

УДК 535.361.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ВКЛЮЧЕНИЯМИ НАНОЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В ТЕТРАНИТРАТЕ ПЕНТАЭРИТРИТА

Б. П. Адуев, А. П. Никитин, Д. Р. Нурмухамедов, А. А. Звекон, Р. И. Ковалев

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESEARCH OF SCATTERING AND ABSORPTION OF LIGHT ON ALUMINUM NANOPARTICLES IN PENTAERYTHRITOL TETRANITRATE

B. P. Aduev, A. P. Nikitin, D. R. Nurmukhamedov, A. A. Zvekov, R. I. Kovalev

Работа выполнена на оборудовании ЦКП КемНЦ СО РАН. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (№ 13-03-98032 p_сибирь_a).

С использованием фотометрического шара экспериментально исследована зависимость коэффициентов пропускания и суммы коэффициентов пропускания и поглощения света с длиной волны 643 нм в прессованных образцах тетранитропентаэритрита (тэна), содержащих нановключения алюминия (средний радиус 50 нм) от массовой доли наночастиц алюминия в ней. Проведено моделирование процесса поглощения и рассеяния света в данной системе с привлечением теории Ми и уравнения переноса излучения. Показано, что распределение поглощенной энергии по глубине образца приближенно подчиняется законам Бугера и Бера. Эффективное значение сечения поглощения излучения наночастицами металла, учитывающее как поглощение, так и рассеяние света ансамблем частиц, превышает геометрическое сечение.

Using the integrating sphere, the authors investigated experimentally the dependence of transmission coefficients and the sum of the coefficients of transmission and absorption of light with a wavelength of 643 nm in the pressed samples of pentaerythritol tetranitrate (PETN), containing aluminum nano-inclusions (average radius of 50 nm) of the mass fraction of aluminum nanoparticles. The simulation of the process of absorption and scattering of light in this system was performed with the involvement of the Mie theory and radiative transfer equation. It is shown that the distribution of the absorbed energy of approximately obeys the laws of the Bouguer and Beer by the sample depth. The effective value of absorption cross section of metal nanoparticles radiation, taking into account both the absorption and scattering of light by an ensemble of particles, is greater than the geometric cross section.

Ключевые слова: лазер, тетранитропентаэритрит, наночастицы, рассеяние света, уравнение переноса излучения, теория Ми.

Keywords: laser, PETN, nanoparticles, light scattering, radiative transfer equation, the Mie theory.

Введение

Изучению оптических свойств наночастиц металлов посвящен широкий спектр экспериментальных и теоретических работ, например [2; 5; 6; 12; 17; 18]. Актуальность данной темы объясняется тем, что на оптические свойства влияет не только природа металла, но и размерные, морфологические и структурные характеристики наночастиц. Прикладной аспект проблемы заключается в возможности практического использования процессов поглощения и рассеяния света наночастицами в таких устройствах как полупроводниковые солнечные батареи [5; 6] и оптические детонаторы [1; 8; 9; 16; 7]. В первом случае рассеяние света наночастицами приводит к падению коэффициента отражения света от ячейки и повышению ее эффективности [6; 5], во втором – к поглощению энергии лазерного излучения и снижению критической плотности энергии инициирования в десятки раз [1; 8; 9; 16; 7]. Обсуждается возможность применения наночастиц для устройств нанофотоники [12] и гипотермической терапии рака [2].

Сложность определения оптических свойств связана с одновременным наличием эффектов рассеяния и поглощения излучения, которые невозможно разделить при классической методике получения спектров экстинкции. При типично используемых концентрациях наночастиц становится значительным эффект многократного рассеяния света, роль которого отмечалась ранее [10]. Несмотря на большой накопленный

объем экспериментальных результатов, связь между сечениями поглощения и рассеяния света и наблюдаемыми экспериментально оптическими свойствами наночастиц пока не определена. Цель работы: определение сечений поглощения и рассеяния света наночастицами с использованием экспериментально измеренных с помощью фотометрического шара величин коэффициентов рассеяния и пропускания.

Экспериментальная часть

В качестве образцов использовались прессованные порошки тетранитропентаэритрит (тэна) с добавками наноразмерного алюминия. Выбор образцов определяется возможностью их использования в качестве капсульных составов для оптических детонаторов. Для подготовки образцов использовался синтезированный нами порошок тэна с характерными размерами зерен 1 – 2 мкм [10].

В качестве добавок использовался порошок алюминия, изготовленного методом газофазного синтеза в Институте физики металлов УрО РАН, с диаметром частиц в максимуме распределения 100 – 120 нм (использовался тот же порошок, что и в работах [10; 11]). Возраст порошка на момент проведения экспериментов составлял 4 года. Известно, что в результате хранения наночастицы Al покрываются оксидной пленкой. Количественное содержание оксида алюминия (Al_2O_3), рассчитанное по результатам электронно-зондового микроанализа (рентгеновская флуоресцен-

ция), проведенное при помощи сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM63901A, оснащенного спектрометром JEOL JED2400, составило 24 массовых процента.

Проводилась следующая процедура подготовки образцов. В порошок тэна добавлялись наночастицы Al до получения нужной концентрации. Смесь помещалась в гексан и перемешивалась в ультразвуковой ванне для получения равномерного распределения наночастиц в объеме смеси. После этого проводили испарение гексана, сушку смеси и навеску образца, необходимой величины. Образцы с применением специальной пресс-формы прессовались в виде таблеток с требуемой толщиной и диаметром 3 ± 0.01 мм. При прессовании давление поднималось в течение 30 минут до величины 1.8 ГПа. В результате прессования получали образец с плотностью близкой к плотности монокристалла (1.73 ± 0.03 г/см³). Данная методика обеспечивает отсутствие посторонних включений, пузырей и трещин, видимых дефектов на поверхности [7].

Измерения проводились с применением фотометрического шара [10; 13] рис. 1.

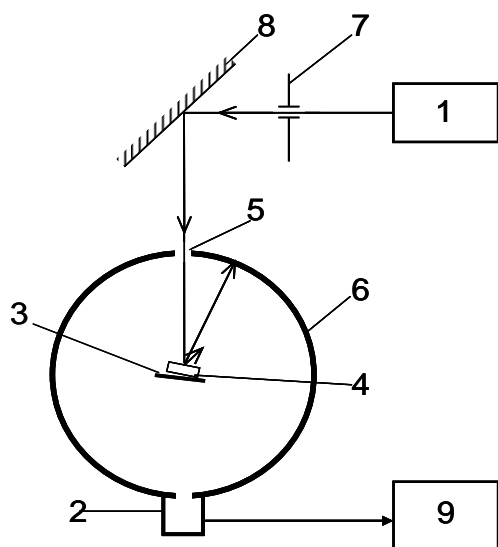


Рис. 1. Схема измерения оптических характеристик: 1 – источник излучения, 2 – фотодиод, 3 – светоотражатель, 4 – образец, 5 – входное окно фотометрического шара, 6 – фотометрический шар, 7 – диафрагма, 8 – поворотное зеркало, 9 – милливольтметр

В качестве источника света применялся лазерный диод (643 нм, 5 мВ) (1). Для измерения интенсивности светового потока применялся PIN-фотодиод (2), сигнал I с которого фиксировался милливольтметром. Угол между падающим пучком и нормалью к образцу не превышал 5°.

Контрольный замер I₀ осуществлялся путем измерения освещенности внутри шара без образца. В этом случае свет рассеивался светоотражателем (3), имеющим ту же окраску, что и стенки шара. Экспериментально измерялись коэффициент пропускания $T = I_T/I_0$, сумма коэффициентов отражения и пропускания $T+R=I_{T+R}/I_0$. Для измерения коэффициента пропускания T образец (4) помещался на пути лазерного луча на входное окно (5), и измерялась интенсивность светового потока I_T. Для измерения T+R образец (4)

помещался в центре шара (как показано на рисунке). Измерялась интенсивность светового потока I_{T+R}.

Погрешность определения оптических параметров зависела в основном от качества образцов, в частности, их однородности, случайного отклонения концентрации включений от заданной. В связи с этим на каждой использованной концентрации включений проводились измерения на 5 одинаковых образцах, вычислялось среднее значение и доверительный интервал при доверительной вероятности α = 0.9.

Тестирование методики проводилось на стандартных стеклах с известными T и R [13], которое подтвердило ее корректность.

Моделирование

В рамках теории переноса излучения среда характеризуется линейными показателями экстинкции k, поглощения k_{abs} и рассеяния k_{sca}, величиной альбедо однократного взаимодействия кванта света с рассеивающей средой $\Lambda = k_{sca}/k$ и индикатрисой рассеяния. Обозначим средние значения коэффициентов эффективности поглощения и рассеяния включений как Q_{abs} и Q_{sca}. Соответственно выражения для коэффициентов поглощения, рассеяния и ослабления принимают вид [15]:

$$k_{abs} = \pi r_{eff}^2 Q_{abs} C, \quad k_{sca} = \pi r_{eff}^2 Q_{sca} C \quad (1)$$

$$k = \pi r_{eff}^2 C \cdot (Q_{sca} + Q_{abs}),$$

где r_{eff} – эффективный радиус включения, C – концентрация включений (см⁻³). Эффективный радиус принимался равным 50 нм (максимум распределения). Концентрация рассчитывалась из массовой доли:

$$C = \frac{w \rho_{PETN}}{M}, \quad (2)$$

где w – массовая доля добавки (вкладом добавки в массу образца при массовой доле менее 1% можно пренебречь), ρ_{PETN} – плотность тэна (1.73 г/см³), средняя масса включения вычислялась по выражению:

$$\bar{M} = \frac{4\pi}{3} \rho_i \cdot \frac{\sum N_i R_i^3}{\sum N_i}, \quad (3)$$

где ρ_i – плотность вещества включения (для алюминия 2.7 г/см³), R_i – радиус включений, N_i – количество включений с радиусом R_i. Две последние величины определялись из экспериментальной гистограммы [10].

Для решения уравнения переноса излучения использована разновидность метода сферических гармоник, в которой освещенность разделяется на падающую (нерассеянную I₀) и рассеянную (I_s) составляющие [11]:

$$I = I_0 + I_s. \quad (4)$$

Нерассеянная составляющая освещенности уменьшается по закону Бугера с учетом отражения от нижней границы образца:

$$I_0 = J \cdot (\exp(-\tau) + R_f \exp(\tau - 2L)), \quad (5)$$

где τ = kx – безразмерная координата,

$J = J_0(1 - R_f)$, R_f – коэффициент отражения нормально падающего света от границы образца,

J_0 – интенсивность падающего на образец излучения. Система дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения рассеянной составляющей освещенности по сферическим гармоникам (C_m) имеет вид [11]:

$$\frac{1}{2m+1} \cdot \left[(m+1) \frac{dC_{m+1}}{d\tau} + m \frac{dC_{m-1}}{d\tau} \right] + \left(1 - \frac{\Lambda x_m}{2} \right) C_m = \frac{J \Lambda x_l}{2} \left[\exp(-\tau) + R_f \exp(\tau - 2L) \right], \quad (6)$$

где x_l – коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния по сферическим гармоникам. Граничные условия для системы (6), соответствуют френелевскому отражению [3; 4]:

$$I_s(0, \mu) = R(\mu) I_s(0, -\mu), \quad 0 \leq \mu \leq 1, \quad (7)$$

$$I_s(L, -\mu) = R(\mu) I_s(L, \mu), \quad -1 \leq \mu \leq 0, \quad (8)$$

где $R(\mu)$ – угловая зависимость френелевского коэффициента отражения, $\mu = \cos\theta$ – косинус сферического угла. Формулы (7) и (8) определяют гра-

ничные условия на верхней и нижней поверхности образца соответственно. Применив разложение $R(\mu)$ по полиномам Лежандра, получим граничное условие для вкладов гармоник:

$$\sum_{m=0}^N (N_{lm} - R'_{lm}) C_m(0) = 0, \quad (9)$$

где матричные элементы имеют вид:

$$R'_{lm} = (-1)^m \frac{2m+1}{2} \int_0^1 P_m(\mu) R(\mu) P_l(\mu) d\mu, \quad (10)$$

$$N_{lm} = \frac{2m+1}{2} \int_0^1 P_m(\mu) P_l(\mu) d\mu. \quad (11)$$

Аналогичным образом для нижней границы получаем:

$$\sum_{m=0}^N (\tilde{N}_{lm} - \tilde{R}'_{lm}) C_m(L) = 0. \quad (12)$$

Матричные элементы связаны следующими соотношениями:

$$\tilde{N}_{lm} = (-1)^m N_{lm}, \quad R'_{lm} = (-1)^m \tilde{R}'_{lm}. \quad (13)$$

В соответствии с формулами Френеля угловая зависимость коэффициента отражения при $\mu \geq \sqrt{1 - n^{-2}}$ имела вид:

$$R(\mu) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{n^{-2} - 1 + \mu^2} - \mu}{\sqrt{n^{-2} - 1 + \mu^2} + \mu} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\mu \sqrt{n^{-2} - 1 + \mu^2} + \mu^2 - 1}{\mu \sqrt{n^{-2} - 1 + \mu^2} - \mu^2 + 1} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

При $\mu < \sqrt{1 - n^{-2}}$ происходит полное внутреннее отражение и $R(\mu) = 1$.

Система уравнений (6) является неоднородной и не разрешенной относительно производных. Для удобства решения она приводилась к виду:

$$\frac{dC_m}{d\tau} = \sum_{n=0}^N A_{mn} C_n + \quad (15)$$

$$+ J \Lambda B_m \left[\exp(-\tau) + R_f \exp(\tau - 2L) \right].$$

Решение (15) можно представить в виде:

$$C_m(\tau) = \sum_{i=0}^N a_{mi} \tilde{C}_i \exp(\gamma_i \tau) + C_p^1 \exp(-\tau) + C_p^2 \exp(\tau). \quad (16)$$

Коэффициенты C_p^1 и C_p^2 равны:

$$C_p^1 = -J \Lambda \cdot \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} + A_{pm}]^{-1} B_m, \quad (17)$$

$$C_p^2 = J \Lambda R_f \exp(-2L) \cdot \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} - A_{pm}]^{-1} B_m. \quad (18)$$

Первое слагаемое в правой части (16) соответствует разложению решения по собственным векторам (матри-

ца a_{mi}) с соответствующими собственными числами γ_i . Коэффициенты разложения \tilde{C}_i определялись из граничных условий (9) и (12), образующих систему из $2N+2$ уравнений, из которых $2N$ линейно независимы. Число определяемых коэффициентов $N+1$, то есть система переопределенная. Поэтому использовалась минимизация суммы квадратов отклонений величин в левых частях (9) и (12) от нуля методом Нелдера-Мида. Типичные значения суммы квадратов отклонений не превышали 10^{-4} при $J=1$, что говорит об удовлетворительной точности расчета.

Для сравнения с экспериментом вычислялись наблюдаемые величины коэффициентов отражения, пропускания и поглощения. Поглощение света в каждой точке составляет $(1 - \Lambda) \int_{-1}^1 I d\mu$ (в размерных переменных коэффициент перед интегралом равен $(1 - \Lambda)k$). Поглощенная энергия в единице объема от рассеянного света равна $(1 - \Lambda)C_0$. Следовательно, выражение для коэффициента поглощения света образцом с учетом отражения падающего излучения от верхней границы имеет вид:

$$A = (1 - \Lambda) \cdot \left(\frac{1}{J_0} \int_0^L C_0 d\tau + (1 - R_f) \cdot \left[1 - \exp(-L) + R_f \exp(-L) \cdot (1 - \exp(-L)) \right] \right). \quad (19)$$

Пропущенное и отраженное излучение складывается из рассеянной и нерассеянной составляющей.

Первая определяется интегралами от $I_s(0)$ и $I_s(L)$ по

углу от доли пропущенной энергии в каждом направлении, спроектированном на нормаль к поверхности. Составляющие в отраженном и пропущенном свете от рассеянного излучения примут вид:

$$\sum_{m=0}^N (-1)^m C_m(0) \xi_m \quad \text{и} \quad \sum_{m=0}^N C_m(\tau) \xi_m \quad \text{соответст-}$$

венно, где компоненты вектора ξ_m равны:

$$\xi_m = \frac{2m+1}{2} \int_0^1 P_m(\mu) \cdot [1-R(\mu)] \cdot \mu d\mu. \quad (20)$$

К ним необходимо прибавить отражение и пропускание нерассеянной компоненты на границах образца. Соответственно получим:

$$T = \left(\frac{1}{J_0} \sum_{m=0}^N C_m(\tau) \xi_m + (1-R_f)^2 \exp(-L) \right). \quad (21)$$

$$R = \left(\frac{1}{J_0} \sum_{m=0}^N (-1)^m C_m(0) \xi_m + R_f + \right. \\ \left. + R_f (1-R_f) \cdot \exp(-2L) \right). \quad (22)$$

Из формулы (22) следует, что отражение от рассеивающей свет системы больше френелевского.

При численном моделировании использовались первые восемь гармоник, так как дальнейшее увеличение их количества перестает влиять на результаты расчета. Для апробации методики выполнен расчет распределения поглощённой энергии излучения при $Q_{sca} = 1.0$, $Q_{abs} = 0.01$. При этих параметрах реализуется диффузионный режим рассеяния света [15], и безразмерный показатель поглощения составляет $\sqrt{3} \cdot (1-A)$. Рассчитанная величина безразмерного показателя поглощения составляет 0.1775 и отличается на 3 % от теоретического значения, что свидетельствует о корректности расчета.

В работе проведено решение обратной задачи: определение из обработки экспериментально измеренных коэффициентов пропускания и поглощения света в прессованных образцах тэна, содержащих наночастицы известной концентрации и дисперсности, сечений поглощения и рассеяния и параметров индикатрисы рассеяния. Рассеяние осуществлялось на наночастицах металлов, которое рассчитывалось в рамках теории Ми. Сечения поглощения и рассеяния [8; 16; 19], а также индикатриса рассеяния зависит от комплексного показателя преломления, следовательно, остается два варьируемых параметра. Подпрограмма рассчитывала вначале параметры рассеяния, затем они использовались для расчета методом сферических гармоник пространственного распределения интенсивности и интегральных характеристик: коэффициентов отражения и суммы коэффициентов отражения и пропускания образца. Критерием согласия расчета и эксперимента служила величина суммы квадратов отклонений.

Результаты и обсуждение

В серии экспериментов использовались образцы с содержанием включений 0.025; 0.05; 0.075; 0.1; 0.15; 0.2 массовых процента, при этом толщина образцов

составляла величину 0.13 ± 0.01 мм. Измерения при больших массовых долях не проводились, поскольку пропускание было близко к нулю. Результаты измерений представлены на рис. 2.

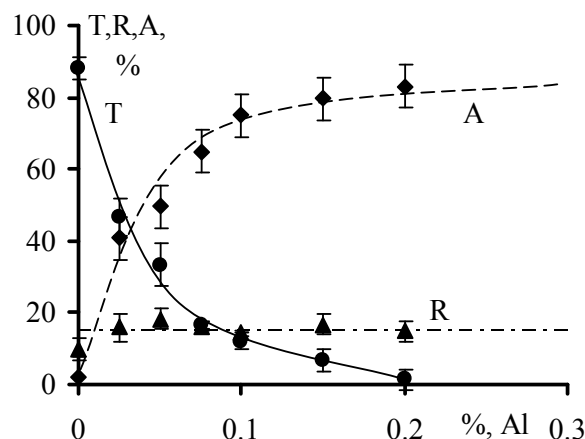


Рис. 2. Зависимость доли пропущенной (T), отраженной и рассеянной (R), и поглощенной (A) энергии от концентрации включений в образце ($h = 0,13$ мм)

Для прессованных образцов без включений значение R близко к коэффициенту френелевского отражения для монокристалла. Действительно, при коэффициенте преломления $n = 1.54$ для тэна френелевское отражение от передней и тыльной поверхности составляет $R = 0.09$. Таким образом, матрица является слабопоглощающей и слаборассеивающей средой.

При переходе к образцам, содержащим включения, доля отраженной и рассеянной энергии увеличивается до ~15 %. В пределах погрешности измерений эта величина практически не меняется ни при вариации концентрации включений, ни при вариации толщины образца при заданной концентрации включений. Увеличение коэффициента отражения при введении добавок является прямым следствием рассеяния света на них. Следует отметить, что коэффициент отражения у образцов с включениями больше, чем без включений, даже если коэффициент пропускания пренебрежимо мал.

На рис. 3 представлено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей коэффициентов отражения и суммы коэффициентов отражения и пропускания от массовой доли включений при длине волны 643 нм. Теоретические зависимости получены при варьировании показателя преломления алюминия. Из рисунка следует хорошее согласие эксперимента и расчета при показателе преломления $1.28-5.90i$. Согласно справочным данным показатель преломления алюминия при длине волны 650 нм составляет $(1.14 \pm 0.16) - (6.54 \pm 0.57)i$ [14], что близко к полученной из эксперимента величине.

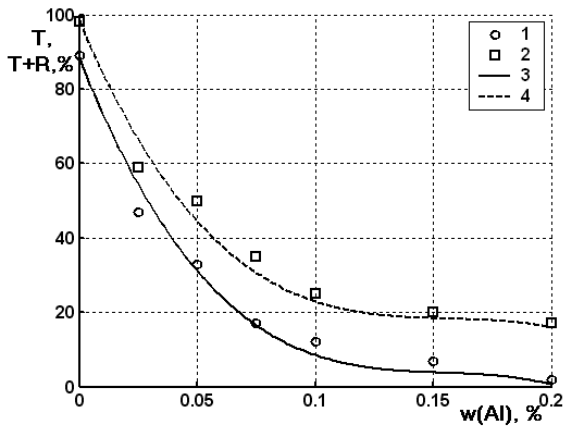


Рис. 3. Зависимость коэффициентов пропускания (1, 3) и суммы коэффициентов пропускания и отражения (2, 4) от массовой доли алюминия при толщине образца 0.13 мм. Эксперимент (1, 2), расчет (3, 4)

На рис. 4 приведено распределение поглощенной энергии в относительных единицах по глубине образца в случае массовой доли алюминиевых включений 0.05 %. Вклады обеих компонент сопоставимы только на поверхности образца. По мере удаления от нее вклад рассеянной компоненты начинает доминировать. Наблюдаемый максимум для рассеянной компоненты, является типичным, возникая из-за частичной проницаемости границы образца для излучения. Зависимость поглощаемой энергии от глубины образца близка к экспоненциальной, то есть приблизительно выполняется закон Бугера, в котором наблюдаемый показатель поглощения определяется как поглощением, так и рассеянием света в среде. При моделировании ощутимые отклонения от закона Бугера наблюдались только для очень тонких образцов, когда становится значительным отражение излучения от тыльной границы.

На рис. 5 представлены рассчитанные по экспериментальным данным (1) линейные коэффициенты поглощения света образцом и полученные в результате моделирования (2) при различных значениях массовой доли алюминия. Экспериментальные величины определялись как $d^{-1} \ln[(1-R)/T]$. Теоретические значения были рассчитаны из коэффициента наклона зависимости логарифма поглощаемой энергии от глубины образца. Между ними видно хорошее согласие. И теория, и эксперимент приводят к зависимости от массовой доли близкой к линейной, что говорит о приближенном выполнении закона Бера.

Литература

1. Aluker E. D., Krechetov A. G., Mitrofanov A. Y., Nurmukhametov D. R., Kuklja M. M. Laser initiation of energetic materials: selective photoinitiation regime in pentaerythritol tetranitrate // J. Phys. Chem. C. 2011. V. 115. № 14. P. 6893 – 6901
2. Dombrovsky L. A., Timchenko V., Jackson M., Yeoh G. H. A combined transient thermal model for laser hyperthermia of tumors with embedded gold nanoshells // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. P. 5459 – 5469.

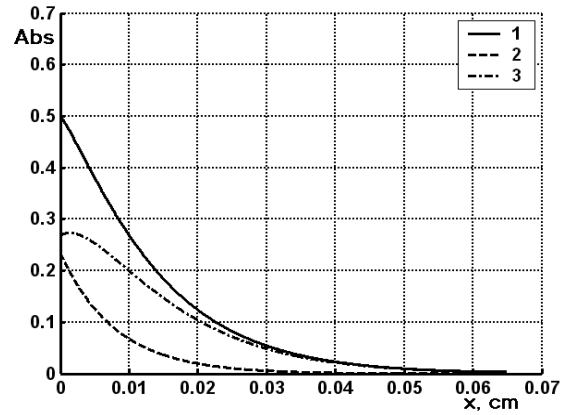


Рис. 4. Распределение поглощенной энергии по образцу (1); нерассеянная составляющая (2); рассеянная составляющая (3)

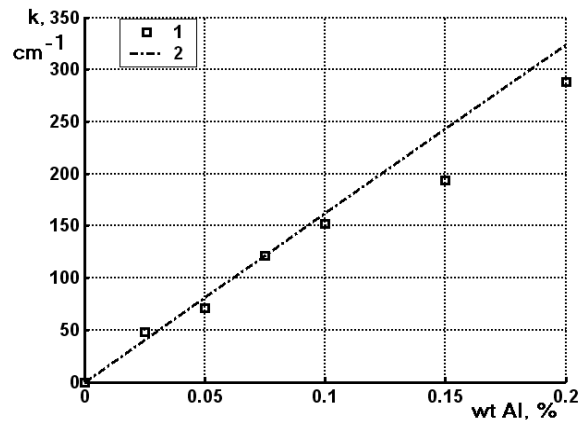


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения света от массовой доли алюминия: обработка эксперимента (1), расчет (2)

Заключение

Экспериментально определены коэффициенты пропускания и сумма коэффициентов пропускания и поглощения света с длиной волны 643 нм в прессованных образцах тэна, содержащих нановключения алюминия. Для обработки результатов использовалась теория Ми и решение уравнения переноса излучения методом сферических гармоник. Получены распределения поглощенной энергии по глубине образца, показано, что оно приближенно подчиняется законам Бугера и Бера. Определено наблюдаемое сечение поглощения излучения наночастицами алюминия, учитывающие как поглощение, так и рассеяние, которое превышает геометрическое. Полученный из экспериментальных данных коэффициент преломления алюминия согласуется со справочными данными.

Авторы благодарны профессору В. Ю. Яковлеву за постоянный интерес и помощь в работе.

3. Garcia R. D. M. Fresnel boundary and interface conditions for polarized radiative transfer in a multilayer medium // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2012. V. 113. P. 306 – 317.
4. Garcia R. D. M. Radiative transfer with polarization in a multi-layer medium subject to Fresnel boundary and interface conditions // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2013. V. 115. P. 28 – 45.
5. Moulin E., Sukmanowski J., Luo P., Carius R., Royer F. X., Stiebig H. Improved light absorption in thin-film silicon solar cells by integration of silver nanoparticle // Journal of Non-Crystalline Solids. 2008. V. 354. P. 2488 – 2491.
6. Wang H.-H., Su Ch., Wu Ch.-Y., Tsai H.-B., Li Ch.-Y., Li W.-R. Preparation of composite light-scattering layer for dye sensitized solar cells // Thin Solid Films. 2013. V. 529. P. 15 – 18.
7. Адуев Б. П., Белокуров Г. М., Нурмухаметов Д. Р., Нелюбина Н. В. Светочувствительный материал на основе смеси тэна и наночастиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 3. С. 127 – 132.
8. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Фурега Р. И., Звекон А. А., Каленский А. В. Взрывчатое разложение тэна с нанодобавками алюминия при воздействии импульсного лазерного излучения различной длины волны // Химическая физика. 2013. Т. 32. № 8. С. 39 – 42.
9. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Ципилев В. П., Фурега Р. И. Влияние добавок ультрадисперсных частиц Al-C на чувствительность тэна к лазерному воздействию // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. № 2. С. 102 – 105.
10. Александров Е. И., Вознюк А. Г., Ципилев В. П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 1. С. 3 – 9.
11. Будак В. П. Методы решения уравнения переноса излучения. М.: Издательский дом МЭИ, 2007. 52 с.
12. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Панина Е. К. Нанопотоника изолированных сферических частиц // Известия вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 4. С. 76 - 85.
13. Зинченко А. Д., Погребов А. И., Таржанов В. И., Токарев Б. Б. Оптические характеристики некоторых порошкообразных ВВ // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28. № 5. С. 80 – 87.
14. Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. // Оптические постоянные природных и технических сред. Л.: Химия, 1984. 216 с.
15. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 1. С. 202.
16. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Зыков И. Ю., Адуев Б. П. Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включений в прозрачных средах // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 6. С. 54 – 58.
17. Рутберг Ф. Г., Гусаров В. В., Коликов В. А., Воскресенская И. П., Снегов В. Н., Стогов А. Ю., Черепкова И. А. Исследование физико-химических свойств наночастиц, полученных с помощью импульсных электрических разрядов в воде // Журнал технической физики. 2012. Т. 82. Вып. 12. С. 33 - 36.
18. Светличный В. А., Лапин И. Н. Структура и свойства наночастиц, полученных методом лазерной абляции объемных мишеней металлического Zn в воде и этаноле // Известия вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 5. С. 86 - 91.
19. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М., Л.: Гос. изд-во технико-теоретической лит., 1951. 288 с.

Информация об авторах:

Адуев Борис Петрович – доктор физико-математических наук, заместитель директора по научной работе Института углекислоты и химического материаловедения СО РАН, lesinko-iuxm@yandex.ru.

Boris P. Aduiev – Doctor of Physics and Mathematics, Deputy Vice-Director for Science at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

Никитин Андрей Павлович – аспирант Института углекислоты и химического материаловедения СО РАН, lesinko-iuxm@yandex.ru.

Andrey P. Nikitin – post-graduate student at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

Нурмухаметов Денис Рамильевич – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института углекислоты и химического материаловедения СО РАН, lesinko-iuxm@yandex.ru.

Denis R. Nurmukhamedov – Candidate of Physics and Mathematics, Research Associate at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

Звекон Александр Андреевич – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института углекислоты и химического материаловедения СО РАН, lesinko-iuxm@yandex.ru.

Alexander A. Zvekov – Candidate of Physics and Mathematics, Research Associate at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

Ковалев Родион Игоревич – магистрант Института углекислоты и химического материаловедения СО РАН, lesinko-iuxm@yandex.ru.

Rodion I. Kovalev – Master’s Degree student at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

Статья поступила в редколлегию 28 июля 2014 г.