Введем в рассмотрение единичный вектор \mathbf{s} с компонентами

$$s_x = -\sin \varphi, \quad s_y = 0, \quad s_z = -\cos \varphi, \quad (9)$$

где φ — угол, определяемый как

$$n \sin \theta_T = \sin \varphi. \quad (10)$$

Поверхностный интеграл в теореме погашения (4) может быть вычислен либо с помощью принципа стационарной фазы [1], либо точно [35]. В результате имеем

$$\mathbf{I} = -2\pi \frac{\sin(\varphi + \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} \mathbf{Q}_0 \exp[ik_0(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s})]. \quad (11)$$

После подстановки (11) в (4) получим следующее равенство:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{0I} \exp \{ ik_0 \mathbf{r} \cdot (\mathbf{s}_I - \mathbf{s}) \} = \\ = \frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi + \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} [\mathbf{T}_0 - \mathbf{s}(\mathbf{s} \cdot \mathbf{T}_0)], \end{aligned} \quad (12)$$

где $\mathbf{T}_0 = 4\pi k_0^2 \mathbf{Q}_0$ — амплитуда преломленной волны.

Используем теорему погашения (12) для описания оптических свойств неоднородной границы раздела двух сред.

3. ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА НА НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Для однородной границы раздела двух сред имеем

$$\mathbf{s}_I = \mathbf{s}, \quad \varphi = \theta_I, \quad n \sin \theta_T = \sin \theta_I \quad (13)$$

и с помощью равенства (12) получим известные формулы Френеля для преломления [1].

Для неоднородной границы раздела двух сред равенства (13) нарушаются и для s -поляризованных волн получим следующую формулу [4]:

$$A_{\perp} b_0 = \frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi + \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} T_{\perp}, \quad (14)$$

где

$$b_0 = \exp \{ ik_0 \mathbf{r} \cdot (\mathbf{s}_I - \mathbf{s}) \}. \quad (15)$$

Для p -поляризованных волн из теоремы погашения (12) получим формулы преломления [4]

$$A_{\parallel} b_0 = \frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi + \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} \frac{\sin \varphi}{\sin \theta_I} \cos(\varphi - \theta_T) T_{\parallel}, \quad (16a)$$

$$A_{\parallel} b_0 = \frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi + \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} \frac{\cos \varphi}{\cos \theta_I} \cos(\varphi - \theta_T) T_{\parallel}. \quad (16b)$$

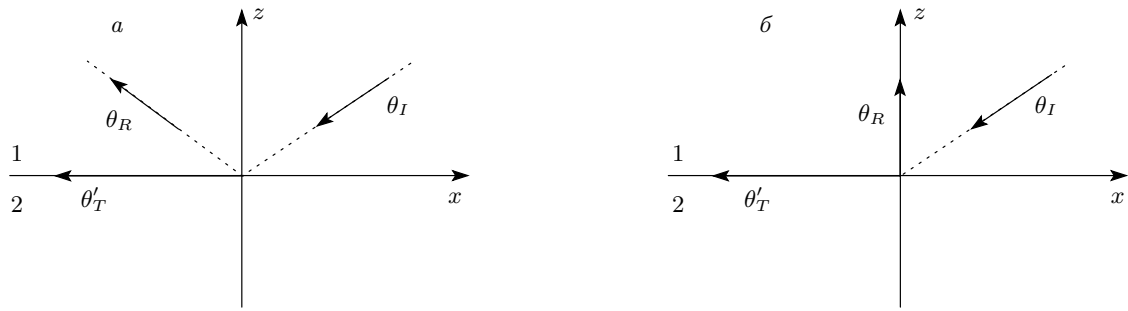


Рис. 2. Зеркальное (а) и незеркальное (б) отражение света на границе вакуум–среда с квазиулевым показателем преломления. θ_I, θ_R — углы падения и отражения, θ'_T — действительная часть комплексного угла преломления ($\theta'_T = \pi/2$)

В соответствии с формулами (16а), (16б) в случае нарушения условий однородности границы раздела двух сред (13) имеем две преломленные волны, амплитуды которых различны.

При $b_0 = 1, \varphi = \theta_I$ формулы (14), (16) совпадают с соответствующими формулами Френеля [1] и, таким образом, имеем одну преломленную волну с соответствующей амплитудой T_{\parallel} .

Для вычисления поля отраженной волны вернемся к уравнению (1) и поместим точку наблюдения вне среды. Вне среды ($z > 0$) поле

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_I(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_R(\mathbf{r}, t),$$

где $\mathbf{E}_R(\mathbf{r}, t)$ — поле отраженной волны, определяемое объемным интегралом, в котором оператор rot rot может быть вынесен за знак интеграла. Используем теперь ту же процедуру вычисления объемного интеграла, но теперь в соответствующих выражениях следует заменить $z' = -r$ на $z' = r$. Это эквивалентно замене s_z на $-s_z$, т. е. замене φ на $\varphi = \theta_R$, где θ_R — угол отражения. Единичный вектор \mathbf{s}_R вдоль направления отражения имеет компоненты

$$\begin{aligned} s_{xR} &= -\sin \theta_R = -\sin \varphi, & s_{yR} &= 0, \\ s_{zR} &= \cos \theta_R = \cos \varphi. \end{aligned} \tag{17}$$

Амплитуда поля отраженной волны после соответствующих вычислений приобретает вид

$$\mathbf{A}_{0R} = -\frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi - \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} [\mathbf{T}_0 - \mathbf{s}_R(\mathbf{s}_R \cdot \mathbf{T}_0)]. \tag{18}$$

Для s -поляризованных волн получим следующую формулу из соотношения (18):

$$R_{\perp} = -\frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi - \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} T_{\perp}.$$

Чтобы найти соотношение между R_{\perp} и A_{\perp} , используем формулу (14). В результате получим, что

$$R_{\perp} = A_{\perp} b_0 r_{12}^{\perp},$$

где

$$r_{12}^{\perp} = \frac{\cos \varphi - n \cos \theta_T}{\cos \varphi + n \cos \theta_T} \tag{19}$$

— коэффициент отражения от неоднородной границы раздела двух сред 1 и 2, где средой 1 является вакуум, а средой 2 — полубесконечная среда с показателем преломления n . Чтобы перейти от формулы (19) к соответствующей формуле Френеля для амплитуды отражения s -поляризованных волн, достаточно заменить в формуле (19) φ на θ_I .

Для p -поляризованных отраженных волн получим следующую формулу:

$$R_{\parallel} = -\frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi - \theta_T)}{\cos \varphi \sin \theta_T} \cos(\theta_R - \theta_T) T_{\parallel}. \tag{20}$$

Теперь после подстановки в (20) амплитуд прошедших волн (16) получим формулы для двух отраженных p -поляризованных волн, определяемых с помощью p -поляризованной амплитуды падающей волны [4].

Предположим, что угол φ фиксирован, тогда из равенств

$$n \sin \theta_T = \sin \varphi, \quad \varphi_R = \pi - \varphi \tag{21}$$

при $\varphi \neq \theta_I$ получим также иные направления отражения и преломления падающей волны по сравнению с известными углами отражения и преломления на однородной границе раздела двух сред. При этом две p -поляризованные волны при отражении и преломлении совпадают по направлению и различаются только амплитудами. На рис. 2 представлены на-

правления распространения отраженных и преломленных волн на границе вакуум–среда с квази нулевым показателем преломления для случаев зеркального и незеркального отражения. При действительном угле φ и малых значениях n , как следует из (21), угол преломления может быть комплексным. Тогда действительная часть угла преломления равна $\theta'_T = \pi/2$, т. е. преломленная волна распространяется вдоль поверхности (рис. 2).

3.1. Поверхностная электромагнитная волна на границе вакуум–среда с квази нулевым показателем преломления

Рассмотрим зеркальную компоненту отражения с углом отражения $\varphi_R = \pi - \theta_I$ при $\varphi = \theta_I$, где θ_I — угол падения плоской волны. При выполнении закона Снеллиуса $\sin \theta_I = n \sin \theta_T$ и квази нулевым значением n образуются две области значений угла преломления θ_T . При $\theta_I < \bar{\theta}_I$, где $\bar{\theta}_I$ — предельный угол падения, определяемый из соотношения $\sin \bar{\theta}_I = n_2$, угол преломления является вещественным, а при $\theta_I > \bar{\theta}_I$ — мнимым, т. е.

$$\cos \theta_T = i \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_I}{n^2} - 1}. \quad (22)$$

Представим угол преломления как $\theta_T = \theta'_T + i\theta''_T$, тогда при $\theta_I \geq \bar{\theta}_I$ имеем $\theta'_T = \pi/2$ (направление распространения волны) и равенство

$$\text{sh } \theta''_T = \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_I}{n^2} - 1} \quad (23)$$

определяет направление затухания волны внутри среды. Таким образом, при всех углах падения $\theta_I \geq \bar{\theta}_I$ на границе вакуум–среда с квази нулевым показателем преломления формируется поверхностная волна, распространяющаяся вдоль границы. Эта волна является неоднородной, поскольку направление распространения не совпадает с направлением затухания. При $\theta_I = \bar{\theta}_I$ имеем $\theta''_T = 0$, т. е. направление затухания совпадает с нормалью к поверхности.

Рассмотрим также случай, когда электромагнитная волна падает из среды с квази нулевым показателем преломления n на границу среды с некоторым показателем преломления n_3 . Тогда имеем соотношение $n \sin \theta_I = n_3 \sin \theta_{T3}$, где θ_{T3} — угол преломления в среде с показателем преломления n_3 . При $n \rightarrow 0$ получим, что угол преломления $\theta_{T3} \rightarrow 0$ при любых значениях угла падения θ_I .

4. ОГИБАНИЕ СВЕТОМ ГРАНИЦЫ СРЕДЫ С КВАЗИ НУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Дифракция представляет собой огибание объектов определенной формы (отверстия различной формы, клин, полуплоскость и т. д.) электромагнитными волнами [1]. Принципиально иная ситуация возникает при огибании неограниченных объектов, например, границы полубесконечной среды с квази нулевым показателем преломления. Покажем, что огибание волной (wave flow) плоской границы среды с квази нулевым показателем преломления может быть описано с помощью приведенных ниже формул.

В соответствии с (14), (16) имеем следующие формулы для амплитуд пропускания в случае s - и p -поляризованных волн:

$$T_{\perp} = \frac{2 \cos \varphi \sin \theta_T}{\sin(\varphi + \theta_T)} A_{\perp} b_0, \quad (24a)$$

$$T_{\parallel}^{(1)} = \frac{2 \cos \varphi \sin \theta_T \sin \theta_I}{\sin(\varphi + \theta_T) \cos(\varphi - \theta_T) \sin \varphi} A_{\parallel} b_0, \quad (24b)$$

$$T_{\parallel}^{(2)} = \frac{2 \cos \varphi \sin \theta_T \sin \theta_I}{\sin(\varphi + \theta_T) \cos(\varphi - \theta_T) \cos \varphi} A_{\parallel} b_0. \quad (24c)$$

В соответствии с этими формулами в случае нарушения условий однородности границы раздела двух сред,

$$\mathbf{s}_I = \mathbf{s}, \quad \varphi = \theta_I, \quad n \sin \theta_T = \sin \theta_I, \quad (25)$$

имеем две p -поляризованные преломленные волны с разными амплитудами. Для однородной границы раздела двух сред формулы (24) совпадают с формулами Френеля [1] и вместо двух p -поляризованных волн имеем одну преломленную s - и p - поляризованную волну.

Формулы для амплитуд R_{\perp} и R_{\parallel} отраженных s - и p -поляризованных волн на неоднородной границе раздела двух сред имеют следующий вид:

$$R_{\perp} = \frac{\cos \varphi - n \cos \theta_T}{\cos \varphi + n \cos \theta_T} A_{\perp} b_0, \quad (26a)$$

$$R_{\parallel}^{(1)} = \frac{\cos \theta_T - n \cos \varphi}{\cos \theta_T + n \cos \varphi} \frac{\sin \theta_I}{\sin \varphi} A_{\parallel} b_0, \quad (26b)$$

$$R_{\parallel}^{(2)} = \frac{\cos \theta_T - n \cos \varphi}{\cos \theta_T + n \cos \varphi} \frac{\cos \theta_I}{\cos \varphi} A_{\parallel} b_0. \quad (26c)$$

При выполнении условий однородности границы раздела двух сред (25) формулы (26) переходят в формулы Френеля [1].

Выделим в формулах (26) область углов $\varphi \geq \bar{\varphi}$, где предельный угол $\bar{\varphi}$ определяется как $\sin \bar{\varphi} = n$.

Для этих углов угол преломления θ_T является комплексным. При этом

$$\cos \theta_T = i \sqrt{\frac{\sin^2 \varphi}{n^2} - 1}. \quad (27)$$

Подставляя это выражение в формулу (26а), получим

$$R_S = |R_\perp|^2 = 1, \quad (28)$$

т. е. отражательная способность границы раздела двух сред приобретает максимальное значение при всех углах $\varphi \geq \bar{\varphi}$. При достижении углом φ значения $\varphi = \pi/2$ имеем угол отражения $\theta_R = \pi - \varphi = \pi/2$, т. е. максимальное отражение света будет направлено вдоль границы раздела двух сред. При этом действительный угол преломления $\theta'_T = \pi/2$, а направление затухания будет определяться углом θ''_T с помощью соотношения

$$\text{sh } \theta''_T = \sqrt{\frac{\sin^2 \varphi}{n^2} - 1}. \quad (29)$$

Таким образом, на границе полубесконечной среды с квазиулевым показателем преломления образуется световая волна, распространяющаяся вдоль границы, которая не входит внутрь среды, т. е. световая волна огибает границу полубесконечной среды, при этом плоскость границы является неограниченной в направлениях, нормальных к этой плоскости.

Соотношение между углами φ и θ_I определяет степень неоднородности границы раздела двух сред вакуум–композит с квазиулевым показателем преломления. По-видимому, это соотношение должно определяться экспериментально. В соответствии с этим соотношением будет определяться отражательная способность границы в случае p -поляризованных волн $R_p^{(1)}$ и $R_p^{(2)}$, где

$$R_p^{(1)} = |R_\parallel^{(1)}|^2, \quad R_p^{(2)} = |R_\parallel^{(2)}|^2. \quad (30)$$

Как отмечено в работе [4], явление полного внутреннего отражения на границе вакуума и оптической среды с квазиулевым показателем преломления при учете того, что показатель преломления является непрерывной случайной величиной, принципиально отличается от этого явления в случае детерминированных значений показателей преломления двух сред. Это означает, что амплитуды отраженных волн (26) в случае комплексных углов преломления должны быть проинтегрированы по всем возможным значениям показателя преломления в интервале от нуля до некоторого предельного значения Δn . В результате такого преобразования отражательная способность s - и p -поляризованных волн

становится значительно меньше единицы, а пропускательная способность особенно p -компоненты волн, распространяющихся вдоль границы с ее внутренней стороны, стремится к единице. Это доказывает с помощью вычисления вектора Пойнтинга \mathbf{S} для точек наблюдения внутри и вне среды. В результате этих вычислений оказывается, что компоненты вектора Пойнтинга, усредненные по времени, S_{xI} , S_{xR} , S_{zR} отличны от нуля, а все остальные обращаются в нуль. Индексы « T » и « R » у величин в данном случае означают, что соответствующие величины вычислены для точек наблюдения соответственно внутри и вне среды. При этом вектор S_{xT} отрицателен, т. е. поверхностная волна направлена в отрицательном направлении оси x при соответствующих компонентах вектора \mathbf{s} падающей волны (6) и значительно больше величин S_{xR} и S_{zR} .

Эффект огибания светом поверхности представляет значительный интерес для решения проблемы маскировки тел, известной также как проблема плаща-невидимки (invisible cloak) [36]. Решение этой проблемы с помощью композитных материалов с квазиулевым показателем преломления для тел произвольной формы требует отдельного рассмотрения.

5. ОПТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ ВНУТРИ И ВНЕ СЛОЯ С КВАЗИУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Пусть плоскопараллельный слой вещества 2 находится между вакуумом (среда 1) и произвольной средой 3. Из вакуума на слой падает плоская волна, поляризованная перпендикулярно плоскости падения (случай s -поляризации). Обозначим посредством A_0 и A_1 амплитуды поля в падающей и отраженной волнах, θ_1 — угол падения волны в плоскости падения xz . Поле в слое складывается из преломленной волны (амплитуда A_2) и волны, отраженной от границы сред 2–3 (амплитуда A'_2).

Граничное условие на неоднородной поверхности 1–2 дает равенство вида

$$A'_2 = A_1 - r_{12} A_0 b_0. \quad (31)$$

При отражении от полубесконечной среды 2 волна A'_2 отсутствует, так что (31) определяет r_{12} как коэффициент отражения на границе сред 1–2:

$$r_{12} = \frac{\cos \varphi_2 - n_2 \cos \theta_{T2}}{\cos \varphi_2 + n_2 \cos \theta_{T2}}, \quad (32)$$

где угол φ_2 определен в слое как $\sin \varphi_2 = n_2 \sin \theta_{T2}$,

n_2 — показатель преломления слоя, θ_{T2} — угол преломления волны в слое.

Еще одно уравнение получается из (31) перестановкой A_1 с A_0 и заменой A'_2 на A_2 , что соответствует просто изменению знака z -компонент волнового вектора:

$$A_2 = b_0 A_0 - r_{12} A_1. \quad (33)$$

В среде 3 имеется только прошедшая волна. Для ее амплитуды A_3 имеем уравнения

$$\begin{aligned} A_2 \exp(i\beta_2) &= A_3 a', \\ A'_2 \exp(-i\beta_2) &= -r_{32} A_3 a', \end{aligned} \quad (34)$$

аналогичные уравнениям (31), (33) с $A_1 = 0$. Здесь a' — некоторая постоянная, смысл которой определим ниже. Экспоненциальный множитель учитывает изменение фазы волны на толщине слоя d_2 , причем

$$\beta_2 = k_0 d_2 n_2 \cos \theta_{T2}. \quad (35)$$

Исключая из уравнений (34) A_3 , имеем

$$A'_2 \exp(-i\beta_2) = r_{23} A_2 \exp(i\beta_2), \quad (36)$$

где $r_{23} = -r_{32}$. Из уравнений (31), (33), (36) найдем амплитуду отражения от слоя:

$$r = \frac{A_1}{b_0 A_0} = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(2i\beta_2)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(2i\beta_2)}. \quad (37)$$

Смысл постоянной r_{23} выясняется из того, что при $d_2 = 0$ амплитуда отражения (37) должна совпадать с коэффициентом отражения r_{13} от полубесконечной среды 3, следовательно,

$$r_{23} = \frac{r_{12} - r_{13}}{r_{12} r_{13} - 1}. \quad (38)$$

В частном случае, когда среды 2 и 3 прозрачные, все величины β_2 , r_{12} , r_{13} вещественны и r_{23} представляет собой коэффициент отражения на границе сред 2–3.

Коэффициент отражения r_{13} в соответствии с формулой (26а) имеет вид

$$r_{13} = \frac{\cos \varphi_3 - n_3 \cos \theta_{T3}}{\cos \varphi_3 + n_3 \cos \theta_{T3}}, \quad (39)$$

где угол φ_3 определен в подстилающей среде как $\sin \varphi_3 = n_3 \sin \theta_{T3}$, n_3 — показатель преломления подстилающей среды, θ_{T2} — угол преломления в этой среде.

Из уравнений (33), (34) найдем амплитуду пропускания слоя:

$$\frac{A_3}{A_0 b_0} = \frac{(1 - r_{12}^2) \exp(i\beta_2)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(2i\beta_2)}, \quad (40)$$

где $t_{12} = 1 + r_{12}$, $t_{23} = 1 + r_{23}$ — коэффициенты пропускания соответственно границ 1–2, 2–3. При этом постоянная $a' = (1 - r_{12}^2)/t_{12} t_{23}$.

Аналогичным образом с помощью уравнений (31), (33), (34) найдем и оптические поля внутри слоя с амплитудами A'_2 , A_2 .

Полученные формулы (37), (40) для коэффициентов отражения и пропускания слоя не связаны с какими-либо предположениями о свойствах сред 2 и 3, которые могут быть как прозрачными, так и поглощающими. В случае наличия поглощения действительный показатель преломления n_2 слоя следует заменить на комплексный показатель преломления $n_2 + i\kappa_2$, где κ_2 — показатель поглощения слоя. Аналогичным образом для поглощающей подстилающей среды вместо n_3 имеем $n_3 + i\kappa_3$, где κ_3 — показатель поглощения этой среды. Такое преобразование показателя преломления, а следовательно, и углов преломления не противоречит выводу формул на основе теоремы погашения (12) и уравнения (1). При $b_0 = 1$ и совпадении r_{12} и r_{23} с френелевскими коэффициентами полученные выше формулы для амплитуд отражения и пропускания слоя совпадают с известными формулами [37].

6. ИДЕАЛЬНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ В СЛОЯХ С НЕЗЕРКАЛЬНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ СВЕТА НА ИХ ГРАНИЦАХ

Обратимся к формуле (37) и исследуем ее свойства при точном обращении в нуль показателя преломления слоя. При $n_2 = 0$ имеем

$$r_{12} = -r_{23} \exp(2i\beta_2). \quad (41)$$

При выполнении условия (41) знаменатель в формуле (37) обращается в нуль, т. е. имеем неопределенность типа 0/0. Однако эта неопределенность устраняется и тогда получим, что при $n_2 = 0$ амплитуда отражения $r = 0$. При выполнении условия (41) амплитуда пропускания слоя (40) обращается в единицу, т. е. слой является абсолютно прозрачным. Будем называть условие (41) условием идеального оптического просветления слоя.

Отличительной особенностью эффекта идеального оптического просветления является также то, что оптическое просветление не зависит от оптических свойств подстилающей среды. Иными словами, если просветляющий слой обладает нулевым показателем преломления, то отражение света от поверхности любой подстилающей среды отсутствует, и если

условие идеального просветления (41) выполняется при различных длинах волн в некотором диапазоне длин волн, то полное отсутствие оптического отражения будет иметь место во всем этом диапазоне.

При малом отклонении показателя преломления слоя от нулевого значения амплитуда отражения становится близкой к единице. Это означает, что

$$\left(\frac{\partial r}{\partial n_2}\right)_{n_2=0} \rightarrow \infty.$$

Для устранения этой расходимости представим амплитуду отражения как волновой пакет амплитуд с показателем преломления n_2 в пределах малого интервала Δn_2 . Полагая, что коэффициенты r_{12} , r_{23} в формуле (37) не зависят от изменения показателя преломления в пределах этого интервала, а вся зависимость от n_2 содержится в экспоненциальных множителях, получим после интегрирования следующую формулу для амплитуды отражения слоя:

$$r_c = r_{12}\Delta n_2 + i\frac{1 - r_{12}^2}{2r_{12}k_0d_2 \cos \theta_{T2}} \times \ln \left| \frac{1 + r_{12}r_{23}\Phi_2^2}{1 + r_{12}r_{23}} \right|, \quad (42)$$

где

$$\Phi_2 = \exp(ik_0d_2\Delta n_2 \cos \theta_{T2}), \quad k_0 = 2\pi/\lambda,$$

λ — длина волны внешнего излучения.

Аналогичным образом вычислим амплитуду пропускания слоя и получим следующую формулу:

$$t_c = 1 + \frac{it_{12}t_{23}}{k_0d_2 \cos \theta_{T2}} F(r_{12}r_{23}), \quad (43)$$

где

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{x}} \left(\arctg \frac{\Phi_2}{\sqrt{x}} - \arctg \frac{1}{\sqrt{x}} \right), \quad x = r_{12}r_{23}.$$

Коэффициенты r_{12} , r_{23} в формулах (42), (43) зависят от показателя преломления слоя, равного одному из значений n_2 в пределах малого интервала Δn_2 .

Важным свойством полученных формул (42), (43) является их слабая зависимость от угла падения внешнего излучения при условии, что амплитуды A_0 падающего под определенным углом θ_1 излучения являются одинаковыми для разных углов θ_1 .

Определим направление распространения прошедшей в среду 3 волны в условиях незеркального отражения света на границах слоя и квази нулевых значений показателя преломления слоя. Поскольку

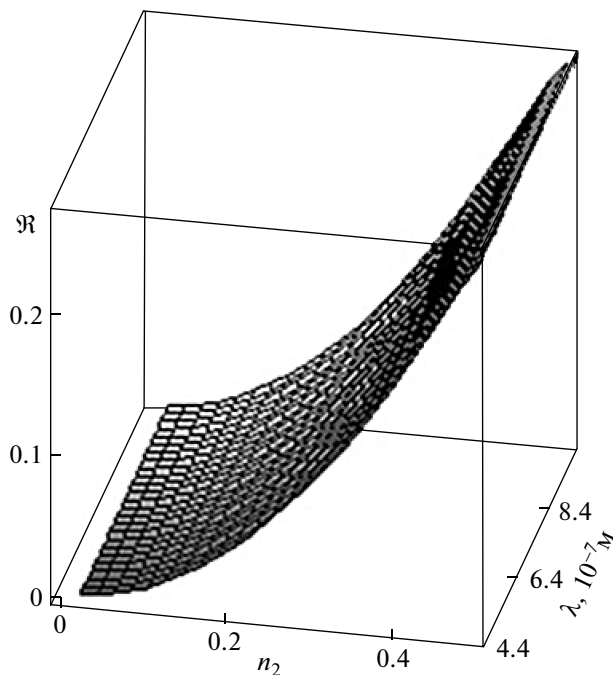


Рис. 3. Теоретическая зависимость отражательной способности слоя (PMMA + Ag) толщиной 30 мкм на поверхности кремния от показателя преломления слоя и длины волны внешнего излучения

$n_2 \sin \theta_{T2} = \sin \varphi$ и $n_3 \sin \theta_{T3} = \sin \varphi$, имеем равенство $n_2 \sin \theta_{T2} = n_3 \sin \theta_{T3}$. При $\theta_{T2} = \pi/2$ получим, что $n_2 = n_3 \sin \theta_{T3}$. Поэтому при $n_2 \rightarrow 0$ имеем $\sin \theta_{T3} = n_2/n_3$, т. е. направление распространения прошедшей волны практически нормально к поверхности раздела сред 2–3.

На рис. 3 представлена в зависимости от n_2 , λ отражательная способность слоя $\mathfrak{R} = |r_c|^2$, вычисленная по формуле (42) при толщине слоя $d_2 = 30$ мкм, когда в слое распространяется поверхностная волна в направлении $\theta_{T2} = \pi/2$. При этом отраженная волна распространяется в направлении внешней нормали к поверхности слоя, а прошедшая внутрь подстилающей среды волна распространяется под углом $\theta_{T3} \approx 0$. Видно, что при $n_2 = 0.23$ отражательная способность слоя (PMMA + Ag) на кремнии совпадает с экспериментальным значением $\mathfrak{R} = 0.05$ в широком диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм. Угол отражения света в этом эксперименте $\theta_R = \pi - \varphi$, $\varphi = 0$, угол преломления в слое $\theta_{T2} = \pi/2$ при $\varphi \geq \bar{\varphi}$, где предельный угол $\bar{\varphi}$ определяется из соотношения $\sin \bar{\varphi} = n_2$, $n_2 = 0.23$, $\sin \theta_{T3} = n_2/n_3$, показатель преломления кремния $n_3 = 3.4$. При этом, как видно из формулы (42), отражательная способность

слоя при нарушении условий однородности границ слоя (25) не зависит от угла падения света.

Таким образом, при незеркальном отражении света на границах слоя с близким к нулю показателем преломления выведена формула для отражательной способности слоя, на основе которой удастся правильно объяснить равномерное оптическое просветление кремния.

Пропускательная способность слоя, а также оптическое поле внутри слоя с близким к нулю показателем преломления требуют отдельного рассмотрения.

7. ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

Покажем, что близкие к нулю значения показателя преломления композитных материалов (РММА + Ag) могут быть достигнуты, если в наночастицах серебра формируется отрицательная дисперсия эффективной поляризуемости свободных электронов.

Применим следующую формулу для вычисления показателя преломления композитного материала [6, 38]:

$$n_2 = q_1^m n_p + (1 - q_1^m) n_m. \quad (44)$$

Здесь n_m — показатель преломления полимерной матрицы (РММА), n_p — показатель преломления наночастиц серебра, q_1^m — весовое содержание серебра в композитном материале,

$$q_1^m = \frac{\rho_A q_1}{\rho_A q_1 + \rho_m (1 - q_1)}, \quad (45)$$

ρ_A, ρ_m — плотности соответственно массивного серебра и полимера,

$$q_1 = N'_0 \frac{4\pi}{3} a^3, \quad (46)$$

$N'_0 = 1/R_x R_y R_z$ — концентрация наночастиц в композитном материале, a — радиус наночастиц, $R_\gamma = 2a + \Delta_\gamma$, Δ_γ — среднее расстояние между поверхностями соседних наночастиц, $\gamma = x, y, z$.

Для равномерной концентрации сферических наночастиц имеем

$$N'_0 = \frac{1}{(2a + \Delta)^3}, \quad (47)$$

где Δ — среднее расстояние между поверхностями соседних наночастиц в композите.

В проводимых нами экспериментах весовое содержание серебра было равно 3%. Это означает, что при радиусе наночастиц $a = 2.5$ нм среднее расстояние между наночастицами $\Delta \approx 28$ нм, т.е. с высокой степенью точности можно рассматривать наночастицы как изолированные и пренебрегать взаимодействием между ними.

Показатель преломления наночастиц в формуле (44) определим следующим образом:

$$(n_p + i\kappa_p)^2 = \frac{1 + (8\pi/3)N\alpha_{eff}^p}{1 - (4\pi/3)N\alpha_{eff}^p}. \quad (48)$$

Здесь κ_p — показатель поглощения, N — концентрация свободных электронов в наночастицах серебра ($N = 5.8 \cdot 10^{22}$ см⁻³),

$$\alpha_{eff}^p = \frac{\alpha}{1 - a_T N \alpha} \quad (49)$$

— эффективная поляризуемость свободных электронов [9],

$$\alpha = \frac{2d_0^2}{\hbar} \frac{1}{\omega_0 - \omega - i/T'_2} \quad (50)$$

— квантовая поляризуемость, соответствующая изолированному резонансу на частоте ω_0 , d_0 — дипольный момент перехода, $1/T'_2$ — ширина резонанса, a_T — внутренний геометрический фактор. В радиационной теории металлических кластеров [21, 22] параметры дипольных переходов d_0 , ω_0 , $1/T'_2$ определяются с помощью экспериментальных данных [20], а внутренний геометрический фактор a_T для наночастиц малого радиуса имеет следующий вид:

$$a_T = -\frac{4\pi}{3} \left(1 + i\frac{\omega}{c} a\right). \quad (51)$$

На рис. 4 представлены дисперсионные зависимости $\text{Im } \alpha$ и $\text{Im } \alpha_{eff}^p$ при $a = 2.5$ нм, которые показывают формирование широкой (от 450 до 1000 нм) области отрицательной дисперсии в наночастицах серебра.

Действительно, представим квантовую поляризуемость (50) как функцию относительной длины волны $x = \lambda/\lambda_0$. Тогда мнимая часть квантовой поляризуемости (50) примет вид

$$\text{Im } \alpha = \frac{2d_0^2}{\hbar} \frac{1/T'_2}{\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0}\right)^2 \left(\frac{x-1}{x}\right)^2 + \left(\frac{1}{T'_2}\right)^2}. \quad (52)$$

Ширина резонанса, согласно (52), равна $1/T'_2$. Для сферической металлической наночастицы ширину резонанса представим следующим образом:

$$\frac{1}{T'_2} = \frac{4d_0^2 \omega_0^3}{3\hbar c^3} \frac{4\pi}{3} N a^3. \quad (53)$$

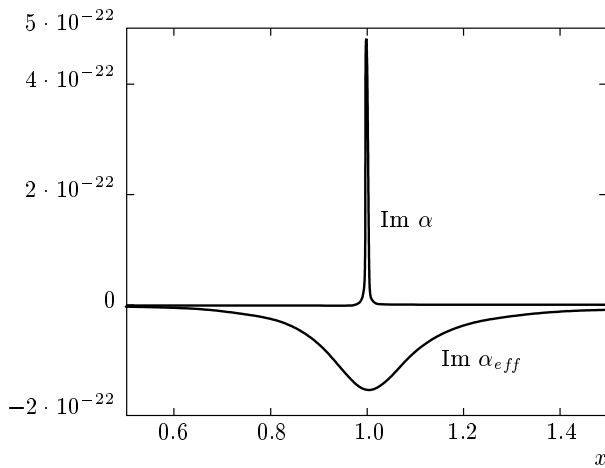


Рис. 4. Увеличение ширины резонанса и формирование области отрицательной дисперсии в сферических наночастицах серебра радиусом $a = 2.5$ нм

Для определения ширины резонанса в сферической наночастице малого радиуса с внутренним геометрическим фактором (51) используем формулу [22]

$$\text{Im } \alpha_{eff}^{(p)} = \frac{2d_0^2}{\hbar} \frac{l}{\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0}\right)^2 u^2 + \frac{1}{T_2'} l}, \quad (54)$$

где

$$u = \frac{x-1}{x} + \frac{4\pi}{3} N \frac{2d_0^2}{\hbar}, \quad l = \frac{1}{T_2'} \left(1 - \frac{3\lambda_0^2}{2(2\pi)^2 a^2} \frac{1}{x}\right)^2$$

при

$$x = \frac{3\lambda_0^2}{2(2\pi)^2 a^2}, \quad \lambda = \frac{2c\pi}{\omega_0}.$$

Как следует из формулы (54), образуется точка перегиба, разделяющая области отрицательной и положительной дисперсии эффективной поляризуемости валентных электронов в металлической наночастице. В этом случае ширина резонанса в окрестности $x = 1$ становится значительно меньше ширины резонанса $1/T_2'$. Однако для очень малых наночастиц в широком диапазоне длин волн $x \gg 1$ дисперсия эффективной поляризуемости отрицательна.

Выделим в формуле (48) действительную и мнимую части. Тогда получим следующую систему уравнений для вычисления n_p и κ_p :

$$\begin{aligned} n_p^2 - \kappa_p^2 &= \varepsilon_1, \\ 2n_p \kappa_p &= \varepsilon_2, \end{aligned} \quad (55)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{\left(\frac{3}{4\pi} - \chi_1\right) \left(\frac{3}{4\pi} + 2\chi_1\right) - 2\chi_2^2}{\left(\frac{3}{4\pi} - \chi_1\right)^2 + \chi_2^2}, \\ \varepsilon_2 &= \frac{3}{4\pi} \frac{3\chi_2}{\left(\frac{3}{4\pi} - \chi_1\right)^2 + \chi_2^2}, \\ \chi_1 &= N \text{Re } \alpha_{eff}^p, \quad \chi_2 = N \text{Im } \alpha_{eff}^p. \end{aligned} \quad (56)$$

Показатель преломления полимерной матрицы $n_M = 1.492$, поэтому, согласно формуле (44), для достижения квази нулевых значений показателя преломления композитного материала необходимо, чтобы показатель преломления n_p был отрицательным. Это возможно, если $\varepsilon_2 < 0$, $\kappa_p \geq 0$, т.е. необходимо достижение отрицательной дисперсии, когда $\text{Im } \alpha_{eff}^p < 0$.

На рис. 4 показано, что в сферических наночастицах серебра радиусом $a = 2.5$ нм наблюдается широкая область отрицательной дисперсии в диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм. При этом, как показывает численное исследование формулы (49), область отрицательной дисперсии будет наблюдаться также и для других радиусов наночастиц в диапазоне значений от 2.5 до 12.5 нм.

Из системы уравнений (55) получим следующую формулу для показателя преломления системы наночастиц:

$$n_p = -\sqrt{\frac{1}{2}\varepsilon_1 + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}. \quad (57)$$

Большие отрицательные значения показателя преломления n_p получаются, как видно из (25), при больших значениях ε_1 , которые, в свою очередь, зависят от разности $1 - (4\pi/3)\chi_1$. При $(4\pi/3)\chi = 0.999$, $q_1^m = 0.03$, $a = 2.5$ нм найдем значение $n_p = -40.57$, при котором показатель преломления композитного материала обращается в нуль. Небольшое изменение $(4\pi/3)\chi_1$ по отношению к 0.999 позволяет достигнуть экспериментального значения $n_2 = 0.23$.

Итак, в данной статье представлены экспериментальные и теоретические доказательства того, что синтезируемые по разработанной нами технологии композитные материалы (РММА + Ag) действительно являются материалами с квази нулевым показателем преломления в широком диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм.

Неоднородность границы раздела двух сред является свойством, присущим композиту с квази нулевым показателем преломления. Как показано [6], ближе к нулю значения показателя преломления яв-

ляются случайными величинами и находятся в области превышения точности определения показателя преломления. Как показано в работе [3], систематическая погрешность в определении показателя преломления оптической среды равна 1 % и обусловлена тем, что в рамках концепции непрерывной среды не учитываются запаздывающие взаимодействия диполей внутри сферы Лоренца. Поэтому требуется пересмотр граничных условий, полученных в предположении резкой границы, когда показатели преломления сред на границе раздела двух сред представляются строго определенными величинами.

Один из способов синтеза этих материалов описан в патенте РФ [9]. Следует отметить значительный интерес в мире к разработке метаматериалов с квазиулевым показателем преломления, учитывая новые возможности их применения в науке и технике. Однако существующие в настоящее время разработки этих материалов позволяют получить квазиулевые значения показателя преломления лишь в узком диапазоне длин волн. Применяемые нами методы синтеза композитных материалов позволяют достигать квазиулевых значений показателя преломления в широком диапазоне длин волн от 450 до 1000 нм, что делает возможным использование таких материалов, например, в солнечной энергетике.

Принцип оптического просветления, основанный на применении слоев с квазиулевым показателем преломления, отличается от принципа интерференционного оптического просветления [1]. Действительно, в интерференционных просветляющих покрытиях необходимо выполнить два очень важных условия, а именно, показатель преломления n_2 просветляющего слоя должен быть определен как $n_2 = \sqrt{n_1 n_3}$, где n_1 и n_3 — показатели преломления обрамляющих сред, толщина слоя d_2 должна удовлетворять условию $\lambda = 4n_2 d_2 / (2m + 1)$, где m — произвольное целое число [2]. Это означает, что интерференционное однослойное покрытие просветляет среду с показателем преломления n_3 только на одной длине волны, для прочих λ просветляющее действие пленки будет ослаблено тем больше, чем сильнее нарушаются указанные условия. Отличительной особенностью просветляющих покрытий из материалов с квазиулевым показателем преломления является их широкополосность, независимость от показателей преломления обрамляющих сред, а также слабая зависимость от угла падения света.

В работе [39] нами было показано, что учет структурного фактора в формуле для показателя преломления композитного материала с наноча-

стицами серебра (когда учитывается дискретное распределение наночастиц в окрестности точки наблюдения внутри среды) позволяет достигать нулевых значений показателей преломления и поглощения одновременно. Однако это возможно лишь при строго определенной структуре в расположении наночастиц. Даже при усложнении теории, учитывающей дискретные включения, потребуются технологии синтеза композитных материалов со строго определенным расположением наночастиц в полимерной матрице, что, с нашей точки зрения, является очень сложной технологической задачей. В синтезируемых нами материалах наночастицы серебра распределены хаотичным образом в полимерной матрице с одинаковым средним расстоянием между центрами соседних наночастиц, поэтому предположение о случайных значениях показателя преломления вблизи нуля является справедливым.

Работа финансируется Фондом содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (проект № 19734) и Инвестиционно-венчурным фондом Республики Татарстан.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
2. Г. В. Розенберг, *Оптика тонкослойных покрытий*, Физматгиз, Москва (1958).
3. О. Н. Гадомский, УФН **170**, 1145 (2000).
4. О. Н. Гадомский, И. В. Гадомская, Е. Г. Зубков, А. А. Русин, Письма в ЖЭТФ **98**, 7 (2013).
5. О. Н. Гадомский, С. Н. Степин, Н. М. Ушаков, А. А. Русин, Е. Г. Зубков, Изв. вузов. Поволжский регион, физ.-матем. науки № 4, 227 (2012).
6. O. N. Gadomsky and K. K. Altunin, Opt. Comm. **285**, 816 (2012).
7. О. Н. Гадомский, С. Н. Степин, В. Е. Катнов, Е. Г. Зубков, Ж. прикл. спектр. **80**, 739 (2013).
8. О. Н. Гадомский, А. А. Русин, С. Н. Степин, Е. Г. Зубков, Труды XV междунар. конф. «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы», Ульяновск, УлГУ (2012), с. 213.
9. О. Н. Гадомский, Н. М. Ушаков, В. Я. Подвигалкин, П. А. Музалев, Д. М. Кульбацкий, И. Д. Кособудский, Патент РФ № 2456710 от 20.017.2012.

10. J. Brown, Proc. IEEE **100**, 51 (1953).
11. M. Silveirinha and N. Engheta, Phys. Rev. B **76**, 245109 (2007).
12. S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guerin, and P. Vincent, Phys. Rev. Lett. **89**, 213902 (2002).
13. M. Silveirinha and N. Engheta, Phys. Rev. Lett. **97**, 157403 (2006).
14. N. Engheta, Science **317**, 1698 (2007).
15. W. Cai and V. M. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, Springer, New York (2010).
16. S. Yun, Z. H. Jiang, Q. Xu, Z. W. Liu, D. H. Werner, and T. S. Mayer, ACS Nano **6**, 4475 (2012).
17. W. Cai, Physics **6**, 1 (2013).
18. E. J. R. Vesseur, T. Coenen, H. Caglayan, N. Engheta, and A. Polman, Phys. Rev. Lett. **110**, 013902 (2013).
19. О. Н. Гадомский, Н. М. Ушаков, Письма в ЖЭТФ **90**, 273 (2009).
20. H. Tamaru, H. Kuwata, H. T. Miyazaki, and K. Miyano, Appl. Phys. Lett. **80**, 1826 (2002).
21. О. Н. Гадомский, Н. М. Ушаков, К. К. Алтунин и др., ЖТФ **80**, 83 (2010) [Tech. Phys. **55**, 996 (2010)].
22. О. Н. Гадомский, Е. Г. Зубков, Изв. вузов. Поволжский регион, физ.-матем. науки № 3, 144 (2012).
23. A. N. Oraevsky and I. E. Protsenko, Quant. Electr. **31**, 252 (2001).
24. K. Bohren and D. Huffman, *Absorption and Scattering by Small Particles*, Wiley (1986).
25. U. Kzeibig and M. Vollmer, *Optical Properties of Metal Clusters*, Springer, Berlin (1995).
26. Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния*, Физматлит, Москва (2007).
27. В. В. Климов, *Наноплазмоника*, Физматлит, Москва (2010).
28. R. Ruppin, Phys. Rev. B **11**, 2871 (1975).
29. B. V. Dasgupta and R. Fuchs, Phys. Rev. B **24**, 554 (1981).
30. W. Ekardt, Phys. Rev. B **32**, 1961 (1985).
31. R. Fuchs and F. Claro, Phys. Rev. B **35**, 3722 (1987).
32. О. Н. Гадомский, И. В. Гадомская, Письма в ЖЭТФ **90**, 266 (2009).
33. О. Н. Гадомский, К. К. Алтунин, А. А. Русин, О. В. Лебедев, Изв. вузов. Поволжский регион, физ.-матем. науки № 3, 153 (2012).
34. Л. Д. Ландау, Е. Е. Лифшиц, *Теория поля*, Физматгиз, Москва (1959).
35. O. N. Gadosky and K. V. Krutitsky, J. Opt. Soc. Amer. B **13**, 1679 (1996).
36. А. Е. Дубинов, Л. А. Мыгарева, УФН **180**, 475 (2010).
37. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматгиз, Москва (1959).
38. N. V. Voshchinnikov, V. Vidden, and T. Henning, Appl. Opt. **46**, 4065 (2007).
39. O. N. Gadosky, S. N. Stepin, B. E. Katnov, A. A. Rusin, and E. A. Pereskokov, Opt. Comm. **315**, 286 (2014).