

НАРУШЕНИЕ ПРИНЦИПА ОБРАТИМОСТИ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ В ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ СО СЛУЧАЙНЫМ БЛИЗКИМ К НУЛЮ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

О. Н. Гадомский^{a}, Н. М. Ушаков^{b**}, И. А. Щукарев^{a***}*

*^a Ульяновский государственный университет
432017, Ульяновск, Россия*

*^b Саратовский филиал Института радиотехники и электроники Российской академии наук
410019, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2017 г.

Представлены экспериментальные и теоретические доказательства того, что в новых наноструктурных композитных метаматериалах с наночастицами серебра в полимерной матрице обнаруживается нарушение одного из основополагающих принципов френелевской оптики, а именно, принципа обратимости световых потоков. Показано, что оптическое пропускание образцов (PMMA+Ag)/стекло во встречных направлениях является неодинаковым. Для теоретического объяснения этого явления применяется эффект локализации фотонов на поверхности композитного слоя, показатель преломления которого является случайной величиной с близкими к нулю значениями.

DOI: 10.7868/S0044451017100042

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно (см., например, [1]), что энергетическая прозрачность слоя по потоку во встречных направлениях одинакова, что является следствием принципа обратимости лучей. Теорема обратимости и принцип обратимости хода лучей света являются одними из основных положений френелевской оптики. Согласно принципу обратимости, путь элементарного светового потока, распространяющегося в оптических средах 1, 2, 3, ... по лучу ABCD... (AB, BC, CD, ...), заменяется на путь ...DCBA, т. е. на прямо противоположный, если свет испущен из какой-либо точки луча в направлении, противоположном первоначальному. Этот принцип широко используется, в частности, при расчете оптических систем и построении в таких системах оптических изображений [1]. Теорема обратимости предполагает, что ослабление луча света при его прохождении через оптические среды за счет отражения, преломления и поглощения не зависит от замены направления луча на противоположное. Это следует из обратимости формул Френеля относительно направления луча света. Тео-

рема обратимости может быть распространена на системы, состоящие из сред с плавно изменяющимся показателем преломления. В данной статье будут представлены теоретические и экспериментальные доказательства того, что принцип обратимости световых потоков нарушается в слоях со случайным близким к нулю (квазиулевым) показателем преломления. Как показано в работах [2–8], в таких оптических средах действуют нефренелевские законы отражения и преломления света.

Влияние наноструктурных систем из сферических наночастиц на отражательную и пропускательную способности границы раздела двух сред было рассмотрено в теоретических работах [9–11]. Было показано, что с помощью слоя наночастиц на границе раздела двух сред может быть достигнуто широкополосное подавление отражения света до нуля, что было определено как идеальное оптическое просветление границы двух фаз. В работе [9] было показано, что с помощью среды из бисфер может быть достигнут нулевой показатель преломления в широком диапазоне длин волн. Первые сообщения о синтезируемых композитных материалах (PMMA+Ag) с наночастицами серебра были представлены в экспериментальных работах [12, 13], где на примере простейших солнечных элементов путем сравнения фотовольтаических свойств этих солнечных элемен-

* E-mail: gadomsky@mail.ru

** E-mail: nmu@bk.ru

*** E-mail: blacxpress@gmail.com

тов с покрытием из композитного слоя (PMMA+Ag) и без покрытия было экспериментально обнаружено значительное изменение фотовольтаических характеристик солнечных элементов, что было представлено в работе [13] как гигантский фотовольтаический эффект. Технология синтеза прозрачных оптических композитных материалов с наночастицами серебра представлена в патентах [14, 15] и на основе разработанной недорогой технологии пневматического нанесения этих композитных материалов на различные поверхности были получены лабораторные образцы с композитными слоями разной толщины от нескольких до десятков микрометров. Были экспериментально обнаружены новые оптические явления, такие как усиленное оптическое пропускание композитного слоя [4], интерференция света в толстых композитных слоях, толщина которых значительно больше длины волны [6], широкополосное оптическое просветление стекла и кремния [3]. В данной статье представлены экспериментальные спектры оптического пропускания композитного слоя во встречных направлениях. На основе экспериментальных спектров отражения и пропускания композитных слоев в работах [2, 3] разработан теоретический подход, показывающий, что синтезируемые нами композитные материалы с различным весовым содержанием серебра (от 3% до 5%) действительно представляют собой новые метаматериалы, и их оптические свойства объясняются с помощью случайного показателя преломления, принимающего случайные значения в некотором диапазоне длин волн от нуля до некоторого значения, меньшего единицы и определяемого с помощью экспериментальных спектров отражения и пропускания слоя по расположению интерференционных минимумов.

Следует указать работы других авторов по исследованию наноматериалов с наночастицами серебра. Так, в работах [16, 17] описаны наносuspензии серебра с размерами наносфер 5–10 нм при массовой плотности плазмонного металла от 1 до 5%, в которых при толщине ее слоя 1 мкм и более полностью поглощается видимый свет. Такие непрозрачные материалы были разработаны еще в 70-е годы XX века и применялись для солнечных теплоэлектростанций. Наиболее известным воплощением таких материалов стал крупномасштабный проект Евросоюза DESERTEC по выработке гигаватта электричества [17]. Другим важным направлением по разработке материалов с наночастицами серебра и золота являются работы в рамках европейского проекта Nanogold программы FP7, который был полностью посвящен исследованию оптических свойств

плазмонных суспензий и продолжался 4 года и в котором участвовали более 10 научных групп. Основной целью проекта была проверка гипотезы о том, что при правильном выборе диаметра золотых или серебряных наносфер и их концентрации в композите можно достичь широкополосного эффекта нулевого показателя преломления, теоретически рассмотренного в работе [18] в рамках модели Максвелла–Гарнетта. Как следует из отчета по этому проекту [19], гипотеза, сформулированная в работе [18], не подтвердилась. Наилучший достигнутый результат соответствует суспензии серебряных наносфер, пассивированных органическими молекулами, в которой нужное расстояние между соседними наносферами обеспечивается за счет промезогенных лигандов [20]. Однако этот материал обладает близким к нулю показателем преломления только на длине волны 300 ± 10 нм, т.е. это весьма узкополосный эффект, который к тому же наблюдается только в УФ-диапазоне. Для того чтобы сместить эффект в область видимого света, оказалось необходимым использовать двухслойные наносферы (полупроводниковое ядро и серебряная оболочка), как в работе [20]. Однако и в видимой области спектра эффект аномально низкого показателя преломления остается узкополосным (см. также работы [21–24]). Наша убежденность в том, что синтезируемые по разработанной нами технологии [14, 15] метаматериалы обладают широкополосным эффектом квазиуловых значений показателя преломления в диапазоне длин волн 450–1200 нм, основана на экспериментальных спектрах отражения и пропускания света в композитных слоях различной толщины от нескольких до десятков микрон. Разработанный теоретический подход адекватно описывает эти экспериментальные спектры, включая те спектры, которые будут представлены в данной статье. При этом сравнение указанных выше технологий синтеза мы планируем провести в дальнейшем, так как для этого необходим детальный анализ, включающий в себя все типы измерений. Отметим лишь то, что, согласно результатам проведенных ранее экспериментов, любое отклонение от технологии [14, 15] приводит к исчезновению обнаруженных уникальных эффектов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ СВЕТА ВО ВСТРЕЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ В КОМПОЗИТНОМ СЛОЕ PMMA+Ag

На рис. 1 представлена схема эксперимента для наблюдения оптического пропускания композитных

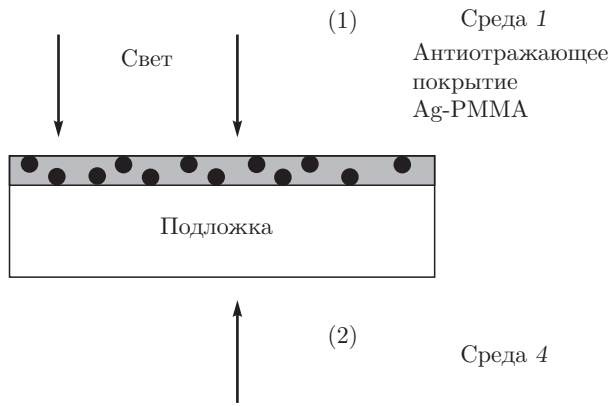


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению оптического пропускания образцов (PMMA+Ag)/стекло со стороны пленки (1) и со стороны подложки (2) при нормальном падении коллимированного света. Эта же схема эксперимента применялась и для измерения оптического пропускания полимерных слоев различной толщины

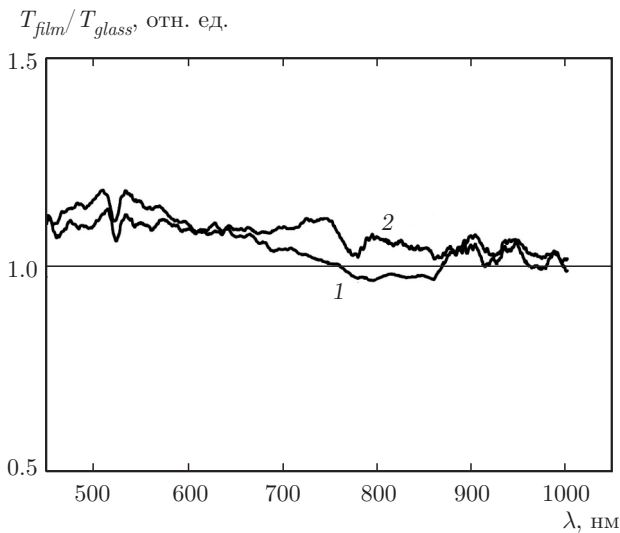


Рис. 2. Оптическое пропускание композитных слоев толщиной 35 мкм (кривая 1) и 80 мкм (кривая 2) в относительных единицах по сравнению с оптическим пропусканием стеклянной подложки. Измерение оптического пропускания проведено со стороны пленки при падении коллимированного света под углом падения $\theta_1 = 0$

и полимерных слоев на стеклянной подложке. Толщина слоев изменяется от нескольких до 140 мкм. Массовая концентрация серебра в композитных слоях составляет 5%.

На рис. 2, 3 представлены спектры оптического пропускания толстых композитных слоев, показывающие, что эффект усиленного оптического пропускания в полимерной матрице при добавлении в

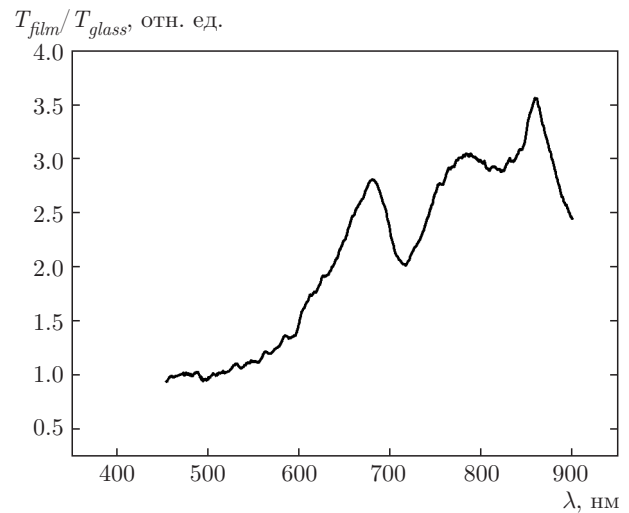


Рис. 3. Оптическое пропускание композитного слоя PMMA+Ag с наночастицами серебра со стороны среды 1. Толщина композитного слоя равна 140 мкм. Условия эксперимента те же, что и на рис. 2. Результаты измерений представлены в единицах измерения постоянных экстинкции для образца с композитным слоем и стеклянной подложки толщиной 4 мм. (Соответствующие теоретические зависимости приведены на рис. 7)

нее наночастиц серебра увеличивается с увеличением толщины слоя. Ранее в работах [2–8] сообщалось об экспериментальном обнаружении этого эффекта в композитных слоях меньшей толщины. При этом были представлены для сравнения спектры пропускания полимерных слоев той же толщины. Таким образом, добавление наночастиц серебра в полимерную матрицу наночастиц серебра увеличивает ее прозрачность, и этот эффект возрастает при увеличении толщины слоя.

На рис. 2, 3 отчетливо видны интерференционные минимумы, по расположению которых можно вычислить показатель преломления композитного слоя, а точнее, интервал $[0, \Delta n_2]$ допустимых значений случайного показателя преломления композитного слоя. В случае нормального падения света Δn_2 определяется по следующей формуле [6]:

$$\Delta n_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{d_2 (\lambda_2 - \lambda_1)}, \quad (1)$$

где d_2 — толщина слоя, λ_1, λ_2 — длины волн, соответствующие двум соседним минимумам в спектре пропускания образца. При толщине слоя $d_2 = 140$ мкм, $\lambda_1 = 720$ нм, $\lambda_2 = 830$ нм получаем значение $\Delta n_2 = 0.0388$. При толщине слоя $d_2 = 80$ нм, как видно на рис. 2, $\lambda_1 = 770$ нм, $\lambda_2 = 870$ нм, поэтому $\Delta n_2 = 0.0837$. В работах [5, 6] в спектрах от-

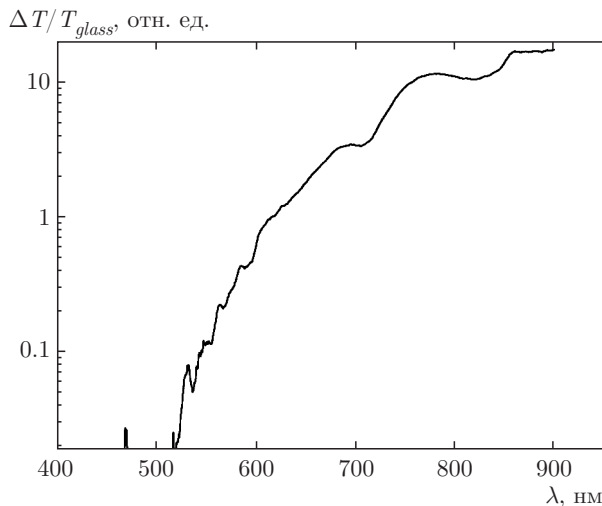


Рис. 4. Разность оптического пропускания композитного слоя с наночастицами серебра и оптического пропускания стеклянной подложки ($\Delta T = T_{film} - T_{glass}$) по отношению к оптическому пропусканию стеклянной подложки при толщине композитного слоя 140 мкм. Условия эксперимента те же, что и на рис. 2, 3, т. е. свет падает на поверхность пленки из среды 1 под углом падения $\theta_1 = 0$. Результаты измерений также, как и на рис. 3, представлены в единицах измерения постоянных экстинкции

ражения композитного слоя с меньшими толщинами также обнаруживалась интерференция света и при толщине слоя $d_2 = 17$ мкм величина $\Delta n_2 = 0.9$. Таким образом, область значений случайного показателя преломления уменьшается при увеличении толщины композитного слоя с наночастицами серебра. Для сравнения были проведены измерения отражательной и пропускательной способностей образцов (PMMA)/стекло при различных толщинах полимерного слоя. Было обнаружено, что в этих слоях интерференция света отсутствует при толщине слоя свыше 10 мкм.

На рис. 4 представлена зависимость от длины волны разности оптического пропускания образца (PMMA+Ag)/стекло и стеклянной подложки. Измерения представлены в относительных единицах по отношению к оптическому пропусканию стеклянной подложки. В работе [25] представлен спектр оптического пропускания подложки из стекла, применяемого в лабораторных образцах в качестве подложки. С помощью этого экспериментального спектра получена следующая формула для показателя поглощения стеклянной подложки $\kappa_3(\lambda)$ в зависимости от длины волны:

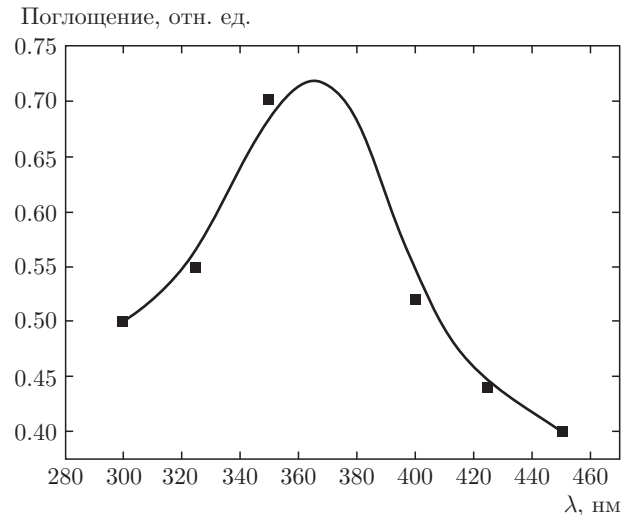


Рис. 5. Спектр поглощения образца (PMMA+Ag)/стекло с пленкой PMMA+Ag, толщина которой равна 140 мкм

$$\kappa_3(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi d_3} \ln \left(\frac{0.92}{T_{glass}^{exp}(\lambda)} \right), \quad (2)$$

где T_{glass}^{exp} — экспериментальные значения оптического пропускания стеклянной подложки [25] при нормальном падении света, d_3 — толщина стеклянной подложки, показатель преломления стекла $n_3 = 1.5$.

На рис. 5 представлена кривая поглощения света в образце (PMMA+Ag)/стекло с пленкой, толщина которой равна 140 мкм, в УФ-области спектра. Спектр поглощения определен путем измерения оптической плотности образца $B = -\lg(I/I_0)$, где I — интенсивность света в среде 4 (воздух) после прохождения образца, I_0 — интенсивность света, падающего на образец из среды 1 (воздух).

На рис. 6 показано, что пропускание света во встречных направлениях через образец (PMMA+Ag)/стекло неодинаковое. Как следует из рис. 6, оптическое пропускание со стороны пленки при нормальном падении света и толщине пленки $d_2 = 140$ мкм на длине волны $\lambda = 700$ нм равно $T_{1234} = 78\%$, а пропускание со стороны подложки на той же длине волны равно $T_{1234} = 86\%$. При этом пропускание стеклянной подложки на длине волны $\lambda = 700$ нм равно 85.8%. На длине волны $\lambda = 1000$ нм $T_{1234} = 97\%$, а пропускание стеклянной подложки на этой же длине волны равно $T_{glass} = 75\%$. Оптическое пропускание во встречном направлении на длине волны $\lambda = 700$ нм $T_{4321} = 78\%$, а на длине волны $\lambda = 1000$ нм $T_{4321} = 89\%$. Измерение оптического пропускания полимерной пленки во встречных направлениях

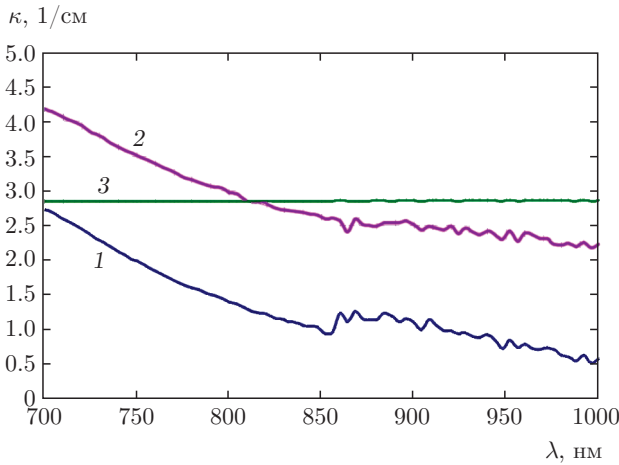


Рис. 6. Оптическое пропускание образца (PMMA+Ag)/стекло со стороны пленки (кривая 1) и со стороны подложки (3). Величина κ определена с помощью соотношения $-\lg(I/I_0) = \kappa d_2 \lg(e)$, где κ — постоянная экстинкции

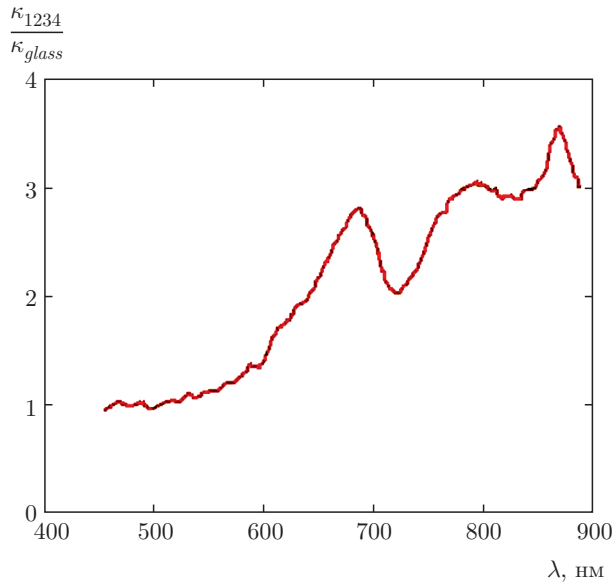


Рис. 7. Отношение постоянной экстинкции κ_{1234} слоя (PMMA+Ag) с наночастицами серебра к постоянной экстинкции стеклянной подложки κ_{glass} (теория). Толщина слоя (PMMA+Ag) равна $d_2 = 140$ мкм, толщина стеклянной подложки равна $d_3 = 4$ мм, угол падения света $\theta_1 = 0$ (нормальное падение), падение света происходит со стороны среды 1 (воздух)

показывает полное совпадение значений оптического пропускания как со стороны пленки, так и со стороны подложки при различных длинах волн в диапазоне длин волн от 330 до 100 нм при различной толщине полимерной пленки от нескольких до 140 мкм (рис. 7).

Далее будет показано, что обнаруженные свойства композитных слоев могут быть объяснены с помощью теоретического подхода, разработанного в работах [2–8, 26] с учетом эффекта локализации фотонов.

3. ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ СЛОЯ С ДЕТЕРМИНИРОВАННЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВО ВСТРЕЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ

Оптическое пропускание слоя, например, полимерного слоя на стекле, с детерминированным показателем преломления на подложке определим по следующей формуле [1]:

$$\bar{T}_{1234} = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} \bar{t}_{12}^2 \bar{t}_{23}^2 \bar{t}_{34}^2 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa_3 d_3\right) \times \left(1 + \bar{r}_{12}^2 \bar{r}_{23}^2 + 2\bar{r}_{12} \bar{r}_{23} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_2 \cos \theta_2\right)\right)^{-1}, \quad (3)$$

где θ_1 — угол падения света в среде 1 (рис. 1), n_3 — показатель преломления подложки, θ_3 — угол преломления света в среде 3, d_3 — толщина подложки, θ_2 — угол преломления в слое, n_2 — детерминированный показатель преломления слоя, $\bar{r}_{ik}, \bar{t}_{ik}$ — френелевские коэффициенты преломления и отражения на границах [1].

Оптическое пропускание во встречных направлениях из среды 4 (воздух) в среду 1 (воздух) имеет вид

$$\bar{T}_{4321} = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} \bar{t}_{32}^2 \bar{t}_{21}^2 \bar{t}_{43}^2 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa_3 d_3\right) \times \left(1 + \bar{r}_{32}^2 \bar{r}_{21}^2 + 2\bar{r}_{32} \bar{r}_{21} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_2 \cos \theta_2\right)\right)^{-1}. \quad (4)$$

Детерминированность показателя преломления слоя позволяет однозначно определить углы преломления во всех средах рассматриваемой структуры с помощью следующих условий однородности границ раздела:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3 = n_4 \sin \theta_4, \quad (5)$$

где $n_1 = n_4 = 1$. С помощью формул (3), (4) можно показать, что

$$\bar{T}_{1234} = \bar{T}_{4321} \quad (6)$$

при всех углах падения света и любых поляризациях (*s* и *p*) света, что соответствует выполнению принципа обратимости световых потоков. При рассмотрении в качестве слоя для этих формул полимера, применяемого в технологии синтеза [14, 18] композитного материала с наночастицами серебра, этот принцип был экспериментально подтвержден.

4. ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ СЛОЯ СО СЛУЧАЙНЫМ КВАЗИНУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВО ВСТРЕЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ

Следуя работам [2, 3], запишем формулу для оптического пропускания света через композитный слой со случайным квази нулевым показателем преломления в следующем виде:

$$T_{1234} = T_{123} \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} d_3 \kappa_3\right) \bar{t}_{34}^2. \quad (7)$$

Для встречного оптического пропускания получим следующую формулу:

$$T_{4321} = T_{321} \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} d_3 \kappa_3\right) \bar{t}_{43}^2. \quad (8)$$

В формуле (7) T_{123} есть оптическое пропускание композитного слоя без учета границы 4, при этом T_{123} имеет вид

$$T_{123} = K_1 \frac{n_3}{n_1} (\Delta n_2)^2 |t_{123}|^2, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{S_3 \cos \theta_3}{S_1 \cos \theta_1}, \quad x_0 = r_{12} r_{23}, \\ t_{123} &= 1 - \frac{i t_{12} t_{23}}{k_0 d_2 \cos \theta_2} F(x_0), \\ F(x_0) &= \frac{1}{\sqrt{x_0}} \times \\ &\times \left(\arctg\left(\frac{\Phi_2}{\sqrt{x_0}}\right) - \arctg\left(\frac{1}{\sqrt{x_0}}\right) \right), \\ \Phi_2 &= \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} d_2 \Delta n_2 \cos \theta_2\right), \end{aligned} \quad (10)$$

где λ — длина волны внешнего излучения, S_1 — площадь поперечного сечения падающего пучка света, S_3 — площадь поперечного сечения светового пучка, выходящего из слоя в среду 3. Как показано в работах [2, 3], благодаря эффекту локализации фотонов на границу слоя со случайным показателем преломления, сечения S_1 и S_3 отличаются друг от друга. Угол преломления в слое θ_2 определяется как

$n_2 \sin \theta_2 = \sin \varphi_2$, где n_2 и θ_2 рассматриваются как случайные величины, а угол φ_2 связан с углом отражения θ_R с помощью соотношения $\theta_R = \pi - \varphi_2$. Нефренелевские коэффициенты преломления, входящие в формулу (10), в соответствии с работами [2, 3] определяются с помощью следующих формул (случай s -поляризованных волн):

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{\cos \varphi_2 - n_2 \cos \theta_2}{\cos \varphi_2 + n_2 \cos \theta_2}, \\ r_{13} &= \frac{\cos \theta_1 - n_3 \cos \theta_3}{\cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_3}, \\ t_{12} &= \frac{2 \cos \varphi_2}{\cos \varphi_2 + n_2 \cos \theta_2}, \\ t_{13} &= \frac{2 \cos \theta_1}{\cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_3}, \\ r_{23} &= \frac{r_{12} - r_{13}}{r_{12} r_{13} - 1}, \quad t_{23} = \frac{t_{13} (1 + r_{12} r_{23})}{t_{12}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Оптическое пропускание слоя T_{123} , входящее в формулу (8), определим как

$$T_{321} = K \frac{n_1}{n_4} (\Delta n_2)^2 |t_{321}|^2, \quad (12)$$

где t_{123} определяется с помощью (10), изменяя индексы 1 на 3 и наоборот,

$$K = \frac{S_3' \cos \theta_1}{S_1' \cos \theta_4}, \quad (13)$$

θ_4 — угол падения света из среды 4. В формулах (11) угол преломления θ_3 в среде 3 определяется из соотношения $n_1 \sin \theta_1 = n_3 \sin \theta_3$. Величины S_1 и S_3 будут определены ниже.

Аналогичным образом, следуя работам [2, 3], определим и отражательную способность слоя при падении света со стороны среды 1 в случае s -поляризованных волн как

$$R_{123} = \frac{|\cos \theta_R|}{\cos \theta_1} |q_2|^2 |r_{123}|^2, \quad (14)$$

где $q_2 = \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta_R} / n_2$, $k_0 = \omega / c$, c — скорость света в вакууме,

$$\begin{aligned} r_{123} &= r_{12} \left(\sqrt{(\Delta n_2)^2 - \sin^2 \theta_R} - i \sin \theta_R \right) + i \frac{1 - r_{12}}{2 r_{12} k_0 d_2} l_{123}, \\ l_{123} &= \ln \left| \frac{1 + r_{12} r_{23} \exp\left(2 i k_0 d_2 \sqrt{(\Delta n_2)^2 - \sin^2 \theta_R}\right)}{1 + r_{12} r_{23} \exp\left(-2 i k_0 d_2 \sin \theta_R\right)} \right|. \end{aligned} \quad (15)$$

Для того чтобы определить отражательную способность R_{321} при падении света со стороны подложки, достаточно в формулах (14), (15) изменить индексы 1 на 3 и наоборот.

5. ЭФФЕКТ ЛОКАЛИЗАЦИИ ФОТОНОВ

Объясним физический смысл величин K_1 и K , в общем случае, отличных от единицы. Это означает, что площади сечений световых потоков при взаимодействии света с оптической средой, обладающей случайным квазиулевым показателем преломления, могут отличаться друг от друга. Более того, эти величины носят осциллирующий вид в зависимости от длины волны. Эти свойства объясняются эффектом локализации фотонов. Рассмотрим свойства этого эффекта на примере одной границы раздела сред вакуум – оптическая среда со случайным квазиулевым показателем преломления, принимающим положительные значения в интервале допустимых значений $[0, \Delta n_2]$, где $\Delta n_2 < 1$.

Известно [1], что при взаимодействии плоской электрической волны с резкой границей раздела двух сред происходит погашение волны на этой границе и вместо нее в среде распространяется электромагнитная волна с другой скоростью. Это явление описывается с помощью теоремы погашения френелевской оптики [1], в которой показатель преломления среды является детерминированной величиной, граница раздела является однородной, что позволяет точно определить направление распространения преломленной волны. При этом в погашении волны участвует вся поверхность $z = 0$ границы раздела. Иная ситуация имеет место, если среда обладает случайным показателем преломления в области квазиулевых значений ($\Delta n_2 < 1$) при падении на границу раздела $z = 0$ светового потока с некоторой площадью поперечного сечения S_1 . Тогда в соответствии с теоремой погашения, как показано ниже, погашение внешней волны будет происходить в точке x , находящейся на пересечении плоскости падения и поверхности $z = 0$, удовлетворяющей условию $\Delta n_2 k_0 \rightarrow 0$, где Δn_2 определяет интервал $[0, \Delta n_2]$ допустимых значений случайного показателя преломления среды, $k_0 = \omega/c$, c – скорость света в вакууме, ω – частота внешней волны. Это означает, что внешний световой пучок фокусируется в окрестности x и, в соответствии с соотношением неопределенности для координаты и импульса фотонов, в среде будет распространяться световой поток с некоторой другой площадью поперечного сечения. При

взаимодействии внешнего светового потока со слоем, обладающим случайным показателем преломления, на выходе из слоя получим световой поток с площадью сечения S_3 . Как следует из формул (9), (12), отношение S_3/S_1 определяет оптическое пропускание слоя 4 и, зная величину Δn_2 , мы можем определить величину S_3/S_1 путем сравнения теоретического и экспериментального значений оптического пропускания.

Теорема погашения для одной границы имеет вид

$$\mathbf{A}_I(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) = -2\pi k_0^2 \frac{\sin(\varphi_2 + \theta_2)}{\cos \varphi_2 \cdot \sin \theta_2} \times [\mathbf{s} \times [\mathbf{s} \times \mathbf{Q}_0]] \exp(i(k_0 \mathbf{r} \cdot \mathbf{s} - \omega t)), \quad (16)$$

где единичный вектор \mathbf{s} имеет следующие компоненты:

$$s_x = -\sin \varphi_2, \quad s_y = 0, \quad s_z = -\cos \varphi_2, \quad (17)$$

плоскость xz является плоскостью падения света, $n_2 \sin \theta_2 = \sin \varphi_2$, n_2 – случайный квазиулевым показатель преломления среды, θ_2 – угол преломления в среде. Неоднородность границы раздела $z = 0$ определяется тем, что на этой границе $\mathbf{s} \neq \mathbf{s}_I$, где \mathbf{s}_I – единичный вектор вдоль фиксированного направления падения света на границу раздела двух сред. Вектор \mathbf{Q}_0 в уравнении (16) определяет амплитуду преломленной волны $\mathbf{T}_0 = 4\pi k_0^2 \mathbf{Q}_0$, а вектор

$$\mathbf{A}_i(r) = \mathbf{A}_{0i} \exp(i\{k_0(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_1) - \omega t\}), \quad (18)$$

\mathbf{A}_{0I} – амплитуда внешней волны. В соответствии со случайным характером показателя преломления среды вместо волны (18) в среде распространяется волна

$$\mathbf{P} = \int_0^{\Delta n_2} \mathbf{A}(n_2') \exp(i\{k_0 n_2'(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_2) - \omega t\}) dn_2', \quad (19)$$

где единичный вектор \mathbf{s}_2 имеет компоненты

$$s_{x2} = -\sin \theta_2, \quad s_{y2} = 0, \quad s_{z2} = -\cos \theta_2, \quad (20)$$

а вектор $\mathbf{A}(n_2')$ в соответствии с теоремой погашения (16) имеет вид

$$\mathbf{A}(n_2') = -2\pi k_0^2 \frac{\sin(\varphi_2 + \theta_2)}{\cos \varphi_2 \cdot \sin \theta_2} [\mathbf{s}_2 \times [\mathbf{s}_2 \times \mathbf{Q}_0]]. \quad (21)$$

Интегрирование в (19) проведем с помощью теоремы о среднем [27], определяя функцию (21) в некоторой точке n_2 из интервала $[0, \Delta n_2]$. Тогда после

выполнения интегрирования получим из (19) следующее уравнение:

$$\mathbf{P} = \mathbf{A}(n_2) f(x, \Delta n_2) \exp(-i\omega t) \quad (22)$$

для точек на границе раздела $z = 0$, где

$$f(x, \Delta n_2) = \frac{\cos(-k_0 x \Delta n_2 \sin \theta_2) - 1}{-ik_0 x \sin \theta_2} + i \frac{\sin(-k_0 x \Delta n_2 \sin \theta_2)}{-ik_0 x \sin \theta_2}. \quad (23)$$

При $k_0 x \Delta n_2 \sin \theta_2 \rightarrow 0$ вид функции (23) носит осциллирующий характер. В точке $k_0 x \Delta n_2 \sin \theta_2 = 0$ функция $f(x, \Delta n_2)$ достигает максимума, равно Δn_2 , а в точках $k_0 x \Delta n_2 \sin \theta_2 = \pi m$, где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$, обращается в нуль. При этом $\Delta x = 2\pi/k_0 \Delta n_2 \sin \theta_2$ представляет собой пространственную протяженность случайного волнового пакета (19). Чем меньше $k_0 \Delta n_2 \sin \theta_2$, тем больше пространственная протяженность этого волнового пакета. Учитывая, что $k_0 \Delta n_2 \sin \theta_2 = \Delta p_x / \hbar$ (неопределенность импульса фотонов), получим соотношение неопределенностей для импульса и координаты фотонов

$$\Delta x \Delta p_x = 2\pi \hbar \quad (24)$$

и, в соответствии с этим соотношением, при $\Delta x \rightarrow 0$ неопределенность $\Delta p_x \rightarrow \infty$.

Определим величину $K_1 = S_3/S_1$ в формуле (7) с помощью соотношения неопределенностей (24). При этом будем считать, что площадь сечения выходящего из слоя светового потока $S_3 = \pi R_3^2$, а площадь локализованного на верхней границе слоя светового потока $S_1 = \pi R_1^2$, где R_3 и R_1 — соответствующие радиусы сечений. Радиус R_3 определим как $R_3 = d_2 \operatorname{tg} \theta_2$, а радиус R_1 определим с помощью следующего равенства:

$$\Delta x = 2R_1 = \frac{2\pi}{k_0 \Delta n_2 \sin \theta_2}. \quad (25)$$

Тогда

$$K_1 = \left(\frac{2d_2 \sin^2 \theta_2 \Delta n_2}{\lambda \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2}} \right)^2, \quad (26)$$

т. е. величина K_1 уменьшается с ростом λ , она должна быть величиной, способной компенсировать малую величину Δn_2^2 в формуле для оптического пропускания T_{1234} (7). Подставим в (26) выражение (1) для Δn_2 . Тогда получим следующую формулу:

$$K_1 = \frac{S_3}{S_1} = \left(\frac{2\lambda_1 \lambda_2 \sin^2 \theta_2}{\lambda (\lambda_2 - \lambda_1) \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2}} \right)^2, \quad (27)$$

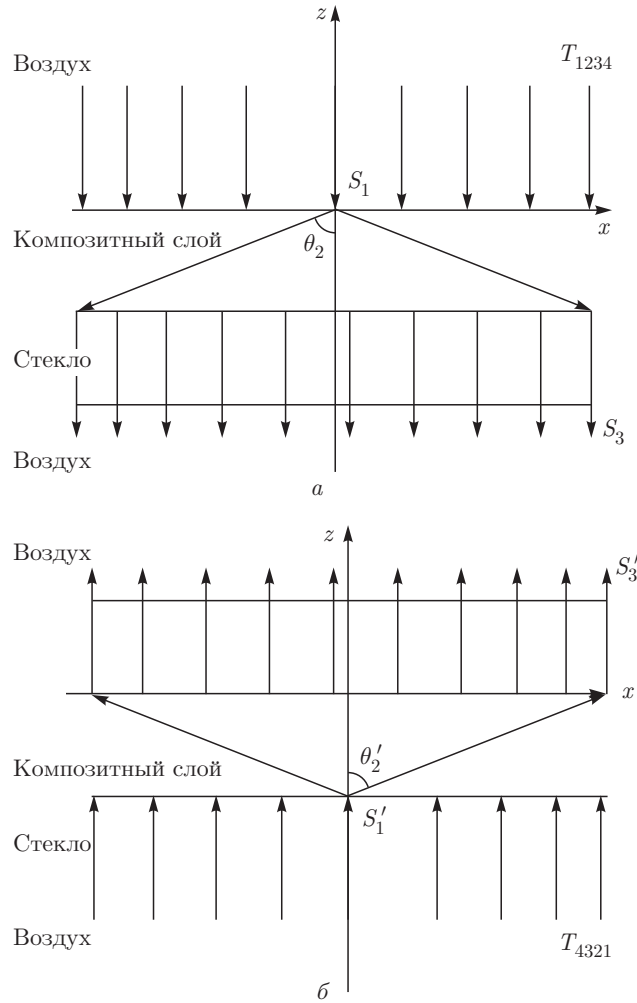


Рис. 8. Эффект локализации фотонов для встречных световых потоков: *a* — падение внешнего светового потока со стороны композитного слоя, *b* — падение внешнего светового потока со стороны подложки. Внешний световой поток локализуется на поверхности композитного слоя со случайным квазиуловым показателем преломления и площадями локализации S_1 (случай *a*) и S'_1 (случай *b*) и определяется с помощью соотношения неопределенностей (23). Площади S_3 и S'_3 выходящих из композитного слоя световых потоков зависят от случайных углов преломления θ_2 и θ'_2

откуда видно, что для достижения значения $K_1 = (1/\Delta n_2)^2$ необходимо, чтобы случайный угол преломления θ_2 достигал значений, близких к $\theta_2 = \pi/2$.

Аналогичным образом с помощью соотношения неопределенностей (24) найдем коэффициент K в формуле (12) для оптического пропускания T_{4321} во встречном направлении

$$K = \left(\frac{2d_2 \sin^2 \theta'_2 \Delta n_2 \Delta n_3}{\lambda \sqrt{1 - \sin^2 \theta'_2}} \right)^2, \quad (28)$$

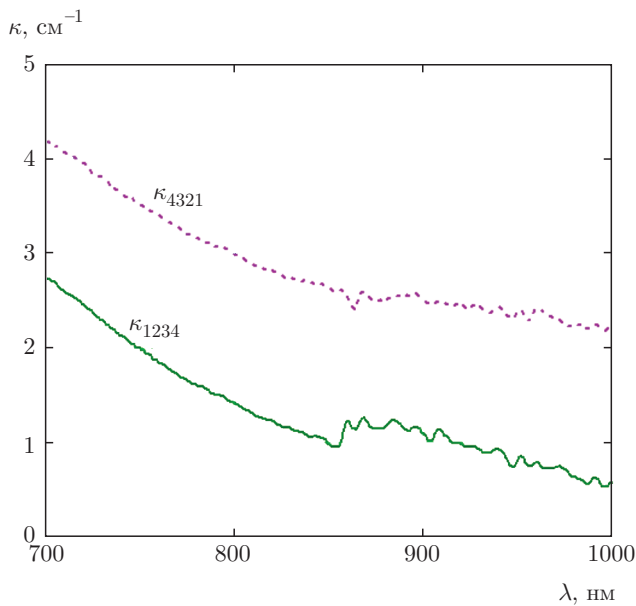


Рис. 9. Постоянные экстинкции κ_{1234} и κ_{4321} для оптического пропускания образца (PMMA+Ag)/стекло во встречных направлениях (теория). Соответствующие экспериментальные зависимости приведены на рис. 6

где θ'_2 — случайный угол преломления для светового потока со стороны подложки (рис. 8).

На рис. 9 представлены теоретические зависимости постоянных экстинкции оптического пропускания образца (PMMA+Ag)/стекло на стеклянной подложке, вычисленные с помощью формул (7), (8), где величины K_1 и K определены с помощью формул (26), (28), учитывающих эффект локализации фотонов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в данной статье представлены теоретические и экспериментальные доказательства того, что в композитном слое с квази нулевым показателем преломления нарушается один из основных принципов френелевской оптики, а именно, принцип обратимости световых потоков во встречных направлениях. Показано, что пропускание композитного слоя с квази нулевым случайным показателем преломления во встречных направлениях обусловлено эффектом локализации фотонов, при котором площади сечений падающего и прошедшего световых потоков неодинаковые и зависят от толщины слоя и интервала возможных значений показателя преломления вблизи нуля. Как показано в данной статье, теория позволяет как угодно точно описать экспери-

ментальные спектры, используя экспериментальные данные по расположению интерференционных минимумов в спектре пропускания композитного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Born and E. Wolf, *Princ. Opt.*, 936 (1969).
2. O. N. Gadomsky and I. A. Schukarev, *Opt. Comm.* **285**, 38 (2015).
3. О. Н. Гадомский, И. В. Гадомская, *ЖЭТФ* **147**, 195 (2015).
4. O. N. Gadomsky, S. N. Stepin, N. M. Ushakov, and I. V. Gadomskaya, *Opt. Comm.* **330**, 99 (2014).
5. O. N. Gadomsky, K. K. Altunin, S. N. Stepin, and V. E. Katnov, *Opt. Comm.* **315**, 286 (2014).
6. O. N. Gadomsky, S. N. Stepin, and V. E. Katnov, *J. Appl. Spectr.* **80**, 738 (2013).
7. О. Н. Гадомский, И. В. Гадомская, Е. Г. Зубков, А. А. Русин, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 7 (2013).
8. O. N. Gadomsky and K. K. Altunin, *Opt. Comm.* **285**, 816 (2012).
9. O. N. Gadomsky and A. S. Kadochkin, *Opt. Spectr.* **98**, 300 (2005).
10. О. Н. Гадомский, А. С. Шалин, *ЖЭТФ* **132**, 870 (2007).
11. О. Н. Гадомский, К. К. Алтуни, Н. М. Ушаков, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 273 (2009).
12. O. N. Gadomsky and N. M. Ushakov, *J. Techn. Phys.* **80**, 83 (2010).
13. О. Н. Гадомский, И. В. Гадомская, К. К. Алтуни, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 266 (2011).
14. O. N. Gadomsky, N. M. Ushakov, V. Y. Podvigalkin, P. A. Muzalev, D. M. Kulbatsky, and I. D. Kosodybsky, *Patent of Russian Federation № 2456710* (2012).
15. V. E. Katnov, O. N. Gadomsky, S. N. Stepin, and R. R. Katnova, *Patent of Russian Federation № 2554608* (2015).
16. M. K. Hedayati, F. Faupel, and M. Elbahzi, *Rev. Plasm. Nanoparticle Metamaterial Absorber, Materials* **7**, 1221 (2014).
17. G. Knies, *Clean Power from Desert, White Book*, 4-th Ed., Protex-Verlag, Bonn (2009).
18. M. Silverinha and N. Engeta, *Phys. Rev. B* **75**, 1 (2007).

19. C. Rockstuhl, *Amorphous Nanophotonics*, Springer, Berlin (2013).
20. V. Lewandovski, M. Fruhnert, and J. Miezkowski, *Nature Comm.* **6**, 6590 (2015).
21. A. Monti, F. Bilotti, A. Toscano, and L. Vegni, *Opt. Comm.* **285**, 3412 (2012).
22. O. O. Milles, A. G. Polimeridis, and M. T. Reid, *Opt. Expr.* **24**, 3329 (2016).
23. P. Pinshuk and K. Jiang, *Proc. of SPIE*, 9545, PAPER95450W (2015).
24. A. V. Goncharenko and Kuon-Ren Chen, *J. Nanophotonics* **4**, 1 (2010).
25. O. N. Gadosky, I. V. Gadoskaya, and I. A. Schukarev, *Opt. Spectr.* **120**, 781 (2016).
26. O. N. Gadosky and N. M. Ushakov, *Optics of Media with Quasi-Zero Refractive Index*, OmniScriptum GmbH Co. KG, Germany (2015).
27. G. A. Korn and T. M. Korn, *Mathematical Handbook*, McGraw-Hill Book Company (1969).