Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 1, с. 7 – 11 © 2013 г. 10 июля

Полное внутреннее отражение на границе раздела вакуум–оптическая среда с квазинулевым показателем преломления

О. Н. Гадомский[1], *И. В. Гадомская, Е. Г. Зубков, А. А. Русин*

Ульяновский государственный университет, 432017 Ульяновск, Россия

ООО "Солар Нано Композит", 432072 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 22 марта 2013 г.
После переработки 20 мая 2013 г.

Показано, что на поверхности оптической прозрачности среды с квазинулевым показателем преломления при различных углах падения внешнего излучения могут быть возбуждены поверхностные оптические волны, огибающие поверхность. Выведены формулы для амплитуд незеркального отражения и преломления световых волн на неоднородной границе раздела двух сред, позволяющие вычислять ее отражательную и пропускающую способности при различных углах падения и преломления.

DOI: 10.7868/S0370274X1313002X

В работе [1] нами сообщалось о синтезе новых композитных материалов на основе полимерной матрицы и наночастиц серебра, а также о некоторых экспериментальных результатах исследования этих материалов. Как было показано в [1] путем сравнения спектров пропускания слоев одинаковой толщины из полимерной матрицы и композитного материала, добавление наночастиц серебра увеличивает прозрачность полимера. Мы называем этот эффект эффектом усиленного оптического пропускания. В спектрах отражения слоев одинаковой толщины из полимерной матрицы и композитного материала обнаруживаются интерференционные максимумы. Их расположение показывает, что синтезируемые нами новые композитные материалы обладают квазинулевым показателем преломления в зависимости от весового содержания серебра. Кроме того, они обладают высокой прозрачностью в широкой области длин волн (по крайней мере от 450 до 1000 нм). Это означает, что их показатель поглощения значительно меньше квазинулевых значений показателя преломления и практически равен нулю. Так, по спектрам отражения и пропускания композитных слоев различной толщины были определены значения показателя преломления $n = 0.36$ и показателя поглощения $\kappa = 10^{-4}$.

Проблеме получения метаматериалов с нулевым и квазинулевым показателем преломления уделяется значительное внимание исследователей [2–4]. Это связано с широкими возможностями их применения в различных приборах и устройствах, например при конструировании усиливающих линз (*enhanced lens*), фотонных кристаллов из квантовых ям, покрытий для обеспечения оптической невидимости тел (проблема *Invisible Cloak*) и т.д. Однако в подобных исследованиях нулевые и квазинулевые показатели преломления достигаются лишь в узком диапазоне длин волн. В синтезируемых же нами композитных материалах квазинулевые показатели преломления достижимы в широком диапазоне длин волн, включающем весь видимый и ближний инфракрасный диапазоны. Способ синтеза композитных материалов с квазинулевым показателем преломления, а также получения толстых (от 10 до 100 мкм) слоев из этих материалов описан в патенте [5].

Значительный интерес представляют теоретические и экспериментальные исследования оптических свойств новых композитных материалов с квазинулевым показателем преломления. Им и посвящена данная статья. Ниже будут получены формулы для амплитуд отражения и преломления света на однородной и неоднородной границах раздела вакуум–оптическая среда с квазинулевым показателем преломления. Неоднородность границы раздела двух сред подразумевает возможность нарушения известного в классической оптике [6] закона преломления: $\sin\theta_1 = n\sin\theta_T$, где θ_1 – угол падения, θ_T – угол преломления. При этом граница раздела двух сред представляет собой идеальную плоскую поверхность. Неоднородность границы раздела двух сред является свойством, присущим исключительно композиту с квазинулевым показателем преломления.

[1]e-mail: gadomsky@mail.ru

Как было показано в [1], близкие к нулю значения показателя преломления являются случайными величинами и находятся в области превышения точности определения показателя преломления. Согласно [7] систематическая погрешность в определении показателя преломления равна 1%. Она обусловлена тем, что в рамках концепции непрерывной среды не учитывается запаздывающее взаимодействие диполей внутри сферы Лорентца. Поэтому требуется пересмотр граничных условий, полученных в предположении резкой границы, когда показатели преломления сред представляются строго определенными величинами.

Будем исходить из теоремы погашения метода Эвальда–Озеена [6], которая представляется с помощью следующего уравнения:

$$\mathbf{A}_{0I}\exp\{ik_0\mathbf{r}(\mathbf{s}_I-\mathbf{s})\}=\frac{\sin(\varphi+\theta_T)}{2\cos\varphi\sin\theta_T}[\mathbf{T}_0-\mathbf{s}(\mathbf{s}T_0)],\quad (1)$$

где $k_0=\omega/c$, ω – частота внешнего излучения, c – скорость света в вакууме, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{A}_{0I}$ – амплитуда внешней волны, $\mathbf{s}_I$ – единичный вектор вдоль направления распространения внешней волны,

$$S_{xI}=-\sin\theta_I,\quad s_{yI}=0,\quad S_{zI}=-\cos\theta_I,\qquad (2)$$

θ_I – угол падения, $\mathbf{s}$ – единичный вектор с компонентами

$$S_x=-\sin\varphi,\quad S_y=0,\quad S_z=-\cos\varphi,\qquad (3)$$

φ – угол, определяемый с помощью равенства $n\sin\theta_T=\sin\varphi$, θ_T – угол преломления, $\mathbf{T}_0$ – амплитуда преломленной волны.

Теорема погашения (1) была доказана с помощью интегро-дифференциального уравнения распространения электромагнитных волн [6] для произвольных значений и знака показателя преломления среды.

Обозначим через $A_\perp$ и $A_\parallel$ амплитуды электрического вектора внешней волны, а через $T_\perp$ и $T_\parallel$ – амплитуды преломленной волны, соответствующие s- и p-поляризованным волнам. В результате вычислений из (1) получим следующие формулы:

$$T_\perp=\frac{2\cos\varphi\sin\theta_T}{\sin(\varphi+\theta_T)}A_\perp b_0,\qquad (4а)$$

$$T_\parallel^{(1)}=\frac{2\cos\varphi\sin\theta_T\sin\theta_I}{\sin(\varphi+\theta_T)\cos(\varphi-\theta_T)\sin\varphi}A_\parallel b_0,\qquad (4б)$$

$$T_\parallel^{(2)}=\frac{2\cos\varphi\sin\theta_T\cos\theta_I}{\sin(\varphi+\theta_T)\cos(\varphi-\theta_T)\cos\varphi}A_\parallel b_0,\qquad (4в)$$

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

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

$$\mathbf{s}_I=\mathbf{s},\quad \varphi=\theta_I,\quad n\sin\theta_T=\sin\theta_I,\qquad (5)$$

имеем две p-поляризованные преломленные волны с разными амплитудами. Для однородной границы раздела двух сред формулы (4) совпадают с формулами Френеля [6] и вместо двух p-поляризованных волн имеем одну преломленную p-поляризованную волну.

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

$$R_\perp=-\frac{\sin(\varphi-\theta_T)}{\sin(\varphi+\theta_T)}A_\perp b_0,\qquad (6а)$$

$$R_\parallel^{(1)}=\frac{\sin(\varphi-\theta_T)\cos(\theta_R-\theta_T)\sin\theta_I}{\sin(\varphi+\theta_T)\cos(\varphi-\theta_T)\sin\varphi}A_\perp b_0,\qquad (6б)$$

$$R_\parallel^{(2)}=\frac{\sin(\varphi-\theta_T)\cos(\theta_R-\theta_T)\cos\theta_I}{\sin(\varphi+\theta_T)\cos(\varphi-\theta_T)\cos\varphi}A_\perp b_0,\qquad (6с)$$

где $\theta_R=\pi-\varphi$ – угол отражения. При выполнении условий однородности границы раздела двух сред (5) формулы (6) переходят в формулы Френеля [6].

На рис. 1 представлена зависимость отражательной способности неоднородной границы раздела

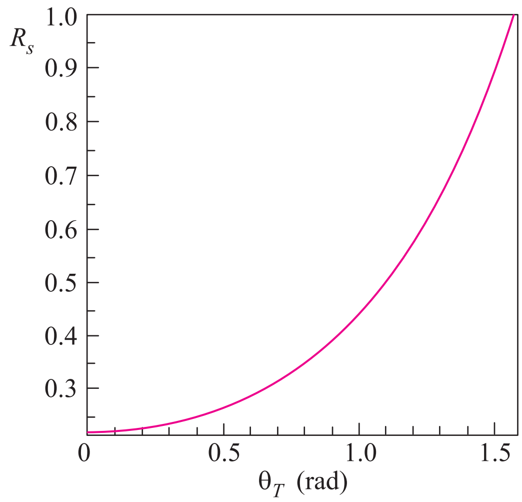

Рис. 1. Отражательная способность границы раздела вакуум-композит с показателем преломления $n=0.36$ $R_s=|R_\perp|^2$, где $R_\perp$ определяется формулой (6а) для неоднородной границы раздела двух сред, $\sin\varphi = n\sin\theta_T$, θ_T – угол преломления

вакуум–композит от угла преломления при произвольных углах падения в случае s-поляризации. На рис. 2 приведена отражательная способность этой

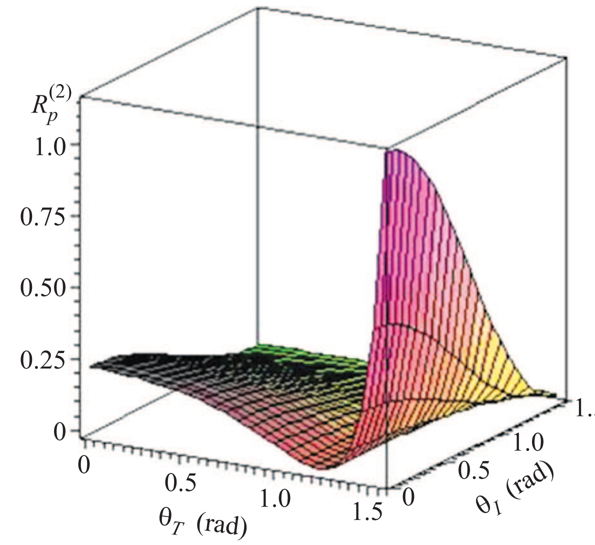

Рис. 2. Отражательная способность границы раздела вакуум–композит с показателем преломления $n = 0.36$ $R_p^{(2)} = |R_\parallel^{(2)}|^2$, где $R_\parallel^{(2)}$ определяется формулой (6в)

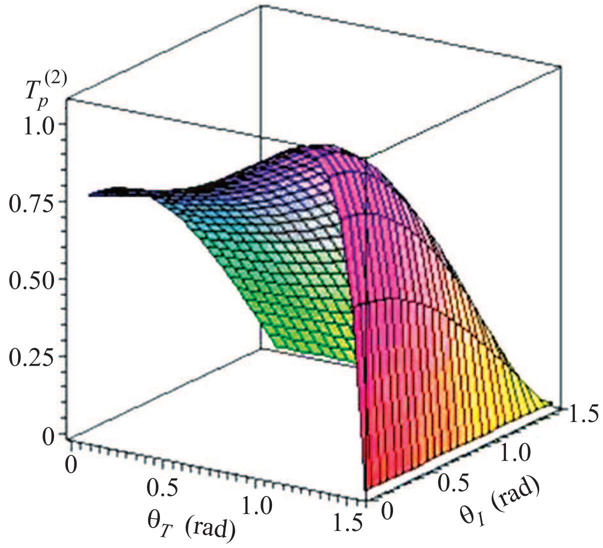

Рис. 3. Пропускательная способность границы раздела сред вакуум–композит с показателем преломления $n = 0.36$ $T_p^{(2)} = \frac{n\cos\theta_T}{\cos\theta_I}|T_\parallel^{(2)}|^2$

же границы в случае p-поляризованных волн. Как видно из рис. 2, при стремлении угла преломления к 90°, а угла падения – к нулю отражение света резко возрастает. При этом угол отражения света $\theta_R = 159°$, а угол $\varphi = 21°$ при $n = 0.36$. При $\varphi = 21°$ и $\theta_T = 90°$ отражательная способность $R_p^{(1)} = |R_\parallel^{(1)}|^2$ равна нулю. Таким образом, на неоднородной границе раздела вакуум–композит с квазинулевым показателем преломления формируется поверхностная волна, распространяющаяся внутри композита вдоль поверхности раздела, а в вакууме волна распространяется под углом $\theta_R = 159°$. На рис. 3 представлена пропускательная способность рассматриваемой границы раздела двух сред. Видно, что при $\theta_T \approx 90°$ волна практически не входит в композит.

Соотношение между углами преломления и падения определяет степень неоднородности границы раздела вакуум–композит с квазинулевым показателем преломления. По-видимому, это соотношение должно определяться экспериментально. Рассмотрим случай однородной границы, когда выполняются условия однородности (5). Покажем, что в этом случае можно наблюдать эффект полного внутреннего отражения, а роль менее плотной по сравнению с вакуумом среды выполняет оптическая среда с квазинулевым показателем преломления. Определим из соотношений (5) критическое значение угла падения $\bar\theta_I$ с помощью равенства

$$\sin\bar\theta_I = n, \tag{7}$$

где n – показатель преломления композита. Если $\theta_I = \bar\theta_I$, то $\sin\theta_T = 1$, т.е. угол преломления $\theta_T = 90°$. Поэтому направление распространения света будет касательно к поверхности раздела двух сред, а угол отражения света $\bar\theta_R = \pi - \bar\theta_I$, т.е. окажется близок к 180°. Если угол падения превышает критическое значение $\bar\theta_I$, то угол преломления становится мнимой величиной:

$$\sin\theta_T = \sin\theta_I/n, \quad \cos\theta_T = -i\sqrt{\sin^2\theta_I/n^2 - 1}. \tag{8}$$

Знак перед корнем (8) выбран отрицательным, что соответствует быстрому затуханию поверхностной волны по мере удаления точки наблюдения от границы раздела сред. Таким образом, весь падающий свет отражается в вакуум, что соответствует эффекту полного внутреннего отражения. Комплексность угла преломления означает, что направление затухания совпадает с нормалью к поверхности, а направление распространения света определяется действительной частью угла преломления и зависит от угла падения света. На рис. 4 представлены зависимости отражательных способностей R_s и R_p от угла падения θ_I. При этом значния

$$\begin{aligned} R_p &= \left|\frac{n^2\cos\theta_I - i\sqrt{\sin^2\theta_I - n^2}}{n^2\cos\theta_I + i\sqrt{\sin^2\theta_I - n^2}}\right|^2, \\ R_s &= \left|\frac{\cos\theta_I - i\sqrt{\sin^2\theta_I - n^2}}{\cos\theta_I + i\sqrt{\sin^2\theta_I - n^2}}\right|^2 \end{aligned} \tag{9}$$

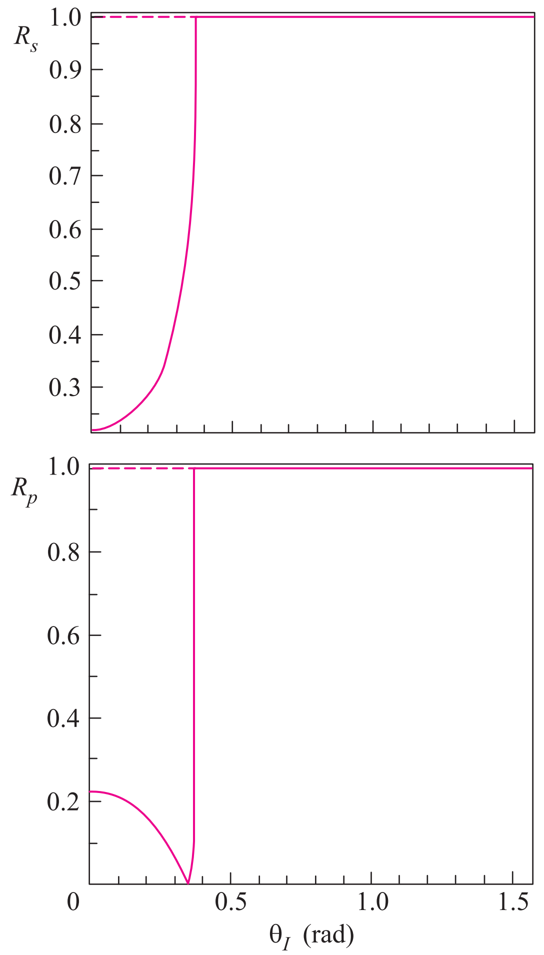

Рис. 4. Отражательные способности однородной границы раздела вакуум–композит с квазинулевым показателем преломления в зависимости от угла падения света

вычислены с помощью формул (4), (6) при $\varphi = \theta_I$ для углов падения $\theta_I \geq \bar{\theta}_I$. Очевидно, что при $\theta_I \geq \bar{\theta}_I$, имеем $R_p = R_s = 1$ независимо от углов падения. При этом $T_p = T_s = 0$ при углах падения θ_I, больших критического угла. Для малых углов падения, таких, что $\sin\theta_I < n$, угол преломления является действительной величиной и величины R_p, R_s вычисляются с помощью формул (4), (6) при $\varphi = \theta_I$:

$$R_p = \left| \frac{\sqrt{1-\sin^2\theta_T} - n\cos\theta_I}{\sqrt{1-\sin^2\theta_T} + n\cos\theta_I} \right|^2, \qquad R_s = \left| \frac{\cos\theta_I - n\sqrt{1-\sin^2\theta_T}}{\cos\theta_I + n\sqrt{1-\sin^2\theta_T}} \right|^2, \tag{10}$$

где $\sin\theta_T = \sin\theta_I/n$. Как видно из формул (10), в области малых углов падения величины R_p и R_s малы. Однако если предположить, что в области малых углов падения граница раздела вакуум–композит с квазинулевым показателем преломления является неоднородной, то согласно рис. 3 отражательная способность границы оказывается близкой к единице. На рис. 4 эта ситуация изображена штриховой линией.

Таким образом, в данной статье показано, что на границе раздела вакуум–оптическая среда с квазинулевым показателем преломления возможно возбуждение поверхностных электромагнитных волн, огибающих поверхность раздела. При этом для возбуждения таких волн не требуется применения каких-либо устройств, которые используются для возбуждения поверхностных волн, например, на поверхности металлов [8]. В полученных с помощью теоремы погашения формулах для амплитуд отражения и преломления границы раздела двух сред n представляет собой область допустимых значений показателя преломления вблизи нуля, включая его нулевое значение. Поскольку в пределах этой области значений показатель преломления является случайной величиной, экспериментальные значения амплитуд отражения и преломления света должны быть усреднены с помощью соответствующей функции распределения вероятностей. В [1] амплитуды отражения и пропускания слоя с квазинулевым показателем преломления представлялись как волновые пакеты классических амплитуд отражения и пропускания слоя с фиксированными значениями показателей преломления в пределах области допустимых значений. При этом предполагалось, что френелевские коэффициенты не зависят от изменения показателя преломления и вся зависимость от n содержится в экспоненциальных множителях. Такой способ усреднения позволил получить компактные формулы для амплитуд отражения и пропускания слоя с квазинулевым показателем преломления, которые удовлетворительно согласуются с экспериментом. По-видимому, такой же способ усреднения амплитуд отражения и преломления света может быть применен и для неоднородной границы композита с квазинулевым показателем преломления. Однако, однозначный ответ здесь может быть получен только с помощью экспериментальных данных.

Данная работа поддержана Фондом содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (проект # 19734) и Инвестиционно-венчурным фондом республики Татарстан. ООО "Солар Нано Композит" является резидентом фонда Сколково.

---

1. O. N. Gadomsky and K. K. Altunin, Opt. Commun. **285**,

816 (2012).
2. M. Navarro-Cia, M. Beruete, I. Campillo, and M. Sorolla, Phys. Rev. B **83**, 115112-1 (2011).
3. B. Tao and L. Fu-Li, Journal of the Optical Society of America B **26**, 96 (2009).
4. V. C. Nguyen, L. Chen, and K. Halterman, Phys. Rev. Lett. **105**, 233908-1 (2010).
5. О. Н. Гадомский, Н. М. Ушаков, В. Я. Подвигалкин и др., Патент РФ # 2456710 от 20.07.2012.
6. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1973.
7. О. Н. Гадомский, Успехи физических наук **170**(11), 1145 (2000).
8. *Поверхностные поляритоны* (под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса), М.: Наука, 1985.