

УДК 541.126.+544.032

ПАРАДОКС МАЛЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

А. В. Каленский¹, М. В. Ананьева¹, А. А. Звеков², И. Ю. Зыков¹

¹Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, kriger@kemsu.ru

²Институт углехимии и химического материаловедения СО РАН, 650000 Кемерово

В рамках микроочаговой модели теплового взрыва рассчитаны зависимости критической плотности энергии инициирования взрывного разложения азидов свинца и радиуса наиболее прогретой наночастицы от длительности импульса первой гармоники неодимового лазера (1064 нм). Расчет проведен с учетом зависимости коэффициента эффективности поглощения лазерного импульса от радиуса наночастицы свинца. Радиус наночастицы свинца (в азиде свинца) при максимальном значении коэффициента эффективности поглощения (1.18) составил 74 нм. При коротких длительностях импульса (менее 40 нс) радиус наиболее прогретой наночастицы свинца в матрице азидов свинца изменяется незначительно (менее 15 %) и составляет 63.5 нм в пределах коротких длительностей импульса. Учет зависимости коэффициента эффективности поглощения лазерного импульса от радиуса наночастицы позволяет разрешить парадокс малых частиц.

Ключевые слова: парадокс малых частиц, тепловой взрыв, энергетический материал, оптическое инициирование, длительность импульса.

DOI 10.15372/FGV20160214

ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных путей повышения безопасности взрывных работ в добывающей промышленности является переход к использованию оптических систем инициирования. Создание энергетических материалов, селективно чувствительных к лазерному излучению, с целью получения капсульных составов для оптических детонаторов продолжается уже более двух десятилетий [1]. В работах [2–4] было предложено использовать в капсулах композиты на основе взрывчатых веществ и наночастиц металлов. Показано, что минимальная плотность энергии лазерного импульса (H), иницирующего взрывное разложение пентаэритриттетранитрата (тэн) с добавкой наночастиц алюминия, находится на уровне 1 Дж/см² [2–4] (на два порядка меньше, чем у таблеток тэна с $H \geq 100$ Дж/см²). Поглощение энергии лазерного излучения наночастицами металлов сопровождается эффек-

тивным нагреванием [5, 6] и инициированием взрывного разложения матрицы энергетического материала вблизи границы с наночастицей [7–9]. Для математического моделирования этого процесса в работах [10–14] сформулирована микроочаговая модель инициирования взрывного разложения энергетических материалов лазерным излучением. Одним из приближений модели является независимость коэффициента эффективности поглощения света от размера наночастицы, сечение поглощения излучения принималось равным геометрическому [10]. В рамках микроочаговой модели проведены расчеты значения H при варьировании длительности импульса (t_i). В случае ансамбля наночастиц разного радиуса размер наиболее нагретого лазерным импульсом включения уменьшается пропорционально $t_i^{0.5}$ [10, 11], при уменьшении длительности импульса критическая плотность энергии инициирования снижается и стремится к нулевому значению [10, 11]. Эксперименты [10–12] показали, что для прессованных таблеток азидов свинца в области коротких импульсов ($t_i < 100$ нс) критическая плотность энергии инициирования практически не зависит от длительности импульса. Стремление теоретического значения H к нулю при $t_i \rightarrow 0$ (когда оптималь-

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (НИР № 3603 по заданию № 64/2015), гранта президента РФ (МК-4331.2015.2) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-03-00534 а).

© Каленский А. В., Ананьева М. В., Звеков А. А., Зыков И. Ю., 2016.

ными для инициирования взрывного разложения лазерным импульсом являются наночастицы малого радиуса) получило название «парадокс малых частиц» [13]. В работе [14] принята попытка разрешить данный парадокс, учитывая выгорание взрывчатого вещества в окрестностях включения. Хотя авторы и получили небольшое отклонение от степенной зависимости, оно всё же оказалось недостаточно выраженным для разрешения парадокса. В работе [12] предлагалось учитывать, что «сечение поглощения мелких включений меньше геометрического». В предположении, что только в окрестности наночастиц свинца радиусом 200 нм при сечении поглощения, равном геометрическому, и при коэффициенте увеличения освещенности в образце, равном 12, формируется очаг реакции взрывного разложения, получено согласие расчетных и экспериментальных зависимостей $H(t_i)$. При этом предположение, что наночастицы свинца радиусом меньше 200 нм практически не поглощают и «слабо нагреваются» [11], противоречит результатам работы [15], где показано, что наночастицы свинца радиусом около 100 нм имеют сечение поглощения больше геометрического.

Без разрешения парадокса малых частиц нельзя считать микроочаговую модель физически обоснованной. В работах [3, 7–9, 15–17] сформулирован современный вариант микроочаговой модели, учитывающий плавление матрицы и включения, зависимости коэффициента эффективности поглощения (Q_{abs}) от радиуса наночастицы (R) и длины волны излучения (λ). Целью настоящей работы является расчет зависимости критической плотности энергии инициирования от длительности импульса с учетом эффективности поглощения лазерного излучения при различных радиусах наночастиц свинца в матрице азид свинца, анализ возможности разрешения парадокса малых частиц.

МИКРООЧАГОВАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим модель инициирования теплового взрыва прессованной таблетки азид свинца лазерным импульсом за счет нагрева наночастицы свинца, находящейся в матрице азид свинца. Предполагается, что наночастицы свинца не имеют оксидной пленки и не взаимодействуют химически с азидом свинца. При этом наночастицы и азид свинца находятся в

плотном контакте. В случае прессованных таблеток азид свинца попадающее в образец излучение претерпевает многократное отражение на границах зерен и дифракцию на наночастицах металла. В силу хаотичности актов отражения происходит усреднение освещенности по направлениям [3, 7–12, 15–17]. Увеличение освещенности вследствие многократного отражения экспериментально обнаружено в близкой системе (прессованные таблетки тэна с добавками наночастиц алюминия [18]) и теоретически обосновано для композитов, содержащих наночастицы кобальта [19] и никеля [20], что позволяет использовать (как и в работах [3–17]) в расчетах сферическую симметрию, считая наночастицы также сферическими. Система дифференциальных уравнений, описывающих процесс кондуктивного теплопереноса, а также тепловыделение за счет химического разложения энергетического материала, имеет вид [3, 7–17]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{Q}{c} k_0 n \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right), \quad x > R, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -k_0 n \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right), \quad x > R,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_{met} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad x < R,$$

где T — температура, n — относительная концентрация азид свинца, уменьшающаяся в ходе реакции разложения от 1 до 0, $\alpha = 7.43 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\alpha_{met} = 0.24 \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициенты температуропроводности материалов матрицы и наночастицы, k_B — постоянная Больцмана, $E = 152 \text{ кДж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ — энергия активации, $Q = 7.42 \text{ кДж}/\text{см}^3$ — тепловой эффект разложения, $k_0 = 1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — предэкспоненциальный множитель [15], $c = 2.48 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$ — объемная теплоемкость взрывчатого вещества. Граничное условие при $x = R$

$$\frac{J}{4\pi R^2} - c_{met} \alpha_{met} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow R-0} + c \alpha \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow R+0} = 0, \quad (2)$$

где $c_{met} = 1.46 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$ — объемная теплоемкость свинца, $J(t)$ — поглощаемая наночастицей мощность излучения лазерного импульса.

В стендах с неодимовым лазером [21], используемых для инициирования взрывчатого разложения энергетических материалов, зависимость мощности излучения импульса от времени близка к функции нормального распределения [22, 23]. Принимая за начало отсчета времени положение максимальной интенсивности импульса, получаем выражение [22, 23]

$$J(t) = \sqrt{\pi} Q_{abs} R^2 k_i H_0 \exp(-k_i^2 t^2), \quad (3)$$

где $k_i = 2\sqrt{\ln(2)}/t_i$ — параметр, определяющий длительность импульса на полувысоте, H_0 — плотность энергии в импульсе, Q_{abs} — коэффициент эффективности поглощения наночастицы, равный отношению сечения поглощения к геометрическому (πR^2). Множители уравнения (3) нормируют интеграл от $J(t)$ по времени на $\pi Q_{abs} R^2 H_0$.

В первоначальном варианте микроочаговой модели лазерного инициирования теплового взрыва предполагалось, что Q_{abs} не зависит от размера включения и его значение равно 1 [10–14]. В модернизированной модели коэффициент Q_{abs} сферического включения радиуса R рассчитывается в рамках теории Ми и зависит как от радиуса, так и от длины волны излучения [3, 7, 8, 15, 17–20]. В настоящей работе не учитывались (в отличие от [24, 25]) зависимости параметров модели от температуры и радиуса наночастиц. Для определения критических параметров взрывного разложения численно решалась система уравнений модели (1)–(3) на сетке с переменным шагом по координате по методике, изложенной в работе [26] и использованной впоследствии в работах [3, 7, 8, 16, 17].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе [27] показано, что коэффициент эффективности поглощения света с заданной длиной волны λ сферическим включением радиуса R следует рассчитывать в рамках теории Ми. На рис. 1 приведена зависимость $Q_{abs}(R)$ для наночастиц свинца в азиде свинца при $\lambda = 1064 \text{ нм}$, рассчитанная по методике [3, 7, 8, 15, 17, 27]. В районе максимума ее можно приближенно описать функцией Гаусса:

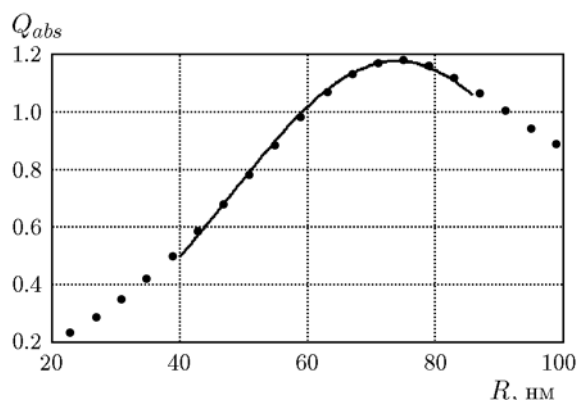


Рис. 1. Рассчитанная зависимость коэффициента эффективности поглощения лазерного излучения ($\lambda = 1064 \text{ нм}$) от радиуса наночастиц свинца в азиде свинца (точки):

сплошная линия — интерполяция зависимости $Q_{abs}(R)$ функцией Гаусса

$$Q_{abs}(R) = Q_{\max} \exp\left(-\frac{(R - R_m)^2}{x_n^2}\right), \quad (4)$$

где $x_n = 36.5 \text{ нм}$ — варьируемый параметр, определяющий ширину пика, $Q_{\max} = 1.18$ — максимальное значение Q_{abs} для первой гармоники неодимового лазера при радиусе наночастицы свинца $R_m = 74 \text{ нм}$. При $R > R_m$ происходит уменьшение Q_{abs} с осцилляциями. Зависимость $Q_{abs}(R)$ для рассмотренной системы близка к аналогичным зависимостям, рассчитанным для наночастиц алюминия, никеля и других металлов подгруппы железа в тэне [3, 7, 8, 16–19]. Однако в оптически более плотной среде азиде свинца (показатель преломления 1.85) для первой гармоники неодимового лазера радиус наночастиц с максимальным коэффициентом эффективности поглощения ($R_m = 74 \text{ нм}$) меньше соответствующих радиусов ($R_m = 90 \div 100 \text{ нм}$) наночастиц в тэне (показатель преломления 1.54).

На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости критической (минимальной) плотности энергии инициирования взрывного разложения азиде свинца ($Q_{abs} = 1$) от длительности импульса при радиусах частиц свинца 10, 30, 50, 100, 300, 500 нм, а также 1 и 10 мкм. Для каждой длительности импульса существует наночастица оптимального размера, нагреваемая до максимальной температуры и образующая очаг реакции при минимальной плотности энергии лазерного импульса. Как и в работах [10–14], при уменьшении длительности

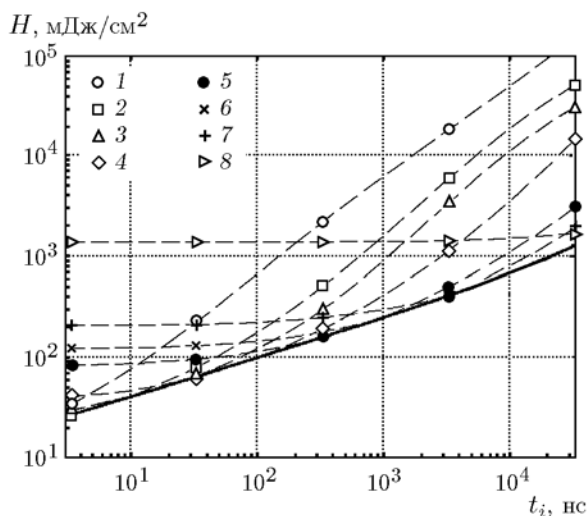


Рис. 2. Зависимость критической плотности энергии иницирования взрывного разложения азид свинца от длительности импульса при радиусах частиц свинца 10 (1), 30 (2), 50 (3), 100 (4), 300 (5) и 500 нм (6), а также 1 (7) и 10 мкм (8), построенная при $Q_{abs} = 1$: сплошная жирная линия — огибающая к семейству построенных кривых

импульса критическая плотность энергии иницирования взрывного разложения ансамблем наночастиц различного размера (огибающая) уменьшается и стремится к нулевому значению при $t_i \rightarrow 0$.

Оценим максимальную температуру нагревания металлической частицы в инертной среде при воздействии на материал лазерным импульсом различной длительности. Согласно [15] увеличение температуры взрывчатого вещества в окрестностях включения можно приближенно описать выражением

$$\delta T = T - T_0 = \frac{\pi R^2 H}{cV + c_{met} V_1}, \quad (5)$$

где $V_1 = 4\pi R^3/3$ — объем наночастицы, V — объем матрицы (азид свинца), который успел прогреться к моменту окончания импульса. Во втором приближении по толщине прогретого слоя ($h = \sqrt{2\alpha/k_i}$) объем матрицы определяется выражением

$$V \approx 4\pi(R^2 h + R h^2). \quad (6)$$

Используя (6), получаем, что температура разогрева будет максимальной в случае наночастиц радиусом $R_{mT} = \sqrt{6c\alpha/(c_{met} k_i)}$. Сле-

довательно, радиус наиболее нагретой наночастицы уменьшается при сокращении длительности импульса (увеличении k_i). Максимальная температура определяется соотношением $\delta T = \frac{H}{4ch} \frac{K}{K+2}$, где $K = (3c/c_{met})^{0.5}$, что и приводит к неограниченному уменьшению критической плотности энергии при уменьшении t_i .

Рассмотрим, какое влияние зависимость коэффициента эффективности поглощения излучения от радиуса наночастиц оказывает на критическую плотность энергии иницирования в случае коротких лазерных импульсов. На рис. 3 представлены результаты расчета соответствующих зависимостей для наночастиц радиусами 10, 30, 50, 100, 300, 500 нм. На взаимное положение рассчитанных зависимостей влияют как длительность импульса, так и коэффициент эффективности поглощения. Учет последнего изменяет положение зависимостей $H(t_i)$, смещая их вверх при $Q_{abs} < 1$. Значения Q_{abs} для наночастиц свинца радиусами 10, 30 и 50 нм (в азиде свинца) составляют 0.089, 0.333, 0.755 соответственно. Следовательно, H с учетом Q_{abs} увеличивается для наночастиц радиусом 50 нм на 33 %, радиусом 30 нм — в

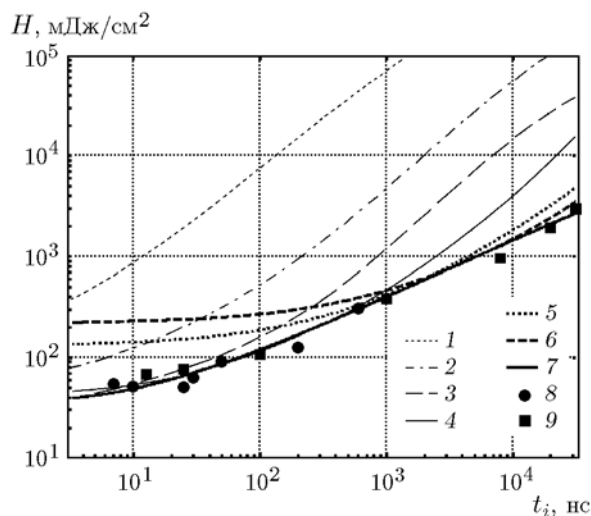


Рис. 3. Зависимость критической плотности энергии иницирования взрывного разложения азид свинца от длительности импульса, рассчитанная при радиусах частиц свинца 10 (1), 30 (2), 50 (3), 100 (4), 300 (5) и 500 нм (6): линия 7 — огибающая к семейству рассчитанных кривых; точки 8, 9 — данные экспериментов [10] и [11], исправленные на коэффициент усиления освещенности 12

3 раза (на 200 %), а для самых мелких рассмотренных частиц радиусом 10 нм — в 11 раз. Вследствие этого огибающая кривая $H(t_i)$ начинает стремиться к постоянной величине при малых длительностях импульса. Этот результат согласуется с данными экспериментов по импульсному инициированию азидов свинца [10, 11] и является следствием учета особенности взаимодействия света с наночастицами металлов. На рис. 3 нанесены точки экспериментальной зависимости $H(t_i)$, исправленные на коэффициент усиления освещенности 12 (как в работе [12]). Видно, что при уменьшении длительности импульса критическая плотность энергии инициирования взрывного разложения для ансамбля наночастиц различного размера (огибающая) уменьшается и стремится к постоянному значению при $t_i \rightarrow 0$, хорошо описывая экспериментальные данные.

Проанализируем полученный результат. Зависимость $Q_{abs}(R)$ хорошо описывается функцией Гаусса (4) вблизи максимума эффективности поглощения (см. рис. 1). Наночастицы, радиусы которых значительно превышают R_m , не успевают прогреться за время короткого импульса [26]. Они должны характеризоваться критериями инициирования длинными импульсами. С учетом влияния эффективности поглощения излучения на температуру разогрева наночастицы и окружающей матрицы уравнение (5) принимает вид

$$\delta T = \exp\left(-\left(\frac{R - R_m}{x_n}\right)^2\right) \times \frac{Q_{\max}RH}{4c[Rh + h^2 + (1/K^2)R^2]}. \quad (7)$$

Для ансамбля наночастиц в образце определим радиус наночастицы, нагретой при данной длительности и плотности энергии импульса до максимальной температуры. Дифференцируя (7) по R , получим

$$\frac{d\delta T}{dR} = \frac{Q_{\max}H}{4c} \exp\left(-\left(\frac{R - R_m}{x_n}\right)^2\right) \times \times \{[h^2 - R^2K^{-2} - R(2R - R_m)(Rh + h^2 + R^2K^{-2})x_n^{-2}]/(Rh + h^2 + R^2K^{-2})^2\}. \quad (8)$$

Приравняв производную к нулю, запишем уравнение для радиуса наиболее прогретой наночастицы R_{mT} :

$$h^2 - R_{mT}^2K^{-2} - R_{mT}(2R_{mT} - R_m) \times \times (R_{mT}h + h^2 + R_{mT}^2K^{-2})x_n^{-2} = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) учитывает длительность импульса через значение h , теплофизические параметры среды — через параметр K , коэффициент эффективности поглощения света — через величины R_m и x_n . Абсолютное значение Q_{abs} не влияет на величину R_{mT} , оно сокращается при выводе (9). Выражение (9) является уравнением 4-й степени относительно R_{mT} , и его решение нельзя получить в общем виде. Однако оно значительно упрощается в предельном случае $h \rightarrow 0$, что соответствует бесконечно короткому импульсу $t_i \rightarrow 0$. В данном пределе уравнение (9) преобразуется к выражению

$$\frac{2R_{mT}^2}{x_n^2} - \frac{2R_{mT}R_m}{x_n^2} + 1 = 0. \quad (10)$$

Корень уравнения (10), имеющий физический смысл, равен

$$R_{mT} = \frac{R_m + \sqrt{R_m^2 - 2x_n^2}}{2}. \quad (11)$$

На рис. 4 приведены зависимости оптимальных размеров наночастицы от длительности импульса, рассчитанные из решения полной системы уравнений (1)–(3) (кривая 1 на

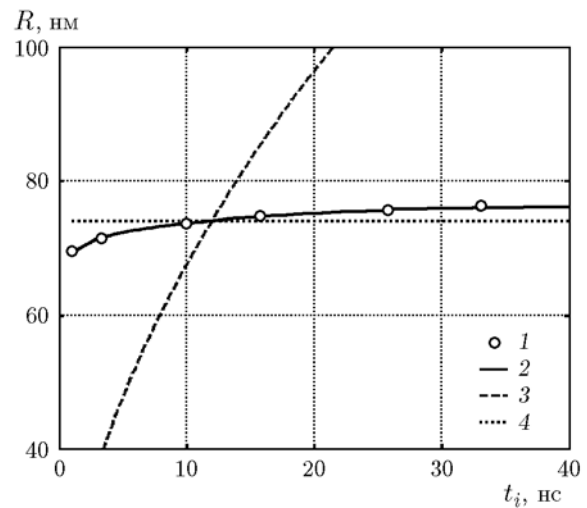


Рис. 4. Зависимость оптимальных размеров наночастицы от длительности импульса:

расчет R_{mT} : 1 — из решения системы (1)–(3), 2 — по уравнению (9), 3 — при $Q_{abs} = 1$, 4 — при наибольшем значении Q_{abs}

рис. 4) и уравнения (9) (кривая 2). Видно хорошее соответствие точного и приближенного решений, что означает допустимость приближений, сделанных при выводе уравнения (9). Из рис. 4 и выражения (11) следует, что с учетом зависимости $Q_{abs}(R)$ радиус оптимальной наночастицы, разогреваемой до максимальной температуры при данной длительности импульса, стремится к постоянному значению при $t_i \rightarrow 0$. В то же время из решения полной системы уравнений (1)–(3) без учета $Q_{abs}(R)$ (кривая 3 на рис. 4) радиус наиболее нагретой наночастицы стремится к нулю при $t_i \rightarrow 0$. В случае наночастиц свинца в матрице азид свинца предельный радиус наиболее прогретой наночастицы при $t_i \rightarrow 0$ равен 63.5 нм ($\lambda = 1064$ нм). Точке пересечения кривых 1–3 на рис. 4 соответствует $R_m = 74$ нм (кривая 4 на рис. 4) при $t_i = (\sqrt{\ln 2} c_{met} R_m^2) / (3c\alpha) = 12$ нс. При меньших длительностях импульса $R_{mT} < R_m$, при больших — $R_{mT} > R_m$. Предельное значение радиуса (R_{mT} при $t_i \rightarrow 0$) ненамного меньше радиуса наночастицы, поглощающей лазерное излучение используемой длины волны с наибольшей эффективностью (R_m). Следовательно, в пределах малых длительностей импульса очаг взрывного разложения образуется на наночастицах радиусом более R_m , а не стремящимся к нулю. При уменьшении размера наночастицы ($R \rightarrow 0$) значение Q_{abs} уменьшается до нуля для всех металлов. Таким образом, учета зависимости коэффициента эффективности поглощения от радиуса наночастицы оказалось достаточно для разрешения парадокса малых частиц.

В пределах больших длительностей импульса наибольший разогрев будет у наночастиц относительно большого радиуса. В этой области коэффициент эффективности поглощения слабо зависит от радиуса наночастицы, что приводит к зависимости критической плотности энергии от длительности импульса, близкой к $t_i^{0.4}$, что согласуется с экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые проведен расчет зависимости критической плотности энергии лазерного инициирования композитов на основе взрывчатых веществ (азид свинца) и включений наночастиц металла (свинца) от длительности импульса в рамках модернизированной микроочаговой модели теплового взрыва с

учетом зависимости коэффициента эффективности поглощения излучения от размера наночастиц. Получены аналитические выражения для радиуса наиболее нагретой наночастицы в пределах коротких длительностей импульса. Учет зависимости коэффициента эффективности поглощения излучения от радиуса наночастиц позволяет разрешить парадокс малых частиц. Следующим этапом формулировки современного варианта микроочаговой модели лазерного инициирования взрывчатых веществ (с учетом результатов работ [16–20, 28, 29]) авторы планируют учет зависимости параметров модели, в том числе теплофизических характеристик матрицы и включения, коэффициентов эффективности поглощения и рассеяния наночастиц, от температуры.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Г. Кригеру, Б. П. Адуеву и В. П. Ципилеву за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yang Y., Sun Z., Wang S., Dlott D. Fast spectroscopy of laser-initiated nanoenergetic materials // J. Phys. Chem. B. — 2003. — V. 107, N 19. — P. 4485–4493.
2. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р. Влияние добавок наночастиц алюминия на чувствительность тетранитропентаэритрита к лазерному воздействию // Хим. физика. — 2011. — Т. 30, № 3. — С. 63–65.
3. Каленский А. В., Ананьева М. В., Звеков А. А., Зыков И. Ю. Кинетические закономерности взрывчатого разложения таблеток тетранитропентаэритрит-алюминий // Журн. техн. физики. — 2015. — Т. 85, № 3. — С. 119–123.
4. 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.
5. Pustovalov V. K., Astafyeva L. G. Nonlinear absorption, scattering, and extinction of laser radiation by two-layered spherical system — gold nanoparticle and vapor shell in water // Laser Phys. — 2011. — V. 21, N 12. — P. 2098–2107.
6. Чумаков Ю. А., Князева А. Г. Иницирование реакции в окрестности одиночной частицы, нагреваемой СВЧ-излучением // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 2. — С. 24–30.
7. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Фурегга Р. И., Звеков А. А., Каленский А. В. Взрывчатое разложение тэна с нанодобавками алюминия при воздействии импульсного лазерного излучения различной длины волны //

- Хим. физика. — 2013. — Т. 32, № 8. — С. 39–42.
8. **Каленский А. В., Звекон А. А., Ананьева М. В., Зыков И. Ю., Кригер В. Г., Адуев Б. П.** Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии иницирования энергетических материалов // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 3. — С. 98–104.
 9. **Kalenskii A. V., Ananyeva M. V.** Spectral regularities of the critical energy density of the pentaerythriol tetranitrate-aluminium nanosystems initiated by the laser pulse // *Nanosystems: Phys. Chem. Math.* — 2014. — V. 5, N 6. — P. 803–810.
 10. **Александров Е. И., Ципилев В. П.** Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азид свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 6. — С. 104–108.
 11. **Буркина Р. С., Медведев В. В., Микова Е. А., Ципилев В. П.** Иницирование прессованных порошков азид свинца лазерными импульсами различной длительности // Физико-химические процессы в неорганических материалах (ФХП-10): докл. конф. — ГОУ ВПО «КемГУ», 2007. — Т. 1. — С. 205–209.
 12. **Буркина Р. С., Морозова Е. Ю., Ципилев В. П.** Иницирование реакционно-способного вещества потоком излучения при его поглощении оптическими неоднородностями вещества // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 95–105.
 13. **Ассовский И. Г.** Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005. — С. 272–282.
 14. **Александров Е. И., Сидонский О. Б., Ципилев В. П.** Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений на процесс лазерного зажигания конденсированной среды // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 3. — С. 7–12.
 15. **Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Зыков И. Ю., Адуев Б. П.** Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включения в прозрачных средах // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 6. — С. 54–58.
 16. **Адуев Б. П., Ананьева М. В., Звекон А. А., Каленский А. В., Кригер В. Г., Никитин А. П.** Микроочаговая модель лазерного иницирования взрывного разложения энергетических материалов с учетом плавления // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 6. — С. 92–99.
 17. **Kalenskii A. V., Kriger V. G., Zykov I. Yu., Anan'eva M. V.** Modern microcenter heat explosion model // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2014. — V. 552. — 012037. — DOI: 10.1088/1742-6596/552/1/012037.
 18. **Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Белокуров Г. М., Звекон А. А., Каленский А. В., Никитин А. П., Лисков И. Ю.** Исследование оптических свойств наночастиц алюминия в тетранитропентаэритрите с использованием фотометрического шара // Журн. техн. физики. — 2014. — Т. 84, № 9. — С. 126–131.
 19. **Звекон А. А., Каленский А. В., Адуев Б. П., Ананьева М. В.** Расчет оптических свойств композитов пентаэритрит тетранитрат — наночастицы кобальта // Журн. прикл. спектроскопии. — 2015. — Т. 82, № 2. — С. 219–226.
 20. **Zvekov A. A., Ananyeva M. V., Kalenskii A. V., Nikitin A. P.** Regularities of light diffusion in the compo site material pentaerythriol tetranitrate — nickel // *Nanosystems: Phys., Chem., Math.* — 2014. — T. 5, N 5. — P. 685–691.
 21. **Ципилев В. П.** Стенд для исследования кинетики взрывного разложения конденсированных сред при воздействии импульсов лазерного излучения // Изв. Том. политехн. ун-та. — 2003. — Т. 306, № 4. — С. 99–103.
 22. **Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Ананьева М. В., Боровикова А. П.** Диффузионная модель разветвленной цепной реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Хим. физика. — 2009. — Т. 28, № 8. — С. 67–71.
 23. **Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Боровикова А. П., Гришаева Е. А.** Определение ширины фронта волны реакции взрывного разложения азид серебра // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 4. — С. 129–136.
 24. **Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Зажигание полимерного материала одиночными горячими металлическими и неметаллическими частицами при диффузионно-конвективном теплопереносе в среде окислителя // Хим. физика. — 2014. — Т. 33, № 9. — С. 26–33.
 25. **Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Твердофазное зажигание смесового топлива горячей частицей при свободноконвективном теплоотводе во внешнюю среду // Хим. физика. — 2014. — Т. 33, № 4. — С. 38–47.
 26. **Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Зыков И. Ю., Никитин А. П.** Процессы теплопереноса при лазерном разогреве включений в инертной матрице // Теплофизика и аэромеханика. — 2013. — Т. 20, № 3. — С. 375–382.
 27. **Каленский А. В., Звекон А. А., Никитин А. П., Ананьева М. В., Адуев Б. П.** Особенности плазмонного резонанса в наночастицах различных металлов // Оптика и спектроскопия. — 2015. — Т. 118, № 6. — С. 1012–1021.

28. Кузнецов Г. В., Мамонтов Г. Я., Таратушкина Г. В. Численное моделирование зажигания конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 1. — С. 78–85.
29. Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Численное моделирование твердофазного зажигания металлизированного конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей // Хим. физика. — 2011. — Т. 30, № 12. — С. 35–42.

*Поступила в редакцию 24/XII 2014 г.,
в окончательном варианте — 22/IX 2015 г.*
