

Исследование оптических свойств композитов гексоген–алюминий

© Б.П. Адуев¹, Г.М. Белокуров¹, Д.Р. Нурмухаметов¹, И.Ю. Лисков¹,
Н.В. Нелюбина¹, А.А. Звеков¹, А.В. Каленский^{2¶}

¹ Институт углехимии и химического материаловедения
Федерального исследовательского центра угля и углехимии Сибирского отделения РАН,
650000 Кемерово, Россия

² Кемеровский государственный университет,
650000 Кемерово, Россия

¶e-mail: kriger@kemsu.ru

Поступила в редакцию 14.05.2018 г.

В окончательной редакции 13.07.2018 г.

С использованием фотометрического шара исследованы оптические характеристики прессованных таблеток гексогена (плотностью 1.78 g/cm^3), содержащих наночастицы алюминия (средний диаметр 100 nm). Использовался стационарный источник излучения с длиной волны 532 nm. Измерены зависимости коэффициентов пропускания, диффузного отражения и поглощения образцов от массовой концентрации наночастиц алюминия (в диапазоне от 0 до 0.2%). Выполнено моделирование экспериментальных зависимостей на основе решения уравнения переноса монохроматического излучения. Наблюдаемые зависимости оптических свойств исследованных образцов от массовой концентрации включений удовлетворительно описываются при учете оксидной оболочки на поверхности наночастиц.

DOI: 10.21883/OS.2018.11.46817.128-18

Введение

В настоящее время актуальна разработка новых материалов, чувствительных к импульсному лазерному излучению. В частности, вызывают интерес и находят практическое применение взрывчатые композитные материалы с низким порогом лазерного инициирования [1,2]. В этом направлении оказалось перспективным добавление ультрадисперсных частиц металлов в тетранитрат-пентаэритрит (ТЭН). В работах [3–7] (а также списках литературы к ним) получено снижение порога лазерного инициирования в прессованных таблетках ТЭН-наночастицы металлов относительно чистого ТЭН в десятки раз. В настоящее время детали механизма поглощения света и инициирования взрывного разложения окончательно не установлены. Предполагается, что свет поглощается включениями металлов, что приводит к их нагреву вплоть до температуры вспышки, разогреву прилегающего слоя взрывчатого вещества и переходу реакции разложения во взрывной режим [7]. Некоторые исследователи считают, что включения ультрадисперсных частиц металлов преимущественно рассеивают свет, увеличивая длину пробега фотонов в матрице взрывчатого вещества, и тем самым увеличивая его поглощение света в матрице, что приводит к росту вероятности взрыва [8,9]. В другой работе [10], по крайней мере для прессованных образцов композитов ТЭН-наночастицы алюминия с плотностью, близкой к плотности монокристалла, было показано, что поглощение излучения происходит преимущественно включениями. Во всех работах в качестве матрицы использовался ТЭН. В работах [10,11] исследованы оптиче-

ские свойства прессованных таблеток ТЭН-наночастицы алюминия, что позволяет прогнозировать оптимальные концентрации и размер включений, обеспечивающих минимальную плотность энергии взрыва образцов. Для расширения круга исследуемых объектов с целью нахождения оптимальной матрицы в настоящей работе используется гексоген (RDX), содержащий включения алюминия. В связи с тем, что порошок RDX прессуется значительно хуже ТЭН [12], можно ожидать более сильного рассеяния света в таких материалах. Цель работы — исследование оптических свойств композитов RDX-наночастицы алюминия. Задачи — измерение коэффициентов пропускания и отражения композитов с использованием фотометрического шара при длине волны 532 nm и интерпретация результатов с привлечением методов теории переноса излучения. Определение оптических свойств данных композитных материалов требуется для оптимизирования работ по их лазерному инициированию.

Методика эксперимента

Нами синтезирован порошок гексогена с узким гранулометрическим распределением. Микрофотография (рис. 1), сделанная на электронном микроскопе, позволила построить распределение частиц RDX по размерам (рис. 2). Максимум распределения находится при $1.5\text{--}2 \mu\text{m}$. Добавкой служил порошок Al с диаметром в максимуме распределения 100 nm. Известно, что при хранении на воздухе наночастицы алюминия покрываются оксидной пленкой (Al_2O_3). Содержание оксида алюминия, рассчитанного по результа-

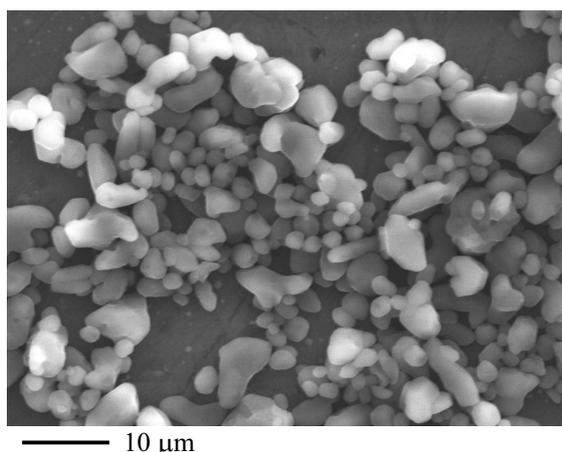


Рис. 1. Микрофотография порошка гексогена.

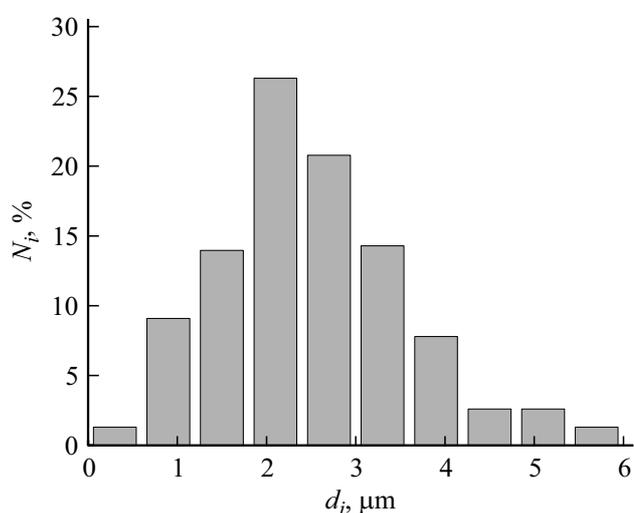


Рис. 2. Гистограмма распределения частиц гексогена по размерам.

там электронно-зондового микроанализа (рентгеновская флуоресценция), проведенного при помощи сканирующего электронного микроскопа JOEL JSM6390LA, оснащенного спектрометром JOEL JED2400, составило 49%. Процедура подготовки образцов заключалась в следующих операциях. В порошок RDX добавляли ультрадисперсные частицы Al до получения необходимой концентрации. Смесь помещалась в тетрахлорметан и перемешивалась в ультразвуковой ванне УЗВ-0.5 „Сапфир“ для равномерности распределения частиц Al в смеси.

Далее тетрахлорметан испаряли, смесь сушили и подготавливали необходимую навеску образца на аналитических весах. Экспериментальные образцы прессовались при помощи гидравлического пресса в течение 30 min при давлении 1.8 GPa. Масса образца измерялась на аналитических весах с точностью 0.01 mg, диаметр измерялся на оптическом микроскопе с точностью 0.01 mm,

толщина измерялась микрометром с точностью 0.01 mm. По данным измерений вычислялась плотность образцов. В результате получались образцы с плотностью $d_{\text{RDX}} = 1.78 \pm 0.03 \text{ g/cm}^3$.

Оптические измерения проводились на установке, принципиальная схема которой изображена на рис. 3, с использованием фотометрического шара [13,14]. Диаметр шара составлял 110 mm, диаметр входного окна 3 mm. Источником света служил лазерный диод ($\lambda = 532 \text{ nm}$, 5 mW). Длина волны излучения соответствовала 2-й гармонике YAG: Nd³⁺-лазера.

Для измерения интенсивности светового потока использовался фотодиод 7, сигнал которого измерялся цифровым мультиметром 2. Угол между падающим лучом и нормалью к образцу не превышал 5°. Интенсивность светового потока без образца I_0 измеряли при отсутствии образца. Свет рассеивался светоотражателем 9, имеющим ту же окраску, что и стенки шара 3.

Проводились измерения коэффициента пропускания $\tau = I_\tau/I_0$, отражения $\rho = I_\rho/I_0$ и их суммы $(\tau + \rho) = (I_\tau + I_\rho)/I_0$.

Для измерения τ_{exp} образец устанавливали на пути лазерного луча на входное окно и измеряли интенсивность светового потока I_τ .

Для измерения $(\tau + \rho)_{\text{exp}}$ образец помещали в центре шара (как показано на рисунке) и регистрировали интенсивность светового потока $I_{\tau+\rho}$.

Для измерения коэффициента отражения образец клали на световую ловушку в виде непрозрачного стекла ($\rho = 5\%$, $\tau = 0.13\%$), тыльная сторона которой находилась на светоотражателе. Измеряемая интенсивность отраженного света является суммой интенсивностей: френелевского отражения от передней поверхности образца, рассеянного и отраженного от тыльной поверхности образца, френелевского отражения от передней поверхности световой ловушки. Интенсивностью света,

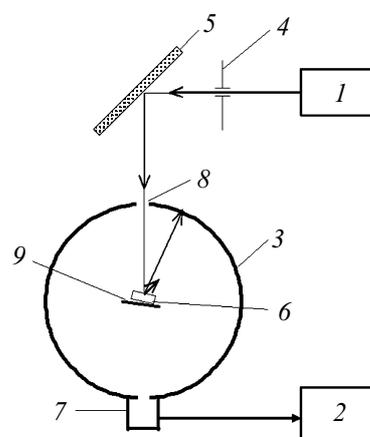


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 — источник лазерного излучения; 2 — милливольтметр; 3 — фотометрический шар; 4 — диафрагма (2.5 mm); 5 — поворотное зеркало; 6 — образец; 7 — приемник излучения (PIN-фотодиод); 8 — входное окно (2.5 mm); 9 — светоотражатель.

прошедшего через световую ловушку, можно пренебречь ввиду малого коэффициента пропускания.

В данном случае погрешность определения ρ заключается в дополнительном вкладе френелевского отражения от передней поверхности световой ловушки. Чтобы его исключить, проведены измерения, в которых пространство между образцом и световой ловушкой заполнялось иммерсионным маслом (ГОСТ 13739-78). В этом случае показатели преломления RDX, иммерсионного масла и световой ловушки близки, поэтому отражение света на их границах практически отсутствует.

В экспериментах определяли интенсивность I_M , которая включала интенсивность френелевского отражения от передней границы образца и рассеянного света, выходящего через переднюю грань. Недостаток — отсутствует отражение от тыльной поверхности образца. Поэтому определение ρ проводилось как среднее значение

$$\langle \rho \rangle = (\rho + \rho_M)/2. \quad (1)$$

Справедливость такого подхода проверялась путем сравнения $\langle \rho \rangle$ с разностью $\rho' = (\tau + \rho)_{\text{exp}} - \tau_{\text{exp}}$, значения которых приведены в таблице. Там же для контроля точности измерений τ приведены значения $\tau' = (\tau + \rho)_{\text{exp}} - \langle \rho \rangle$. Для статистики с каждой используемой концентрацией включений проведено 5 опытов с одинаковыми образцами и вычислено среднее значение и доверительный интервал при доверительной вероятности 0.9.

Для апробации методики проведены эксперименты со стандартными стеклами из каталога цветного стекла с известными значениями τ и ρ . Табличные и экспериментальные значения практически совпали.

Экспериментальные результаты и обсуждение

В экспериментах использовались образцы с массовой долей w наночастиц алюминия 0, 0.025, 0.05, 0.1 и 0.2%. Толщина образцов составляет 0.15 ± 0.01 мм. Результаты измерений, усредненные по 5 образцам с различной концентрацией включений, представлены в таблице. Доля поглощенной энергии вычислялась по формуле

$$\alpha = 100 - (\tau + \rho)_{\text{exp}}. \quad (2)$$

Результаты приведены в таблице, и для значений $(\tau + \rho)_{\text{exp}}$, τ_{exp} и ρ_M — на рис. 4.

Отметим, что значение $\langle \rho \rangle = 13\%$ при нулевом содержании включений превышает коэффициент френелевского отражения. Действительно, при коэффициенте преломления 1.56 для RDX френелевское отражение от передней и тыльной поверхностей составляет 10.6%. Различие с табличными значениями, скорее всего, связано не с поглощением света RDX, а преимущественно с диффузным рассеянием. Прессованные образцы RDX не выглядят абсолютно прозрачными, как, например,

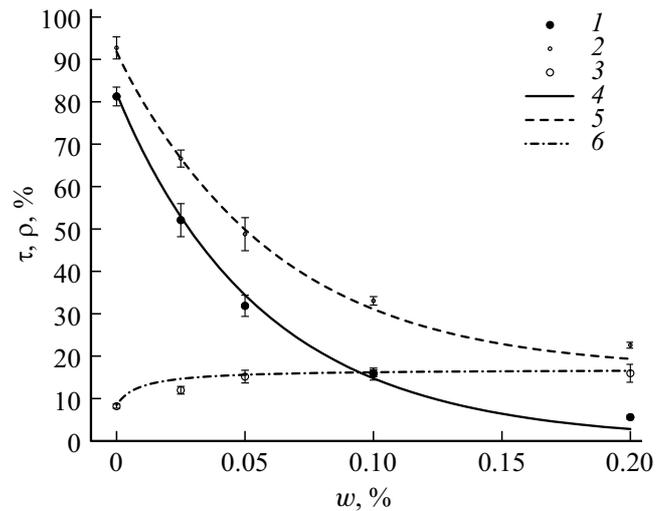


Рис. 4. Зависимость коэффициента полного пропускания τ (1, 4), суммы коэффициентов полного отражения и пропускания $\tau + \rho$ (2, 5), коэффициента отражения при измерении с оптической ловушкой и слоем масла ρ_M (3, 6) от концентрации включений наночастиц в образце. 1, 2, 3 — результаты измерений, 4, 5, 6 — рассчитанные в рамках уравнения переноса излучения.

монокристалл RDX, т.е., видимо, присутствуют некоторые элементы диффузного рассеяния. Это связано с техникой изготовления образцов. Как указывалось во введении, порошок RDX прессуется гораздо хуже, чем порошок ТЭН, на котором полученные значения $\langle \rho \rangle$ близки к френелевскому [10].

При переходе к образцам, содержащим включения, доля отраженной и рассеянной энергии увеличивается до $\approx 17\%$. В погрешности эксперимента эта величина одинакова для массовой доли наночастиц 0.025–0.2% по массе.

Был выполнен расчет показателя экстинкции $\mu_{\text{exp}} = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-\rho)}{\tau_{\text{exp}}}$, τ_{exp} бралось из таблицы. Результаты представлены в таблице и на рис. 5. Из рис. 5 видно, что ν_{ef} удовлетворительно описывается линейной зависимостью.

В работах [15–17] приведено выражение для рассеивающих сред

$$\mu_{\text{exp}} = (3\mu_{\text{abs}}(\mu_{\text{abs}} + \mu_{\text{sca}}))^{1/2}, \quad (3)$$

где μ_{abs} — показатель поглощения, μ_{sca} — показатель рассеяния.

Если матрица обладает слабым поглощением и включения не поглощают, а рассеивают излучение, увеличивая оптическую длину пути в матрице (в данном случае RDX) и тем самым увеличивая μ_{exp} , то с изменением концентрации включений должна наблюдаться зависимость $\mu_{\text{exp}} \sim n_s^{1/2}$, где n_s — концентрация рассеивающих частиц в cm^{-3} . Такую зависимость наблюдали экспериментально в [17] при рассеянии света на ша-

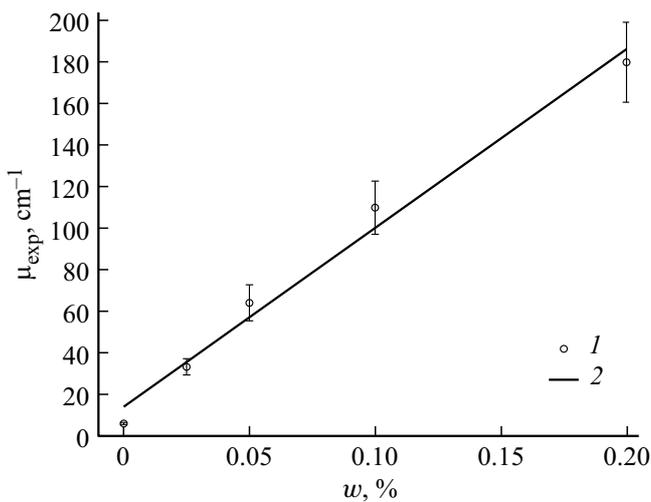


Рис. 5. Зависимость показателя поглощения μ_{exp} от концентрации включений в образце.

риках полистирола и наночастицах диоксида титана в воде.

Если же излучение поглощается (и, возможно, частично рассеивается) не матрицей, а включениями, тогда $\mu_{\text{abs}} = \sigma_{\text{abs}} n_s$, $k_{\text{sca}} = \sigma_{\text{sca}} n_s$, где σ_{abs} и σ_{sca} — сечения поглощения и рассеяния света включениями соответственно. В этом случае из (3) получаем

$$\begin{aligned} \mu_{\text{exp}} &= [3\sigma_{\text{abs}} n_s (\sigma_{\text{abs}} n_s + \sigma_{\text{sca}} n_s)]^{1/2} \\ &= n_s [3\sigma_{\text{abs}} (\sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{sca}})]^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Это означает линейный характер зависимости и в случае одинаковых центров поглощения и рассеяния излучения. Также из рис. 5 следует, что в экспериментах на RDX с включениями Al излучение поглощается непосредственно включениями. Вклад матрицы в формирование оптических свойств для использованных образцов значительно слабее, чем наночастиц. Ранее такой же результат нами получен для прессованных таблеток ТЭН-алюминий [10,11].

Таким образом, следует ожидать, что лазерное инициирование композитов RDX-Al будет иметь много общих черт с лазерным инициированием композитов ТЭН-Al.

Моделирование оптических свойств

Применим подходы, предложенные нами ранее в работах [11,18], для интерпретации зависимостей коэффициентов отражения и пропускания от массовой концентрации наночастиц. Здесь мы остановимся только на ключевых моментах, более подробное описание методики можно найти в работах [11,18]. Для расчета использовалось одномерное уравнение переноса моно-

хроматического излучения [19]:

$$\xi \frac{dI(x, \xi)}{dx} = -I(x, \xi) + \frac{\Lambda}{2} \int_{-1}^1 I(x, \xi') \chi(\xi, \xi') d\xi', \quad (5)$$

где $x = \mu z$ — безразмерная координата, отсчитываемая от передней поверхности образца, $\mu = \mu_{\text{abs}} + \mu_{\text{sca}}$ — показатель ослабления, $\xi = \cos \theta$ — косинус сферического угла, отсчитываемого от нормали, направленной вглубь образца, χ — индикатриса рассеяния, $\Lambda = \mu_{\text{sca}} / (\mu_{\text{abs}} + \mu_{\text{sca}})$ — альbedo однократного рассеяния. Образец рассматривался как плоскопараллельный слой вещества с показателем преломления 1.594 [20] и постоянными показателями рассеяния, поглощения и фактором анизотропии. Индикатриса рассеяния задавалась в виде Хеньи-Гринштейна [21]. Считалось, что излучение падает нормально на переднюю поверхность образца.

Для решения уравнения (5) использовался метод сферических гармоник, в рамках которого освещенность и индикатриса рассеяния разлагаются в ряд по полиномам Лежандра [11,18,22]. Коллимированная составляющая освещенности вычиталась. Для коэффициентов разложения диффузной составляющей освещенности $C_m(x)$ получается система дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m+1} \left[(m+1) \frac{dC_{m+1}}{dx} + m \frac{dC_{m-1}}{dx} \right] + \left(1 - \frac{\Lambda \chi_m}{2} \right) C_m \\ = (1 - R_f) \frac{\Lambda \chi_m}{2} \left[F_1 \exp(-x) + F_2 + (-1)^m \exp(x - 2L) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь R_f — френелевский коэффициент отражения при нормальном падении света на границу RDX-воздух, $L = \mu l$ — безразмерная толщина образца, коэффициенты F_1 и F_2 учитывают возможность многократного отражения от граней образца. В случае свободных границ они имеют вид

$$\begin{aligned} F_1 &= [1 - R_f^2 \exp(-2L)]^{-1}, \\ F_2 &= R_f [1 - R_f^2 \exp(-2L)]^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

В случае наличия непрозрачной ловушки со слоем масла отражение коллимированной составляющей от задней границы отсутствует, и $F_1 = 1$, $F_2 = 0$.

На границах образца ставилось френелевское условие для энергетического коэффициента отражения, которое записывается в матричном виде. Подробное изложение приведено в [11,18]. Решение системы (6) с учетом (7) искалось в виде

$$C_m(\tau) = \sum_{l=0}^N a_{ml} \tilde{C}_l \exp(\gamma_l x) + C_p^I \exp(-x) + C_p^{II} \exp(x), \quad (8)$$

где сумма берется по собственным векторам системы (6) a_{ml} , γ_l — соответствующие собственные числа, образующие парный набор значений, равных по модулю и

противоположных по знаку [23], второе и третье слагаемые представляют собой частное решение системы уравнений (6). Коэффициенты в частном решении можно вычислить по формулам

$$C_p^I = -(1 - R_f)\Delta F_1 \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} + A_{pm}]^{-1} B_m,$$

$$C_p^{II} = (1 - R_f)\Delta F_2 \exp(-2L) \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} - A_{pm}]^{-1} B_m,$$

где

$$A_{pm} = - \left[\frac{p+1}{2p+1} \delta_{p,p'+1} + \frac{p}{2p+1} \delta_{p,p'-1} \right]^{-1} \times \left[\left(1 - \frac{\Lambda \chi_m}{2} \right) \delta_{p'm} \right]$$

и

$$B_m = \left[\frac{m+1}{2m+1} \delta_{m,m'+1} + \frac{m}{2m+1} \delta_{m,m'-1} \right]^{-1} \left[\frac{\chi_{m'}}{2} \right].$$

Степень „-1“ означает взятие обратной матрицы от матрицы, элементы которой приведены в квадратных скобках; между множителями в квадратных скобках делается операция матричного умножения. Коэффициенты разложения \tilde{C}_l определялись из граничных условий методом наименьших квадратов [11,18].

Коэффициенты полного пропускания ρ и отражения τ в случае измерений без оптической ловушки определялись выражениями

$$\tau = \sum_l \xi_l C_l(L) + (1 - R_f)^2 \exp(-L) \times [1 - R_f^2 \exp(-2L)]^{-1},$$

$$\rho = \sum_l (-1)^l \xi_l C_l(0) + R_f \frac{1 + (1 - 2R_f) \exp(-L)}{1 - R_f^2 \exp(-2L)}, \quad (9)$$

где ξ_l — вклад каждой гармоники в коэффициент диффузного пропускания.

Система уравнений (6) решалась отдельно для вычисления коэффициентов полного пропускания и суммы коэффициентов пропускания и отражения и для вычисления коэффициента отражения, измеряемого с ловушкой и слоем масла. В последнем случае в (8) оставлялись только собственные векторы с отрицательными собственными числами. При наличии оптической ловушки соответствующий коэффициент отражения вычислялся следующим образом:

$$\rho_M = \sum_l (-1)^l \xi_l C_l(0) + R_f. \quad (10)$$

Вначале определялись оптические параметры матрицы гексогена без примесей, в качестве которых

выступали показатели поглощения $\mu_{\text{abs}}(\text{RDX})$ и рассеяния $\mu_{\text{sca}}(\text{RDX})$ и фактор анизотропии рассеяния $g(\text{RDX})$. Решалась вариационная задача с определением параметров методом Нейлдера–Мида при минимизации суммы квадратов отклонений для коэффициентов полного пропускания τ , суммы коэффициентов полного пропускания и отражения $(\tau + \rho)$ и коэффициента отражения при измерении с маслом ρ_M . В результате были оценены оптические параметры матрицы: $\mu_{\text{sca}}(\text{RDX}) = 3.0 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{abs}}(\text{RDX}) = 3.7 \text{ cm}^{-1}$, $g(\text{RDX}) = 0.05$. Поскольку для трех варьируемых параметров имеется только три целевых значения, некорректность постановки вариационной задачи повышается. Величина остаточной суммы квадратов отклонений составляет $1.4\%^2$, что значительно меньше аналогичной суммы, оцениваемой по величине доверительных интервалов экспериментальных значений (см. первую строку таблицы). Поэтому дальнейшее улучшение согласия нецелесообразно.

Согласно [24], гексоген прозрачен при исследуемых значениях длины волны. Полученный показатель поглощения может быть связан с недостаточной чистотой продукта. Рассеяние света в матрице гексогена связано с порами в его объеме, так как его способность к спрессовыванию гораздо ниже, чем, например, у пентаэритрита тетранитрата [12]. В [25] рассматривалась возможность оценки размера пор на основе спектральных измерений коэффициентов диффузного отражения и пропускания. Поскольку в настоящей работе использовалась только одна длина волны, подобную оценку сделать затруднительно. Согласно расчетам в рамках теории Ми для сферических пор, фактор анизотропии положителен, если их радиус меньше 110 nm. Данную оценку можно рассматривать как верхнюю границу размера пор в пресованном образце RDX, использованном в настоящей работе.

После этого решалась обратная задача по определению оптических параметров, приносимых наночастицами алюминия. Для показателей рассеяния и ослабления пористого гексогена с наночастицами алюминия применялось правило аддитивности. В качестве варьируемых параметров выступали удельные показатели поглощения и рассеяния (S_{sca} и S_{abs}), которые равны соответствующим показателям при массовой доле наночастиц 1%. Показатели поглощения и рассеяния композитов с определенной массовой долей алюминия вычислялись как $\mu_{\text{abs}} = \mu_{\text{abs}}(\text{RDX}) + S_{\text{abs}}w$ и $\mu_{\text{sca}} = \mu_{\text{sca}}(\text{RDX}) + S_{\text{sca}}w$. В качестве третьего варьируемого параметра использовался фактор анизотропии индикатрисы рассеяния излучения наночастицами. При минимизации суммы квадратов отклонений рассчитанных значений от экспериментальных были получены следующие параметры: $S_{\text{sca}} = 1180 (\text{cm}\%)^{-1}$, $S_{\text{abs}} = 314 (\text{cm}\%)^{-1}$, $g = -0.05$. Сравнение рассчитанных и экспериментальных зависимостей приведено на рис. 4, величина суммы квадратов отклонений составила $42.5\%^2$.

Значения оптических характеристик композитов RDX-Al, измеренных методом фотометрического шара (коэффициенты τ , ρ и α приведены в %)

Al, %	$(\tau + \rho)_{\text{exp}}$	τ_{exp}	ρ	ρ_M	$\langle \rho \rangle$	α	$\mu_{\text{exp}}, \text{cm}^{-1}$	ρ'	τ'
0	92.7 ± 2.6	81.3 ± 2.2	17.8 ± 0.8	8.2 ± 0.5	13.0 ± 0.9	7.3 ± 1.6	5.7 ± 0.3	11.5	79.7
0.025	66.6 ± 2.0	52.1 ± 3.9	20.0 ± 1.3	12.0 ± 0.9	16.0 ± 1.6	33.4 ± 5.5	33 ± 3	14.5	50.6
0.05	48.8 ± 3.9	31.9 ± 2.5	21.0 ± 2.1	15.2 ± 1.5	18.1 ± 2.6	51.2 ± 4.8	64 ± 8	16.9	30.7
0.1	33.0 ± 1.0	16.0 ± 0.8	19.9 ± 1.7	15.8 ± 1.4	17.8 ± 2.2	67.0 ± 4.1	110 ± 10	17.1	15.2
0.2	22.6 ± 0.7	5.6 ± 0.5	16.5 ± 1.7	16.0 ± 2.1	16.2 ± 2.7	77.4 ± 0.7	180 ± 27	17.0	6.4

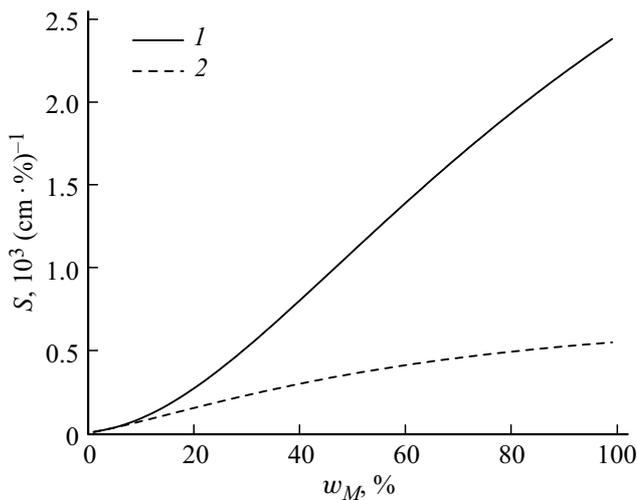


Рис. 6. Рассчитанные зависимости удельных показателей рассеяния (1) и поглощения (2) света наночастицами Al/Al₂O₃ при длине волны 532 nm от массовой доли металлического алюминия.

Полученные величины S_{sca} и S_{abs} затруднительно связать с оптическими свойствами отдельных наночастиц алюминия. В этом случае для их оценки можно использовать выражение

$$S_i = \frac{3}{4} \frac{d_{\text{RDX}}}{100Rd_{\text{Al}}} Q_i, \quad (11)$$

где индекс i может соответствовать процессам поглощения или рассеяния, R — характерный радиус наночастиц, Q_i — фактор эффективности поглощения или рассеяния света, d_{RDX} и d_{Al} — плотности гексогена и алюминия соответственно. Рассчитанные значения факторов эффективности поглощения и рассеяния света наночастицами алюминия с радиусом 50 nm составляют $Q_{\text{abs}} = 0.47$, $Q_{\text{sca}} = 3.17$, а при радиусе 40 nm $Q_{\text{abs}} = 0.54$, $Q_{\text{sca}} = 2.31$. Соответствующие величины удельных показателей составляют $S_{\text{abs}} = 468 (\text{cm}\%)^{-1}$, $S_{\text{sca}} = 3221 (\text{cm}\%)^{-1}$ при $R = 50 \text{ nm}$ и $S_{\text{abs}} = 548 (\text{cm}\%)^{-1}$, $S_{\text{sca}} = 2381 (\text{cm}\%)^{-1}$ при $R = 40 \text{ nm}$. То есть наночастицы должны поглощать и рассеивать свет значительно слабее, чем получено при обработке экспериментальных данных.

Согласно результатам рентгенофлуоресцентного анализа, использованные наночастицы алюминия содержа-

ли 51% по массе металлического алюминия, остальное — оксид алюминия. Считая, что наночастицы имеют структуру металлическое ядро–оксидная оболочка, толщину оксидного слоя можно оценить как 15% от радиуса наночастицы. Результаты расчета по теории Адена–Керкера [6,26,27] для концентрической двуслойной сферы с параметрами алюминия и корунда [28] при радиусе наночастиц 40 nm представлены на рис. 6. Уменьшение массовой доли металлического алюминия с соответствующим ростом толщины оксидной оболочки вызывает уменьшение обоих коэффициентов S_{sca} и S_{abs} . При массовой доле 51% расчет приводит к величинам $S_{\text{sca}} = 1157 (\text{cm}\%)^{-1}$, $S_{\text{abs}} = 370 (\text{cm}\%)^{-1}$, $g = -0.08$. Значение для параметра, отвечающего за рассеяние света, близко к полученному при обработке данных эксперимента. Для параметра S_{abs} отклонение составляет 18%. Таким образом, наблюдаемые оптические свойства можно связать с относительно малым содержанием металлического алюминия в наночастицах.

Полученные значения удельных показателей поглощения и рассеяния приводят к показателям ослабления, которые в 1.4–1.5 раз превышают оцененные на основе данных эксперимента (таблица). Например, при массовой доле наночастиц 0.1% показатель ослабления $(S_{\text{sca}} + S_{\text{abs}})w = 150 \text{ cm}^{-1}$. С другой стороны, оценка по выражению (3) дает величины показателей, которые сопоставимы с экспериментальными при той же массовой доле наночастиц: $[3S_{\text{abs}}(S_{\text{sca}} + S_{\text{abs}})]^{1/2}w = 119 \text{ cm}^{-1}$. Наблюдаемая близость оценок, по-видимому, связана с малой анизотропией рассеяния и высоким значением альбедо однократного рассеяния $S_{\text{sca}}/(S_{\text{sca}} + S_{\text{abs}}) = 0.79$ в рассматриваемых условиях. В то же время данные оценки свидетельствуют о важности учета многократного рассеяния излучения наночастицами в композите, которое существенно влияет на профиль поглощения даже при малом показателе поглощения матрицы.

Выводы

Измерение коэффициентов отражения ρ , пропускания τ и поглощения α методом фотометрического шара на рассеивающей среде — прессованные образцы RDX (2 μm) и включения Al (100 nm) — позволило установить, что в таких средах поглощение излучения

происходит включениями металла. Рассчитанный показатель поглощения линейно зависит от концентрации включений и достигает величины $\sim 200 \text{ см}^{-1}$ при концентрации включений 0.2% по массе. Это позволяет сделать вывод, что исследованный материал пригоден для использования в оптических детонаторах.

Для интерпретации экспериментальных результатов выполнено моделирование переноса излучения в композите. Сделан вывод, что полученные при обработке величины удельных показателей поглощения и рассеяния света связаны с наличием на наночастицах оксидной оболочки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-03-00421 А, фундаментальных научных исследований (ГП 14) по теме (проекту) „V.49.1.5. Изучение механизмов преобразования энергии электронно-пучкового и лазерного излучения в высокоэнергетических материалах и углях для создания материалов для компонентов и устройств специального назначения“ (регистрационный номер АААА-А17-117041910150-2) и Министерства образования и науки РФ (задание № 3.5363.2017/8.9).

Список литературы

- [1] Илюшин М.А., Савенков Г.Г., Мазур А.С. Промышленные взрывчатые вещества: учебное пособие. Лань, 2017. 198 с.
- [2] Krupa T.J. // Optics & Photonics News. 2000. V. 11. N 6. P. 16. doi 10.1364/OPN.11.6.00016
- [3] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Никитин А.П., Каленский А.В. // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52. № 6. С. 104; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Никитин А.П., Каленский А.В. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2016. V. 52. N 6. P. 713. doi 10.1134/S0010508216060113
- [4] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Никитин А.П., Ковалев Р.Ю. // Химическая физика. 2016. Т. 35. № 7. С. 38; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Никитин А.П., Ковалев Р.Ю. // Russian J. Phys. Chem. B. 2016. V. 10. N 4. P. 615. doi 10.1134/S1990793116040023
- [5] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Лисков И.Ю. // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. № 4. С. 82. doi 10.15372/FGV20150411; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Лисков И.Ю. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2015. V. 51. N 4. P. 472. doi 10.1134/S0010508215040115
- [6] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Нелюбина Н.В. // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50. № 5. С. 87; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Нелюбина Н.В. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2014. V. 50. N 5. P. 578. doi 10.1134/S001050821405013X
- [7] Таржанов В.И., Сдобнов В.И., Зинченко А.Д., Погребов А.И. // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53. № 2. С. 118. doi 10.15372/FGV20170214; Tarzhanov V.I., Sdobnov V.I., Zinchenko A.D., Pogrebov A.I. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2017. V. 53. N 2. P. 229. doi 10.1134/S0010508217020149
- [8] Алукер Э.Д., Алукер Н.Л., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю., Нурмухаметов Д.Р., Швайко В.Н. // Химическая физика. 2011. Т. 30. № 1. С. 48; Aluker E.D., Aluker N.L., Krechetov A.G., Mitrofanov A.Yu., Nurmukhametov D.R., Shvaiko V.N. // Russian J. Physical Chemistry B. 2011. V. 5. N 1. P. 67. doi 10.1134/S1990793111010027
- [9] Aluker E.D., Krechetov A.G., Mitrofanov A.Y., Nurmukhametov D.R., Kuklja M.M. // J. Physical Chemistry C. 2011. V. 115. P. 6893. doi 10.1021/jp1089195
- [10] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Фурега Р.И. // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. № 3. С. 70. doi 10.15372/FGV20150310; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Фурега Р.И. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2015. V. 51. N 3. P. 347. doi 10.1134/S0010508215030107
- [11] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Никитин А.П., Нелюбина Н.В., Белокуров Г.М., Каленский А.В. // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 6. С. 60. doi 10.7868/S0032816215050018; Адуев В.Р., Нурмухаметов Д.Р., Звеков А.А., Никитин А.П., Нелюбина Н.В., Белокуров Г.М., Каленский А.В. // Instruments and Experimental Techniques. 2015. V. 58. N 6. P. 765. doi 10.7868/S0032816215050018
- [12] Взрывчатые вещества. Т. II. / Под ред. Л.В. Фомичевой. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. 452 с.
- [13] Зинченко А.Д., Погребов А.И., Таржанов В.И., Токарев В.Б. // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28. № 5. С. 80; Zinchenko A.D., Pogrebov A.I., Tarzhanov V.I., Tokarev V.B. // Combustion, Explosion and Shock Waves. 1992. V. 28. N 5. P. 524. doi 10.1007/BF00755727
- [14] Тиходеев П.М. Световые измерения в светотехнике (Фотометрия). М.; Л., 1962. 464 с.
- [15] Gardner C.M., Jacques S.L., Welch A.J. // Lasers Surg. Med. 1996. V. 18. N 2. P. 129. doi 10.1002/(SICI)1096-9101(1996)18:2<129::AID-LSM2>3.0.CO;2-U
- [16] Jacques S.L. // Photochem. Photobiol. 1998. V. 67. N 1. P. 23. doi 10.1111/j.1751-1097.1998.tb05161.x
- [17] Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. // Квант. электрон. 1999. Т. 29. № 3. С. 215; Karabutov A.A., Pelivanov I.M., Podymova N.B., Skipetrov S.E. // Quant. Electron. 1999. V. 29. N 12. P. 1054. doi 10.1070/QE1999v029n12ABEH001630
- [18] Каленский А.В., Звеков А.А., Никитин А.П., Газенаур Н.В. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2016. Т. 59. № 2. С. 87; Kalenskii A.V., Zvekov A.A., Nikitin A.P., Gazenaur N.V. // Russian Physics Journal. 2016. V. 59. N 2. P. 263. doi 10.1007/s11182-016-0766-z
- [19] Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. С. 176; Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media. Wiley-IEEE Press, 1999. 600 p.
- [20] Isbell R.A., Brewster M.Q. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 1998. V. 23. N 4. P. 218. doi 10.1002/(SICI)1521-4087(199808)23:4<218::AID-PREP218>3.0.CO;2-A
- [21] Heino J., Arridge S., Sikora J., Somersalo E. // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. N 3. P. 031908. doi 10.1103/PhysRevE.68.031908
- [22] Budak V.P., Korkin S.V. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2008. V. 109. N 8. P. 1347. doi 10.1016/j.jqsrt.2008.01.014
- [23] Panasyuk G.Y., Schotland J.C., Markel V.A. // J. Physics A. 2006. V. 39. N 1. P. 115. doi 10.1088/0305-4470/39/1/009

- [24] *Cooper J.K., Grant Ch.D., Zhang J.Z.* // *J. Phys. Chem. A.* 2013. V. 117. N 29. P. 6043. doi 10.1021/jp312492v
- [25] *Пахомов П.М., Хижняк С.Д., Ситникова В.Е.* // *ЖПС.* 2017. Т. 84. № 5. С. 780; *Pakhomov P.M., Khizhnyak S.D., Sitnikova V.E.* // *J. Appl. Spectrosc.* 2017. V. 84. P. 837. doi 10.1007/s10812-017-0553-9
- [26] *Aden A.L., Kerker M.* // *J. Appl. Phys.* 1951. V. 22. N 10. P. 1242. doi 10.1063/1.1699834
- [27] *Каленский А.В., Звеков А.А., Галкина Е.В., Нурмухаметов Д.Р.* // *Компьютерная оптика.* 2018. Т. 42. № 2. С. 254; *Kalenskii A.V., Zvekov A.A., Galkina E.V., Nurmuhametov D.R.* // *Computer Optics.* 2018. V. 42. N 2. P. 254. doi 10.18287/2412-6179-2018-42-2-254-262
- [28] *Palik E.D.* *Handbook of Optical Constants of Solids.* San Diego: Academic Press Inc. 1985. V. 1. P. 405.